

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н.Г. Чернышевского»

---

На правах рукописи

МАТВЕЕВ Олег Валерьевич

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В СЛОИСТЫХ И  
МУЛЬТИФЕРРОИДНЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ  
МАГНОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

01.04.03 — Радиофизика

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

к.ф.-м.н., доцент

Морозова М.А.

Саратов – 2019

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1. НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНОВЫЕ МОДЕЛИ ДЛЯ СЛОИСТЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЁНОК (ФП) И МАГНОННЫХ КРИСТАЛЛОВ (МК)	18
1.1 Периодическая ферромагнитная структура (МК)	18
1.1.1 Система нелинейных уравнений для прямой и отраженной волны	18
1.1.2 Нелинейное переключение и формирование щелевых солитонов	24
1.2. Слоистая ферромагнитная структура (ФП-1/ФП-2)	32
1.2.1 Система нелинейных волновых уравнений для волн в слоях	32
1.2.2 Нелинейное подавление перекачки сигнала между слоями	40
1.3 Слоистая периодическая структура (МК-1/МК-2)	50
1.3.1 Дисперсионные характеристики	50
1.3.2 Вывод системы нелинейных уравнений для прямой и отраженной волн в слоях (нормальное намагничивание)	53
1.3.3 Вывод системы нелинейных уравнений для прямой и отраженной волн в слоях (касательное намагничивание)	56
1.4 Выводы	59
ГЛАВА 2. НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ МК	60
2.1 Механизмы нелинейного переключения в структуре МК-1/МК-2	60
2.1.1 Одиночное нелинейное переключение	60
2.1.2 Двойное нелинейное переключение	69
2.1.3 Принцип функционирования многофункционального устройства	76
2.2 Щелевые солитоны в структуре МК-1/МК-2	81
2.3 Волновые явления в слоистой структуре типа МК/ФП	84
2.3.1 Частотное разделение сигналов	84
2.3.2 Нелинейные переключения	90

2.4 Выводы	93
ГЛАВА 3. ВОЛНОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ В СЛОИСТОЙ МУЛЬТИФЕРРОИДНОЙ СТРУКТУРЕ НА ОСНОВЕ МК И СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКА (СЭ)	96
3.1 Гибридизация волн в слоистой структуре ФП/СЭ	96
3.2 Гибридизация волн в слоистой структуре МК/СЭ	100
3.2.1 Вывод дисперсионного соотношения	100
3.2.2 Механизм формирования запрещенных зон	102
3.3 Гибридизация волн в слоистой структуре МК-1/СЭ/МК-2	106
3.3.1 Вывод дисперсионного соотношения. Предельные случаи	106
3.3.2 Механизм формирования запрещенных зон	111
3.3.3 Двойное управление запрещенными зонами	113
3.4 Влияние нелинейности на характеристики запрещенных зон в структуре МК/СЭ	113
3.5 Выводы	118
ГЛАВА 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ В СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ МК И СЭ	120
4.1 Экспериментальные методы и подходы	120
4.2 Нелинейное переключение в одиночном МК	123
4.3 Нелинейное подавление перекачки в структуре ФП-1/ФП-2	127
4.4 Двойное нелинейное переключение в структуре МК-1/МК-2	131
4.5 Запрещенные зоны в структуре МК/СЭ	137
4.6 Выводы	140
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	142
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	146
СПИСОК РАБОТ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ	157
Приложение А. Вывод системы нелинейных волновых уравнений для огибающих прямых и отраженных волн в структуре МК-1/МК-2 (нормальное намагничивание)	162
Приложение В. Вывод системы волновых уравнений для огибающих прямых и отраженных гибридных волн в структуре МК-1/СЭ/МК-2 (касательное намагничивание)	166

## ВВЕДЕНИЕ

Нелинейные эффекты в ферромагнитных плёнках на основе железо-иттриевого граната (ЖИГ) проявляются при сравнительно малых уровнях мощности  $\sim 1$  мВт [1]. К настоящему времени достаточно подробно исследованы нелинейные эффекты при распространении волн в одиночных ферромагнитных плёнках, обусловленные трехволновыми параметрическими взаимодействиями [2–6] и процессами четырёхволнового взаимодействия в таких системах [7–14]. Основную роль в четырёхволновых нелинейных процессах в ферромагнетиках играет увеличение угла прецессии магнитных моментов атомов при увеличении амплитуды сигнала, что приводит к изменению продольной компоненты магнитного момента. Как известно, ферромагнитная среда является средой с керровским типом кубической нелинейности [1; 7; 8]. Развитие модуляционной неустойчивости в таких средах может приводить к различным эффектам самовоздействия, которые включают в себя самомодуляцию или самофокусировку волны [11; 12], а также приводит к возможности существования волн стационарного профиля, в частности, солитонов огибающей (см., например, [8; 9]) и двумерных буллетов [10; 14]. Основные теоретические исследования отмеченных эффектов проводилось на основе нелинейного уравнения Шредингера [7; 8; 15–17], которое описывает поведение огибающих магнитостатических волн. В плёнках ЖИГ исследования явлений, обусловленных развитием модуляционной неустойчивости ведутся с 1978 г. [18]

В настоящее время большой интерес вызывают созданные на основе ферромагнитных пленок периодические структуры - магнотные кристаллы (МК) [19–23]. В таких кристаллах распространяются спиновые волны (магноны). В отличие от фотонных кристаллов, которые используются в оптических системах [24; 25], МК представляют интерес для использования в микроволновом диапазоне длин волн. Наличие пространственного периода приводит к возникновению в спектре спиновых волн запрещенных зон для волновых чисел, удовлетворяющих условию брэгговского резонанса [26].

В этом случае важной является задача управления характеристиками запрещенных зон в спектре распространяющихся волн (плотностью, шириной и др.). Для решения этой задачи в последние годы были проведены теоретические и экспериментальные исследования МК, в которых периодичность создавалась различными способами: путём создания модуляции геометрических параметров ферромагнитной плёнки [27; 28],

периодических граничных условий в виде металлических решёток [29; 30], создания дырок [31], использования слоёв из различных материалов [32–34], распространения поверхностных акустических волн в области распространения спиновых волн [35] т.д. Управление характеристиками запрещённых зон предлагалось осуществлять: динамически, например, путём создания переменного магнитного поля [36]; за счёт изменения геометрических параметров структур [19]; изменения материалов, составляющих слои многокомпонентных МК [37]; изменения граничных условий [29]; за счёт нарушения периодичности [38; 39] и создания дефектов [40; 41]; создания температурного градиента [42]; путём изменения мощности входного сигнала [43; 44]. Наличие запрещённых зон (ЗЗ) позволяет создавать на основе магнитных кристаллов перестраиваемые магнитным полем устройства для обработки и генерации сигналов в микроволновом диапазоне [19; 20; 26].

Нелинейные явления в периодических ферромагнитных структурах начали исследовать сравнительно недавно. К настоящему времени исследованы трехволновые параметрические взаимодействия в МК [21; 45; 46] и процессы четырёхволнового взаимодействия в таких системах [35; 58–65]. Основным нелинейным эффектом в области четырёхмагнитных процессов распада является нелинейный сдвиг запрещённых зон на 5–15 МГц в низкочастотную область при увеличении мощности входного сигнала до 80 мВт [47]. Как показано в этой работе коэффициент пропускания на частоте запрещённой зоны растёт с увеличением мощности входного сигнала, что приводит к эффекту «нелинейного переключения МК», при котором периодическая структура начинает пропускать сигнал большой мощности на частотах, лежащих внутри запрещённой зоны. Данная особенность позволяет рассматривать волноведущую структуру на основе МК в качестве нелинейного фазовращателя и усилителя отношения сигнал/шум. В работах [48–51; 55] исследовались особенности формирования солитонов огибающей в МК на частотах, лежащих на краях запрещённой зоны. В этих работах приведены экспериментальные результаты и результаты численного моделирования на основе одиночного нелинейного уравнения Шредингера (НУШ), коэффициенты дисперсии и нелинейности в котором рассчитывались, исходя из предположения, что в ферромагнитной пленке распространяется одна магнитостатическая волна, дисперсия которой зависит от параметров периодической структуры. Использование одного НУШ представляет упрощенный подход к описанию нелинейной динамики волн в периодических структурах. Для описания нелинейных явлений на частотах, лежащих в запрещённой зоне, необходимо использовать модель в виде системы нелинейных

уравнений связанных волн для амплитуд огибающих прямых и отраженных волн [25; 43; 52]. На основе такого подхода показана возможность формирования щелевых солитонов на частотах запрещенной зоны МК. Одним из основных свойств таких солитонов является то, что их скорость меньше скорости распространения волны в однородной плёнке. Щелевые солитоны в МК в области частот, где разрешены четырёхмагنونные процессы распада, исследовались экспериментально и теоретически в работах [43; 52]. Рассматривалось также формирование солитонов в кольцевых автоколебательных системах с МК в области трёхмагنونных процессов распада [45]. В последние годы нелинейные явления в магнитных плёнках привлекают особое внимание благодаря обнаруженной возможности генерации спин-торг осцилляторов под воздействием спинового тока [56].

В последние годы магноники – новое направление в электронике - привлекает широкое внимание исследователей. В устройствах магноники для передачи сигнала используются спиновые волны [19; 20; 22; 56–58]. Было предложено большое количество базовых элементов на основе магнитных материалов для магنونных устройств в СВЧ диапазоне [58–64]. Однако, актуальным остается вопрос объединения отдельных магنونных элементов обработки сигналов в магنونные сети. В связи с этим актуальными представляются исследования, направленные на изучение особенностей распространения спиновых волн в связанных магнитных структурах. За счёт связи между магнитными каналами существенно меняются динамические свойства волновых процессов и реализуются новые типы спин-волновых возбуждений [65; 66; 75–80; 67–74]. Связанные структуры существенно расширяют функциональные возможности радиофизических систем [81], т.к. появляется дополнительный управляющий параметр – связь. Такие структуры широко используются как в микроволновой технике [82], так и в оптических системах [24; 25; 83].

Можно выделить два типа связанных магнитных волноводов, а именно волноводы, расположенные в планарной геометрии, как параллельно [65; 66; 84–87], так и под углом друг к другу [69; 70] (латерально связанные волноводы), а также в виде многослойных структур [71–80]. Исследования таких структур проводились в последние годы как с использованием метода бриллюэновской спектроскопии [66; 86; 87], так и радиофизическими методами [65; 84; 85]. Показано, что в таких структурах реализуется периодическая перекачка сигнала из одного волновода в другой вдоль направления распространения волны, причём длина перекачки зависит от величины постоянного

магнитного поля, ориентации статической намагниченности волноводов, геометрии связанной структуры [84; 86] и мощности входного сигнала [66].

Слоистые ферромагнитные структуры представляют собой классический пример связанных структур, т.к. слои в такой структуре связаны равномерно по всей плоскости. Исследования связанных структур в многослойной геометрии начались с 80-х годов прошлого века с использованием радиофизических методов и были направлены на изучение спектральных и дисперсионных характеристик волн в таких структурах [65; 75; 77]. Теоретическому и экспериментальному исследованию линейных свойств различных типов МСВ в связанных системах, состоящих, в частности, из двух ферромагнитных плёнок, посвящено большое число работ, достаточно указать, например, работы [65; 77; 95; 82; 88–94]. Основной особенностью связанной структуры является распространение в структуре на одной частоте двух нормальных мод, симметричной и антисимметричной, с разными волновыми числами  $k_{s,a}$ , соответственно, и групповыми скоростями. Существование двух волн приводит к периодической перекачке сигнала между слоями вдоль длины структуры с длиной перекачки  $\lambda = 2\pi/(k_a - k_s)$  [65; 82; 96]. Данная особенность приводит к тому, что на выбранной длине такая структура может функционировать как направленный ответвитель, в котором в зависимости от частоты сигнала меняется доля мощности, выходящая из разных плёнок (портов) слоистой структуры [89; 97].

В последние годы интерес к таким структурам возобновился в связи с появлением технологических возможностей создания наноразмерных слоистых структур [78–80], а также структур связанных МК, в которых связь позволяет управлять характеристиками запрещенных зон [85; 86]. В результате экспериментального и теоретического исследования линейных свойств магнитоэлектрических волн в связанных периодических структурах показано, что существование двух нормальных волн приводит к формированию двух запрещенных зон в области первого брэгговского резонанса. Частотный интервал между запрещенными зонами зависит от величины связи в структуре.

Широкие возможности для исследования нелинейных эффектов представляют многослойные ферромагнитные структуры, которые могут включать как слои различной физической природы [98], так и несколько ферромагнитных плёнок [99; 100]. В нелинейном случае эволюция амплитуды огибающей сигнала в слоистой структуре описывается системой нелинейных уравнений Шредингера, полученной в [100–102] с учётом только нелинейного характера связи между волнами в плёнках. Для этого случая теоретически исследованы такие эффекты, как формирование и перекачка солитонов,

неустойчивость быстрого солитона, эффекты захвата и сопровождения, самофокусировка и формирование волноводных каналов. В работах [91; 100; 103] рассматривалось нелинейное перераспределение мощности между плёнками при импульсном возбуждении связанной структуры и влияние связи на характеристики и пороги формирования солитонов, эффекты самомодуляции и перехода к хаосу. Рассматривались условия модуляционной неустойчивости в связанной в структуре [99], показано, что поверхностные МСВ, устойчивые в одиночной ферромагнитной плёнке, могут быть неустойчивы в связанной структуре [13]. Что касается учёта линейной связи между волнами при исследовании нелинейных эффектов, то в работах [104; 105] впервые была записана система НУШ с учётом линейной связи. На основе этой системы была исследована перекачка непрерывного сигнала и перекачка солитонов между слоями структуры. Влияние уровня входного сигнала на характер перекачки в такой структуре не рассматривалось. В связи с этим открытым остается вопрос о влиянии нелинейности на характер периодической перекачки сигнала между плёнками. Кроме того, все отмеченные работы касаются теоретического описания нелинейных эффектов, экспериментальное наблюдение распространения нелинейных спиновых волн в слоистой ферромагнитной структуре до настоящего времени не проводилось.

Что касается нелинейных явлений в связанных периодических структурах, то до начала работы над диссертацией такие исследования не проводились. Однако, следует ожидать, что данные исследования существенно расширят представления о нелинейных процессах в ферромагнитных плёнках, т.к. в этом случае необходимо учитывать влияние как связи между слоями, так и периодичности структуры.

Ферромагнитные материалы широко используются для создания управляемых компонентов СВЧ устройств, управление характеристиками которых выполняется посредством изменения внешнего магнитного поля. «Магнитный» способ управления может быть реализован в сравнительно широком диапазоне частот, но при этом управление осуществляется сравнительно медленно и требует значительного энергопотребления. Другим семейством материалов, применяемых для создания СВЧ управляемых приборов, являются сегнетоэлектрики (СЭ). Для управления характеристиками сегнетоэлектрических компонентов применяется электрическое поле. Изменение диэлектрической проницаемости при приложении электрического поля при «электрическом» способе управления происходит гораздо быстрее по сравнению с «магнитным» управлением. Кроме того, «электрическое» воздействие отличается малым энергопотреблением. Однако диапазон изменения радиотехнических параметров

компонентов СВЧ устройств с электрическим управлением, как правило, является менее широким [106; 107].

Особое место занимают материалы, обладающие одновременно магнитным и электрическим упорядочением – мультиферроики. Использование мультиферроидных структур на базе ферромагнитных пленок открывает дополнительные возможности по управлению характеристиками волн в таких структурах [108–110]. Мультиферроидные материалы проявляют свойства, характерные как для магнетиков, так и для сегнетоэлектриков в отдельности, а также и совершенно новые свойства, связанные с взаимодействием магнитной и электрической подсистем [111; 112]. Взаимодействие этих упорядоченных подсистем (его называют также магнитоэлектрическим) вносит ряд особенностей в картину сегнетоэлектрических и магнитных фазовых переходов, в спектр элементарных возбуждений, в реакцию системы на электрическое и магнитное поля. Связь между электрической и магнитной подсистемами дает возможность управлять их магнитными свойствами электрическим полем и, наоборот, изменять их электрические свойства в магнитном поле. Мультиферроидная структура может быть реализована либо в виде слоев феррита и сегнетоэлектрика [110], либо в виде гетерофазной системы сегнетоэлектрика, перемешанного с магнитными ионами [113]. Большинство известных к настоящему времени «природных» мультиферроиков по своим свойствам непригодно для использования в СВЧ диапазоне. Остановимся подробнее на структурах первого типа – «искусственных» мультиферроиках (см. [114]). Первые работы по исследованию таких структур, в частности структуры ферромагнитная пленка – сегнетоэлектрик (ФП/СЭ) относятся к 80-м годам прошлого века [115–120]. При больших значениях диэлектрической проницаемости СЭ, которая зависит от приложенного постоянного электрического поля, электромагнитные волны (ЭМВ) в СЭ оказываются сильно замедленными. В этом случае в структуре ФП/СЭ на частотах, близких к частоте фазового синхронизма между ЭМВ и МСВ, возникают гибридные электромагнитно-спиновые волны (ГЭМСВ). Условия фазового синхронизма достаточно легко выполняются, т.к. МСВ в плёнках ЖИГ имеют фазовые скорости  $\sim 10^6 - 10^9$  см/с и частоты порядка  $\sim 10^9 - 10^{11}$  Гц, а ЭМВ в СЭ с диэлектрической проницаемостью  $\sim 10^2 - 10^4$  на тех же частотах имеют фазовые скорости  $\sim 10^8 - 10^9$  см/с. Причем значение частот фазового синхронизма определяется как величиной электрического, так и магнитного поля, т.е. возможно двойное управление характеристиками ГЭМСВ, возбуждаемых в таких слоистых структурах. Интерес к таким структурам был возобновлен в связи с развитием технологий производства керамических сегнетоэлектриков (титанат бария ( $\text{BaTiO}_3$ ),

титанат стронция ( $\text{SrTiO}_3$ ) с широким диапазоном перестраиваемой диэлектрической проницаемости. Показана возможность создания на основе слоистых структур типа ФП/СЭ СВЧ-устройств с двойным управлением [121–127].

Использование периодических мультиферроидных структур типа магнетонный кристалл – сегнетоэлектрик (МК/СЭ) расширяет возможности по управлению характеристиками волн в таких структурах. При этом за счёт создания периодического изменения характеристик как сегнетоэлектрической нагрузки, так и ферромагнитной плёнки в таких структурах формируются запрещенные зоны. Проводились теоретические исследования характеристик запрещенной зоны в зависимости от диэлектрической проницаемости СЭ, напряженности электрического и магнитного поля [128–131]. В частности, в работах рассматривались: МК в виде ферромагнитной плёнки с периодической системой канавок на её поверхности и слоя СЭ [131]; МК, состоящий из ферромагнитной плёнки, нагруженной сегнетоэлектрическим слоем с периодически изменяющейся диэлектрической проницаемостью [128]; динамический МК, созданный на основе ферромагнитной плёнки и периодической сегнетоэлектрической нагрузки, к которой прилагалось напряжение [129]; мультиферроидный МК, на основе щелевой линии передачи с периодически изменяющейся шириной щели состоящий из ферромагнитного и сегнетоэлектрического слоев [130].

Что касается экспериментальных исследований периодических мультиферроидных структур, то можно выделить только две работы в этом направлении, в которых рассматривалась ферромагнитная плёнка с периодической системой канавок на её поверхности, нагруженная сверху слоем СЭ [132; 133]

Интенсивная волна, распространяясь в нелинейной среде, может изменять свойства среды. Различные волноведущие среды обладают различными типами нелинейностей. Так, в случае волн прецессии намагниченности в ферромагнетике увеличение амплитуды спиновой волны приводит к уменьшению постоянной составляющей намагниченности  $M_z$  и, следовательно, к изменению волнового вектора несущей волны [1]. В случае электромагнитных волн в диэлектрических волноводах при увеличении амплитуды волны изменяется диэлектрическая проницаемость СЭ [134]. Как было показано ранее в работах [135–137], мультиферроидные среды, включающие ферромагнитную и сегнетоэлектрическую подсистемы, демонстрируют двойную волновую нелинейность, обусловленную совместным действием нелинейностей каждой из подсистем. До настоящего времени проводились только исследования, направленные на изучение влияния нелинейности на распространение волн в структурах типа ФП/СЭ. Однако,

представляет интерес исследование распространения нелинейных сигналов в периодических мультиферроидных структурах. Следует ожидать, что учёт нелинейности в этом случае приведет к изменению характеристик запрещенных зон в спектре ГЭМСВ.

К настоящему времени также рассмотрены связанные трёхслойные мультиферроидные структуры типа ФП-1/СЭ/ФП-2 [138]. Показано, что наличие двух ветвей магнитоэлектрических волн в такой структуре приводит к последовательной гибридизации ЭМВ с каждой ветвью МСВ. Однако, периодические слоистые мультиферроидные структуры типа МК-1/СЭ/МК-2 до настоящего времени не исследовались в работах других авторов. Следует ожидать, что, во-первых, приложение напряжения к слою СЭ даст возможность изменять связь между МК электрическим способом. Как отмечалось выше, изменение величины связи влияет на характеристики запрещенных зон в связанной структуре. Во-вторых, гибридизация волн в такой структуре приведет к существенному искажению дисперсионных зависимостей, а, следовательно, и характеристик запрещенных зон.

Таким образом, задачи, которые рассматриваются в диссертации и посвященные исследованию связанных волн в слоистых периодических ферромагнитных структурах, а также в слоистых периодических мультиферроидных структурах, являются важными и представляют значительный научный интерес. Это позволяет считать тему работы актуальной для современной радиофизики и нелинейной динамики.

**Цель** работы состоит в выявлении новых нелинейных и резонансных эффектов в слоистых периодических волноведущих структурах на основе ферромагнитных плёнок, магнетонных кристаллов и сегнетоэлектриков, а также механизмов связи как в линейных, так и в нелинейных режимах, которые позволят эффективно управлять волновыми процессами в таких структурах.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Разработка нелинейной нестационарной волновой модели для исследования распространения спин-волновых возбуждений в слоистой структуре на основе связанных однородных плёнок, связанных магнетонных кристаллов и структуре магнетонный кристалл – однородная плёнка.
2. Теоретическое исследование основных нелинейных эффектов на основе полученной модели, таких как нелинейные переключения и формирование щелевых солитонов.
3. Разработка математических моделей для описания дисперсионных свойств гибридных электромагнитно-спиновых волн в структурах магнетонный кристалл - сегнетоэлектрик и магнетонный кристалл – сегнетоэлектрик - магнетонный кристалл.

4. Исследование дисперсионных характеристик ГЭМСВ в таких структурах, в том числе особенностей формирования запрещенных зон в зависимости от величины магнитного и электрического полей, а также мощности входного сигнала.
5. Проведение экспериментальных исследований радиофизическими методами и методом бриллюэновской спектроскопии основных эффектов при распространении спиновых волн в структуре двух связанных ферромагнитных пленок, структуре двух связанных магнетонных кристаллов и структуре магнетонный кристалл – сегнетоэлектрик. Сравнение результатов теоретического и экспериментального исследования.

**Научная новизна.** Все результаты, включенные в диссертацию, являются новыми и получены впервые, в частности:

1. Построена волновая модель в виде системы четырёх нелинейных уравнений связанных волн, описывающая пространственно-временную эволюцию амплитуд огибающих прямых и отраженных волн в структуре двух связанных магнетонных кристаллов и структуре магнетонный кристалл – ферромагнитная плёнка.
2. Выявлен нелинейный механизм связи в слоистой структуре на основе связанных ферромагнитных плёнок. Нелинейная связь приводит к подавлению линейной перекачки сигнала между слоями структуры, что объясняется увеличением разности фаз распространяющихся волн при увеличении мощности входного сигнала. Показано, что пороговое значение мощности входного сигнала, необходимое для наблюдения указанного эффекта, определяется геометрическими и магнитными параметрами структуры, а также величиной магнитного поля.
3. В структуре двух связанных магнетонных кристаллов (МК-1 и МК-2) выявлен эффект двойного нелинейного переключения. Эффект заключается в следующем: если импульс подается в МК-1, то при малой амплитуде импульс отражается от МК-2. При увеличении амплитуды импульса имеет место первое переключение – импульс проходит через связанную структуру и выходит из МК-2, при дальнейшем увеличении амплитуды имеет место второе переключение – импульс выходит из МК-1. Определены условия, необходимые для наблюдения эффекта двойного нелинейного переключения.
4. Получены дисперсионные соотношения для ГЭМСВ в мультиферроидных структурах магнетонный кристалл – сегнетоэлектрик и магнетонный кристалл – сегнетоэлектрик – магнетонный кристалл при касательном намагничивании. Выявлен механизм формирования дополнительных гибридных запрещенных зон в области

первого брэгговского резонанса в таких структурах, прямых и отраженных гибридных электромагнитно-спиновых волн.

5. Выявлен механизм совместного действия электрической и магнитной нелинейности на характеристики запрещенных зон. За счёт действия магнитной нелинейности уменьшается намагничённость ферромагнитной среды и гибридная зона сдвигается вниз по частоте, за счёт действия электрической нелинейности уменьшается диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрической среды и гибридная зона сдвигается вверх по частоте. Показано, что действие электрической нелинейности может компенсировать действие магнитной нелинейности на гибридную запрещенную зону. На основную запрещенную зону электрическая нелинейность не влияет.
6. Показана возможность динамического двойного (электрического и магнитного) управления характеристиками запрещенных зон в мультиферроидных структурах магнетонный кристалл – сегнетоэлектрик и магнетонный кристалл – сегнетоэлектрик – магнетонный кристалл. В частности, при увеличении диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика, которая зависит от приложенного электрического поля, все запрещенные зоны сдвигаются вниз по частоте, а при увеличении напряженности магнитного поля, все запрещенные зоны сдвигаются вверх по частоте.

**Научная и практическая значимость.** Полученные в работе результаты расширяют фундаментальные представления о физических процессах в связанных периодических магнитных и мультиферроидных структурах. В частности, построенная волновая модель, описывающая распространение магнитостатических волн в связанных магнетонных кристаллах, открывает возможность изучения широкого спектра нелинейных явлений, обусловленных влиянием связи и периодичности в слоистых периодических структурах на основе магнитных плёнок, а также может представлять интерес при исследовании нелинейных явлений в связанных периодических структурах различной физической природы.

В прикладном плане выявленные эффекты, открывают широкие возможности для создания новых устройств спин-волновой электроники в диапазоне СВЧ с возможностью динамического управления характеристиками при изменении электрического и магнитного поля, а также мощности входного сигнала. В частности, на базе структуры связанных магнетонных кристаллов возможно создание устройств пространственного разделения сигналов разного уровня мощности, подавления сигналов большой мощности, подавления слабых сигналов, выделения сигналов в некотором диапазоне мощностей. На

основе связанных магнетонного кристалла и ферромагнитной плёнки возможно создание устройства, позволяющего осуществлять частотное мультиплексирование/демупльтиплексирование сигналов в зависимости от способа возбуждения структуры.

#### **Основные положения выносимые на защиту.**

1. Поведение огибающей магнитоэлектронной волны в слоистой структуре, состоящей из двух магнетонных кристаллов, в предположении, что связь между слоями носит электродинамический характер, а нелинейность каждого слоя обусловлена изменением продольной составляющей вектора намагниченности, можно описать на основе модели в виде четырёх нелинейных уравнений связанных волн для огибающих прямых и отраженных волн в каждом слое.
2. В слоистой структуре на основе связанных ферромагнитных плёнок существует пороговое значение мощности входного сигнала, при превышении которого наблюдается эффект подавления пространственной перекачки, обусловленный увеличением разности фаз между волнами в каждой плёнке вдоль направления распространения за счет действия нелинейности.
3. В слоистой структуре на основе связанных магнетонных кристаллов при увеличении мощности входного сигнала имеет место эффект двойного нелинейного переключения, который обусловлен совместным проявлением эффекта нелинейного подавления перекачки (характерного для слоистых структур) и эффекта нелинейного сдвига запрещенной зоны (характерного для периодических структур).
4. В слоистых мультиферроидных структурах на основе магнетонных кристаллов и сегнетоэлектрика взаимодействие прямых быстрых и отраженных медленных гибридных электромагнитно-спиновых волн в структуре приводит к формированию дополнительных запрещенных зон в области первого брэгговского резонанса, по сравнению со структурами на основе магнетонных кристаллов.

**Личный вклад.** Все результаты, приведенные в диссертационной работе, получены лично автором. Автор также совместно с научным руководителем принимал участие в выборе направлений исследования и постановке основных задач, анализе и интерпретации полученных результатов. Экспериментальные исследования выполнялись совместно с научным руководителем и Романенко Д.В.

**Достоверность** работы обеспечивается использованием физически обоснованных теоретических моделей, широко апробированных и хорошо зарекомендовавших себя аналитических и численных методов. Достоверность также обеспечивается однозначным переходом от результатов, полученных для связанных периодических структур либо

связанных периодических мультиферроидных структур, к широко представленным в литературе результатам исследований, касающихся процессов в одиночных ферромагнитных плёнках, связанных ферромагнитных плёнках, одиночных МК, неперриодических структурах ферромагнитная плёнка - сегнетоэлектрик, а также сравнением теоретических результатов с полученными в работе экспериментальными данными.

**Апробация работы.** Результаты, представленные в работе, докладывались на следующих школах, семинарах и конференциях:

- International Symposium Spin Waves (Санкт-Петербург, 2018 г.);
- Moscow International Symposium on Magnetism (MISM) (Москва, 2017 г.);
- XXV-XXVIII Международные конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо) (Севастополь, 2015-2018 гг.);
- International Workshop Brillouin and Microwave Spectroscopy of Magnetic Micro- and Nanostructures – BrilMics (Саратов, 2014);
- VI Euro-Asian Symposium «Trends in Magnetism» (EASTMAG-2016) (Красноярск, 2016);
- XVII Всероссийская школа «Нелинейные волны» (Нижний Новгород, 2016 г.);
- XIV-XV, XVII Всероссийские школы-семинары «Физика и применение микроволн» (Красновидово, 2014-2015 гг., 2019 г.);
- IV Всероссийская конференция Актуальные проблемы микро- и наноэлектроники (Уфа, 2016 г.);
- Всероссийские научные школы-семинары «Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами» (Саратов 2014-2018 г.);
- XVI – XVII Международные зимние школы-семинары по радиофизике и электронике сверхвысоких частот (Саратов, 2015 г., 2018 г.);
- X–XI школы-конференции «Хаотические автоколебания и образование структур» (Саратов, 2013, 2016 гг.);
- VIII–XIII конференции молодых ученых «Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика» (Саратов, 2013–2018 гг.).

Результаты работы были использованы при выполнении НИР, поддержанных проектами РФФИ (гранты № 13-07-12409-офи-м, № 14-07-00273-а, № 14-02-00577-а., № 15-07-05901-а, № 16-29-14021-офи-м, № 16-29-03120-офи м, №18-37-00373-мол\_а, № 19-02-00075-а, № 19-29-03049-мк), проектами РНФ (грант № 16-19-10283, № 19-79-20121).

**Публикации.** По результатам научной деятельности опубликовано 37 работ, включая 7 статей в рецензируемых журналах (из которых 5 статей в изданиях, входящих в международные наукометрические базы Web of Science и Scopus [A1-A5] (из которых 4 статьи в изданиях, рекомендованных ВАК РФ для публикации материалов кандидатских и докторских диссертаций [A2-A5]), 2 статьи в других журналах [A6, A7]), 8 статей в сборниках и 22 тезиса докладов [A8-A37].

**Объем и структура работы.** Полный объём работы составляет 168 страниц, включая 72 рисунка. Список литературы содержит 152 наименования.

**Краткое содержание работы.** Во Введении обоснована актуальность темы диссертации, указаны её цели, научная новизна, практическая значимость и сформулированы положения, выносимые на защиту.

В первой главе рассматриваются модели, при помощи которых описываются нелинейные волновые процессы в связанных ферромагнитных плёнках (ФП-1 и ФП-2) и одиночном магнетном кристалле. Описываются основные нелинейные эффекты в таких структурах: сдвиг брэгговской запрещенной зоны в периодической структуре и образование брэгговских солитонов, подавление линейной перекачки в двухслойной структуре. Приводится вывод системы нелинейных волновых уравнений для амплитуд огибающих прямых и отраженных волн в ферромагнитной структуре на основе двух связанных магнетных кристаллов (МК-1 и МК-2).

Во второй главе приводятся результаты теоретического исследования основных нелинейных эффектов в периодической структуре на основе связанных магнетных кристаллов. Рассматриваются такие нелинейные эффекты, как одиночное и двойное нелинейное переключение связанной периодической структуры. В главе показано, что данные эффекты позволяют реализовать на базе структуры связанных магнетных кристаллов пространственное разделение сигналов разного уровня мощности. Также в данной главе изучены особенности формирования щелевых солитонов в связанной структуре.

Третья глава посвящена изучению особенностей распространения гибридных электромагнитно-спиновых волн в композитных мультиферроидных структурах магнетный кристалл - сегнетоэлектрик и магнетный кристалл - сегнетоэлектрик - магнетный кристалл. В данной главе получены дисперсионные уравнения для гибридных волн в таких волн. Показано, что в спектре гибридных волн, в отличие от спиновых волн, распространяющихся в магнетных кристаллах, появляются дополнительные запрещенные зоны в полосе первого брэгговского резонанса. Положение запрещенных зон в спектре

гибридных волн зависит от геометрии структуры, внешних электрического и магнитного поля, мощности входного сигнала.

**В четвертой главе** приводятся результаты экспериментальных исследований распространения волн в структурах ФП-1/ФП-2, МК-1/МК-2, МК/СЭ с использованием как радиофизических методов на основе амплитудно-частотных характеристик, так и с использованием технологии бриллюэновской спектроскопии. Подтверждаются обнаруженные при теоретическом исследовании эффекты нелинейного подавления перекачки в структуре ФП-1/ФП-2, двойного нелинейного переключения в структуре МК-1/МК-2, формирования дополнительной гибридной запрещенной зоны в структуре МК/СЭ в линейном и нелинейном случае.

**В Заключении** приведены основные результаты, полученные в диссертационной работе.

# ГЛАВА 1. НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНОВЫЕ МОДЕЛИ ДЛЯ СЛОИСТЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЁНОК (ФП) И МАГНОННЫХ КРИСТАЛЛОВ (МК)

В настоящей главе рассматриваются волновые модели для описания нелинейных процессов при распространении магнитостатических волн в одиночном МК, структуре на основе связанных однородных плёнок и в структуре на основе связанных МК. В первом разделе главы приведен обзор основных методов и подходов, используемых при разработке волновой модели для одиночного МК, которые в настоящее время подробно описаны в литературе [43; 52; 53; 91; 101]. Приводятся результаты анализа и численного исследования сдвига брэгговской запрещенной зоны и образование брэгговских солитонов в такой структуре, взятые как из литературных источников, так и полученные автором. Во втором разделе главы приводятся оригинальные результаты, касающиеся построения нелинейной волновой модели, описывающей распространение магнитостатических волн в слоистой структуре на основе связанных однородных ферромагнитных плёнок на длинах больших длины линейной перекачки. Показано, что в такой структуре имеет место нелинейный эффект подавления линейной перекачки при увеличении амплитуды входного сигнала. Основные методы и подходы, использованные для построения описанных моделей, используются для построения нелинейной модели для более сложной структуры - слоистой периодической структуры на основе связанных магнонных кристаллов. В третьем разделе главы приводится оригинальный вывод системы нелинейных волновых уравнений связанных волн для амплитуд огибающих прямых и отраженных волн в ферромагнитной структуре на основе связанных магнонных кристаллов.

## 1.1 Периодическая ферромагнитная структура (МК)

### 1.1.1 Система нелинейных уравнений для прямой и отраженной волны

Рассмотрим периодическую структуру в виде одномерного МК с системой канавок на его поверхности, схема которого приведена на рис. 1.1. МК представляет собой ферромагнитную пленку с намагниченностью насыщения  $M_0$ , толщиной  $a$ , длиной  $l$ . На поверхности плёнки нанесена периодическая структура с периодом  $L$  в виде канавок глубиной  $\Delta = a - b$ , шириной  $c_2 = L - c_1$ ,  $c_1$  - ширина столбика. Предполагается, что в направлении осей  $x$  и  $y$  структура бесконечна. Система помещена во внешнее магнитное

поле  $\bar{H}_0$ . Если  $\bar{H}_0$  направлено вдоль оси  $z$ , то в МК вдоль оси  $y$  распространяются медленные спиновые волны – прямые объемные магнитостатические волны (ПОМСВ). Если внешнее магнитное поле направлено  $\bar{H}_0$ , направлено вдоль оси  $x$ , то в МК вдоль оси  $y$  распространяются поверхностные магнитостатические волны (ПМСВ).

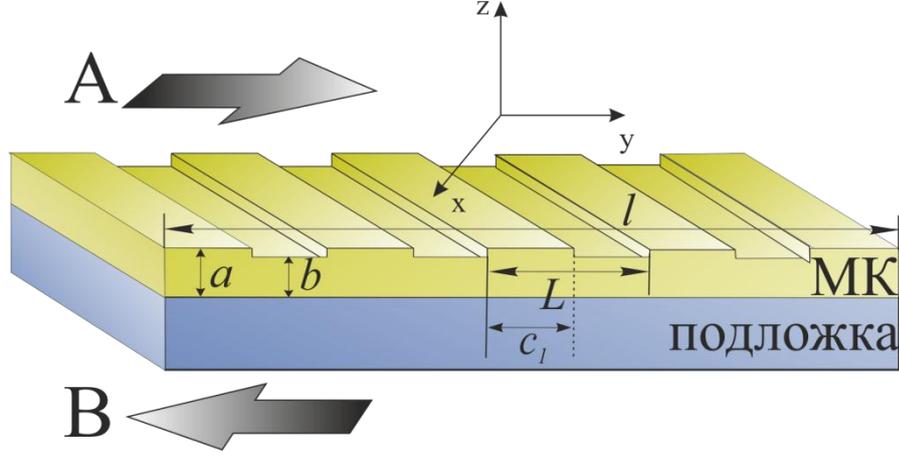


Рисунок 1.1 – Схема МК с периодической системой канавок.

На первом этапе получим уравнения для амплитуд огибающих волн в такой структуре для ПОМСВ. Рассмотрим однородную плёнку толщиной  $d$ . Уравнение движения вектора намагниченности при  $kd \ll 1$  для одиночной однородной плёнки имеет вид [139]:

$$\frac{\partial^2 m}{\partial t^2} = -\omega_H^2 m - 2\omega_H \omega_M q^v |m|^2 m + \frac{\omega_H \omega_M}{2k} d \left( 1 - q^v \left( 1 - \frac{\omega_M}{\omega_H} \right) |m|^2 \right) \frac{\partial^2 m}{\partial y^2}, \quad (1.1)$$

где  $\omega_H = \gamma H_0$ ,  $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$ ,  $\gamma$  - гиромагнитное отношение, параметр нелинейности определяется соотношением [82]:

$$q^v = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{\omega_H^2}{\omega^2} \right). \quad (1.2)$$

Будем учитывать, что в случае МК толщина пленки  $d$  в (1.1) является периодической функцией, зависящей от продольной координаты  $y$ . В этом случае  $d$  можно представить в виде [52]:

$$d = d_0 + \delta(y), \quad (1.3)$$

$$\delta(y) = \delta(y+L) = \begin{cases} \Delta, & 0 \leq y < c_1; \\ 0, & c_1 \leq y < L, \end{cases} \quad (1.4)$$

где  $d_0$  - эффективная толщина пленки.

Представим  $\delta d(y)$  в (1.4) в виде ряда Фурье  $\delta d(y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta e^{2\pi n y/L}$  и ограничимся

тремя первыми членами разложения ( $n = 0, \pm 1$ ). Такое ограничение вполне допустимо, т.к. в дальнейшем будет учитываться только резонансное взаимодействие прямых и отраженных волн в полосе первого брэгговского резонанса, когда постоянные распространения волн меняются в интервале  $0 \leq k \leq 2\pi$ . Тогда периодическую функцию  $d(y)$  в МК (1.3) можно представить в виде [52]:

$$d = d_0 \left( 1 + \delta d \cos\left(\frac{2\pi}{L} y\right) \right), \quad (1.5)$$

где  $d_0 = a + \Delta c_1 / L$ ,  $\delta d = 2\Delta \sin(\pi c_1 / L) / \pi d_0$  - параметры, зависящие только от геометрических размеров МК.

Уравнение (1.1) с учётом (1.5) представляет собой уравнение с периодически изменяющимися коэффициентами. Для решения данного уравнения используется подход, основанный на методе связанных волн, который заключается в том, что волны, распространяющиеся в прямом и обратном направлениях в периодической системе, рассматриваются независимо, а периодическая структура обеспечивает их связь. Решение волновых уравнений в каждом МК можно представить в виде суммы пространственных гармоник [82; 140]:

$$m = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \exp[jk_n y], \quad (1.6)$$

где  $A_n$  - комплексные амплитуды гармоник,  $k_n$  - постоянные распространения. В первой зоне Бриллюэна ( $0 \leq k_n L \leq 2\pi$ ,  $n = \dots -2, -1, 0, 1, 2, \dots$ ) при рассмотрении волновых процессов в МК, будем учитывать только нулевые гармоники прямых волн ( $n = 0$ ) и «-1» гармоники волн, отраженных от пространственных неоднородностей ( $n = -1$ ). В этом случае решение волнового уравнения (1.1), с учётом (1.6), может быть представлено в виде суммы прямых и отраженных волн:

$$m = A \exp[j(\omega t - k_0 y)] + B \exp[j(\omega t + k_{-1} y)], \quad (1.7)$$

где  $A, B$  - медленно меняющиеся комплексные амплитуды огибающих прямых и отраженных волн,  $k_0$  - постоянная распространения нулевой гармоники,  $k_{-1}$  относится к «-1» гармонике,  $\omega$  - частота. Величины  $k_0$  и  $k_{-1}$  связаны условием Брэгга [140]:

$$k_{-1} = -k_0 + 2k_B, \quad (1.8)$$

где  $k_B = \pi/L = 2\pi/\lambda_B$ ,  $k_B$  и  $\lambda_B$  – брэгговские постоянная распространения и длина волны, соответственно;  $\omega_B^V = k_B V_{ph}^V$  – брэгговская частота, соответствующая центру запрещенной зоны МК,  $V_{ph}^V$  – средняя фазовая скорость ПОМСВ в структуре.

Подставим (1.5), (1.7) в (1.1), предварительно представляя  $\cos\left(\frac{2\pi}{L}y\right)$  по формуле Эйлера в виде суммы двух экспонент. Умножим полученное уравнение на  $e^{j(\omega t + k_0 y)}$  и проинтегрируем по  $y$ , приняв во внимание, что  $\int e^{j(\omega t \pm (k_0 + k_{-1})y)} dy = 2\pi \delta(k_0 + k_{-1})$ , где  $\delta(k_0 + k_{-1})$  - дельта функция. Пусть интегрирование распространяется на много периодов осцилляций, а интервал интегрирования остается коротким по сравнению с расстоянием, на котором  $A$  и  $B$  изменяются незначительно. В результате получим уравнение, описывающее эволюцию огибающей прямой волны. Умножая уравнение на  $e^{j(\omega t - k_{-1}y)}$  и проводя те же операции получим уравнение, описывающее эволюцию огибающей отраженной волны. Принимая во внимание, что  $\frac{\partial^2 B}{\partial t^2} \ll B$ ,  $\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} \ll A$ ,  $\frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \ll A$ ,  $\frac{\partial^2 B}{\partial y^2} \ll B$

<sup>1</sup>, полученная система имеет вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} j \left( \frac{\omega_H \omega_M d_0 k_0}{k} \frac{\partial A}{\partial y} + 2\omega \frac{\partial A}{\partial t} \right) + \left( \omega_H^2 - \omega^2 + \frac{\omega_H \omega_M d_0 k_0}{2k} \right) A + \frac{\delta d}{2} \frac{\omega_H \omega_M d_0 k_{-1}^2}{2k} B + \\ + 2\omega_H \omega_M q^V (|A|^2 + 2|B|^2) A - \\ - \frac{\omega_H \omega_M d_0}{2k} q^V \left( 1 - \frac{\omega_M}{\omega_H} \right) \left( -k_0^2 (|A|^2 + 2|B|^2) - k_{-1}^2 |B|^2 \right) A - \\ - \frac{\omega_H \omega_M d_0}{2k} q^V \left( 1 - \frac{\omega_M}{\omega_H} \right) \left( \frac{\delta d}{2} \left( -k_{-1}^2 (|A|^2 + |B|^2) B + k_0^2 |A|^2 B \right) \right) = 0; \\ j \left( -\frac{\omega_H \omega_M d_0 k_0}{k} \frac{\partial B}{\partial y} + 2\omega \frac{\partial B}{\partial t} \right) + \left( \omega_H^2 - \omega^2 + \frac{\omega_H \omega_M d_0 k_{-1}^2}{2k} \right) B + \frac{\delta d}{2} \frac{\omega_H \omega_M d_0 k_0^2}{2k} A \\ + 2\omega_H \omega_M q^V (|B|^2 + 2|A|^2) B - \\ - \frac{\omega_H \omega_M d_0}{2k} q^V \left( 1 - \frac{\omega_M}{\omega_H} \right) \left( -k_{-1}^2 (|B|^2 + |A|^2) - k_0^2 |B|^2 \right) B - \\ - \frac{\omega_H \omega_M d_0}{2k} q^V \left( 1 - \frac{\omega_M}{\omega_H} \right) \left( \frac{\delta d}{2} \left( k_0^2 (|B|^2 + |A|^2) A - k_{-1}^2 |B|^2 A \right) \right) = 0. \end{array} \right. \quad (1.9)$$

<sup>1</sup> Сделанное предположение справедливо вблизи в области запрещенной зоны МК, т.к. в этом случае дисперсии, обусловленной периодичностью структуры, значительно преобладает над дисперсией МСВ в однородной плёнке в отсутствие периодичности [143].

Первое уравнение системы (1.9) описывает эволюцию огибающей прямой волны, в этом случае необходимо положить  $k = k_0$ . Второе уравнение системы (1.9) описывает эволюцию огибающей отраженной волны, в этом случае нужно положить  $k = k_{-1}$ , при этом  $k_0$  и  $k_{-1}$  связаны условием Брэгга (1.8).

В центре запрещенной зоны  $k_0 = k_{-1} = k_B$  и система (1.9) примет вид:

$$\begin{cases} j \left( \frac{\partial A}{\partial t} + V^V \frac{\partial A}{\partial y} \right) + \eta^V A + \kappa^V B + \gamma^V (|A|^2 + 2|B|^2)A + \kappa^V q \left( 1 - \frac{\omega_M}{\omega_H} \right) (|B|^2 + 2|A|^2)B = 0; \\ j \left( \frac{\partial B}{\partial t} - V^V \frac{\partial B}{\partial y} \right) + \eta^V B + \kappa^V A + \gamma^V (|B|^2 + 2|A|^2)B + \kappa^V q \left( 1 - \frac{\omega_M}{\omega_H} \right) (|A|^2 + 2|B|^2)A = 0, \end{cases} \quad (1.10)$$

где верхний индекс  $V$  здесь и далее обозначает тип волны – прямую объемную МСВ. Введены следующие коэффициенты:  $V^V$  - групповая скорость,  $\eta^V$  - частотная отстройка от брэгговской частоты,  $\kappa^V$  - коэффициент связи между прямой и отраженной волнами в МК (определяется периодом, шириной и глубиной канавок),  $\gamma^V$  - коэффициент нелинейности, которые описываются формулами (1.11) - (1.15):

$$V^V = \frac{\omega_H \omega_M d_0}{2\omega}; \quad (1.11)$$

$$\kappa^V = \frac{\delta d \omega_H \omega_M k_B d_0}{4\omega} = \frac{\delta d}{2} \frac{V^V k_B}{2}; \quad (1.12)$$

$$\omega_B^V = \sqrt{\omega_H^2 + \frac{\omega_H \omega_M k_B d_0}{2}}; \quad (1.13)$$

$$\eta^V = \omega_B^V - \omega; \quad (1.14)$$

$$\gamma^V = q^V \frac{\omega_H \omega_M}{\omega} \left( 1 + \frac{k_B d_0}{4} \left( 1 - \frac{\omega_M}{\omega_H} \right) \right) = q^V \frac{\omega_H \omega_M}{\omega} + q^V \left( 1 - \frac{\omega_M}{\omega_H} \right) \frac{V^V k_B}{2}. \quad (1.15)$$

В длинноволновом приближении ( $k_B d_0 \ll 1$ ) система (1.10) примет вид:

$$\begin{cases} j\left(\frac{\partial A}{\partial t} + V^V \frac{\partial A}{\partial y}\right) + \eta^V A + \kappa^V B + \gamma^V (|A|^2 + 2|B|^2)A = 0; \\ j\left(\frac{\partial B}{\partial t} - V^V \frac{\partial B}{\partial y}\right) + \eta^V B + \kappa^V A + \gamma^V (|B|^2 + 2|A|^2)B = 0. \end{cases} \quad (1.16)$$

На следующем этапе перейдем к выводу системы уравнений для огибающих для ПМСВ в МК. С использованием уравнения движения для высокочастотной составляющей намагниченности, уравнения для магнитоэлектрического потенциала, а также соответствующие граничные условия на границах ферромагнитного слоя и диэлектрика в длинноволновом приближении ( $kd \ll 1$ ) можно получить следующее уравнение движения вектора намагниченности [72]:

$$\frac{\partial^2 m}{\partial t^2} + \omega_{\perp}^2 m \pm j \frac{\omega_M^2 d}{2} \frac{\partial m}{\partial y} = 0, \quad (1.17)$$

где знак «+» относится к волне, распространяющейся в положительном направлении  $y$ , знак «-» - к волне, распространяющейся в отрицательном направлении  $y$ .

При высоких уровнях входной мощности ферромагнитная плёнка представляет собой нелинейную среду [1; 7]. Основную роль в нелинейных процессах в ферромагнетиках играет увеличение угла прецессии магнитных моментов атомов при увеличении мощности сигнала, что приводит к изменению продольной компоненты магнитного момента  $M_z$ . Учтем нелинейность ферромагнитной пленки в следующем виде:

$$\omega_M = 4\pi\gamma M_z \approx 4\pi\gamma M_0(1 - q|m|^2), \quad (1.18)$$

Параметр нелинейности  $q = q^S$  в случае касательного намагничивания определяется соотношением [82]:

$$q^S = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{\omega_H^2}{\omega_{\perp}^2} \right). \quad (1.19)$$

В результате подстановки (1.18) в (1.17) получим следующую систему нелинейных уравнений движения высокочастотной составляющей намагниченности:

$$\frac{\partial^2 m}{\partial t^2} + \omega_{\perp}^2 m - \omega_H \omega_{M_{1,2}} q^S |m|^2 m \pm j \frac{\omega_M^2 d}{2} (1 - 2q^S |m|^2) \frac{\partial m}{\partial y} = 0. \quad (1.20)$$

Применяя процедуры, описанные выше при получении системы уравнений для ПОМСВ, получим следующую систему волновых уравнений для амплитуд огибающих прямой и отраженной волн для случая ПМСВ:

$$\begin{cases} j\left(\frac{\partial A}{\partial t} + V^S \frac{\partial A}{\partial y}\right) + \eta^S A + \kappa^S B + \gamma^S (|A|^2 + 2|B|^2)A = 0; \\ j\left(\frac{\partial B}{\partial t} - V^S \frac{\partial B}{\partial y}\right) + \eta^S B + \kappa^S A + \gamma^S (|B|^2 + 2|A|^2)B = 0, \end{cases} \quad (1.21)$$

где верхний индекс  $S$  здесь и далее обозначает тип волны – поверхностную МСВ.

Коэффициенты в (1.21) определяются следующими соотношениями (1.22) - (1.26):

$$V^S = \frac{\omega_M^2 d_0}{4\omega}, \quad (1.22)$$

$$\kappa^S = \frac{\delta d}{2} V^S k_B, \quad (1.23)$$

$$\omega^S = \sqrt{\omega_{\perp}^2 + \frac{\omega_M^2 k_B d_0}{2}}, \quad (1.24)$$

$$\eta^S = \omega_B^S - \omega, \quad (1.25)$$

$$\gamma^S = -\frac{q^S (\omega_H \omega_M + \omega_M^2 k_B d_0)}{2\omega}. \quad (1.26)$$

Системы уравнений для ПОМСВ (1.16) и для ПМСВ (1.21) совпадают с точностью до значений коэффициентов. Полученные системы (1.16) и (1.21) представляют собой системы нелинейных уравнений связанных волн. Уравнения связанных волн использовались ранее для описания распространения оптических сигналов в фотонных кристаллах. Особенностью систем является наличие фазовой кросс-модуляции – нелинейной связи между прямой и отраженной волнами, которая может приводить к ряду нелинейных эффектов самовоздействия [24; 25]. Применительно к распространению МСВ в МК система уравнений такого вида была впервые получена в [52].

### 1.1.2 Нелинейное переключение и формирование щелевых солитонов

При распространении МСВ в МК имеет место ряд нелинейных эффектов. Во-первых, на частотах ниже 3 ГГц, где трехмагнонные процессы распада разрешены и существуют параметрические процессы первого порядка, показано, что при увеличении входной мощности изменяется уровень потерь [141]. Во-вторых, была показана возможность формирования солитонов огибающей на частотах, соответствующих

границам запрещенной зоны при увеличении мощности входного сигнала [50; 51]. Для теоретического описания данного эффекта использовалась модель в виде одиночного эффективного уравнения Шредингера с коэффициентами, зависящими от характера периодичности МК. В-третьих, имеет место сдвиг запрещенной зоны при увеличении мощности входного сигнала на частотах выше 4 ГГц. Сдвиг запрещенной зоны приводит к нелинейному переключению МК, при котором МК начинает пропускать сигнал на частотах запрещенной зоны, что наблюдалось экспериментально в работе [47]. В данном разделе будут приведены результаты теоретического исследования нелинейного сдвига запрещенной зоны на основе системы уравнений связанных волн для прямой и отраженной волн в МК (1.10). В-четвертых, ранее экспериментально рассматривалось формирование щелевых солитонов в области трёхволновых и четырёхволновых процессов распада на частотах, соответствующих центру запрещенной зоны [43]. Щелевым солитоном называется уединенный импульс, формирующийся на частотах, соответствующих запрещенной зоне периодической решетки, сохраняющий свою форму. Щелевой солитон образуется за счёт взаимодействия прямых и отраженных волн, создаваемых периодической структурой, которые объединяются таким образом, что движутся с уменьшенной скоростью. Скорость таких солитонов, как и у классических солитонов, пропорциональна амплитуде [142; 143]. В данном разделе также будут приведены результаты теоретического исследования формирования щелевых солитонов на основе системы уравнений связанных волн для прямой и отраженной волн в МК (1.10). Нужно заметить, что численное исследование нелинейных эффектов в МК на основе системы уравнений (1.10) проводилось в работах [52; 53] применительно к МК бесконечной длины. В этих работах была показана возможность формирования щелевого солитона на частотах запрещенной зоны, скорость распространения щелевого солитона при этом равна нулю. В отличие от результатов, полученных в указанных работах, в данном разделе будет рассматриваться МК ограниченной длины  $l$ , что приводит, как будет показано далее, к существенному изменению свойств щелевого солитона.

Численное решение уравнений (1.10) проводилось при следующих начальных и граничных условиях:

$$\begin{aligned} A(y, 0) = B(y, 0) = B(l, t) = 0, \\ A(0, t) = A_{01} f(t), \end{aligned} \tag{1.27}$$

где  $A_{01}$  - амплитуда входного импульса, форма входного импульса описывается

функцией  $f(t) = A_{01} \text{Exp} \left[ - \left( \frac{t - \tau_0}{\tau_{imp}} \right)^4 \right]$  - для супергауссова импульса,

$f(t) = \begin{cases} A_{01}, & \text{при } \tau_0 - \tau_{imp}/2 < t < \tau_0 + \tau_{imp}/2 \\ 0, & \text{при } t > \tau_0 - \tau_{imp}/2, t < \tau_0 + \tau_{imp}/2 \end{cases}$  - для прямоугольного импульса (см рис. 1.2),

$\tau_{imp}$  и  $\tau_0$  - длительность и задержка входного импульса, соответственно.

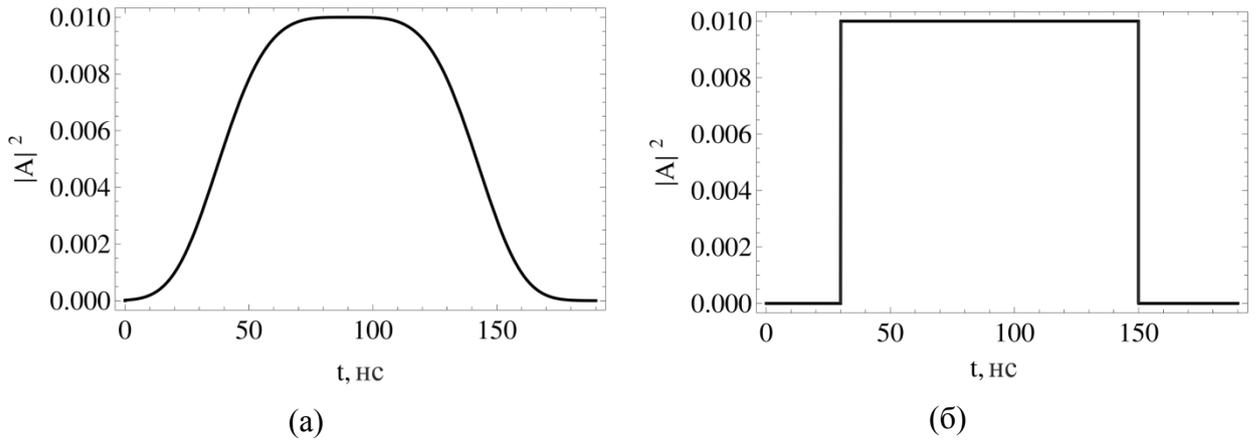


Рисунок 1.2 - Форма амплитуды огибающей входного импульса в виде (а) супергауссова импульса; (б) прямоугольного импульса.

Далее приводятся результаты численного исследования эволюции огибающей импульсного сигнала для случая ПМСВ в МК на основе системы уравнений (1.21) при следующих параметрах МК ( $a = 12$  мкм,  $\Delta = 1$  мкм,  $c_1 = L/2$ ,  $H_0 = 735$  Э,  $4\pi M_0 = 1750$  Гс,  $l = 0.25$  мм). Длительности импульсов выбирались так, чтобы ширина их частотного спектра  $\Delta\Omega_{imp}$  была меньше ширины запрещенной зоны  $\Delta\Omega^S$ . Ширина запрещенной зоны определяется выражением  $\Delta\Omega^S = 2\kappa^S$  (при выбранных параметрах  $\kappa^S = 0.03$  нс<sup>-1</sup>  $\Delta\Omega^S = 0.06$  ГГц). Рассматривались импульсы длительностью  $T_0 = 120$  нс прямоугольной формы (спектральная ширина равна  $\Delta\Omega_{imp} = 2/\tau_{imp} = 0.008$  ГГц) и супергауссовой формы (спектральная ширина таких импульсов равна  $\Delta\Omega_{imp} = 4\pi/\tau_{imp} = 0.048$  ГГц).

Введем коэффициенты пропускания и отражения структуры в следующем виде:

$$T_{MK} = \frac{\int_0^{t_{\max}} |A(l, t)|^2 dt}{\int_0^{t_{\max}} |A(0, t)|^2 dt}, \quad (1.28)$$

$$R_{MK} = \frac{\int_0^{t_{\max}} |B(0, t)|^2 dt}{\int_0^{t_{\max}} |A(0, t)|^2 dt}, \quad (1.29)$$

где  $t_{\max}$  - время наблюдения.

На рис. 1.3 представлена зависимость коэффициента пропускания МК от частоты входного сигнала для импульса супергауссовой формы при разной входной амплитуде  $A_{01}$ . При малой амплитуде входного сигнала  $A_{01} = 0.01$  коэффициент пропускания имеет ярко выраженный минимум на частоте  $f = \omega_B / 2\pi = f_B$ , что соответствует центру запрещенной зоны МК. При увеличении входной амплитуды имеет место нелинейный сдвиг запрещенной зоны в область низких частот. В результате при увеличении входной амплитуды структура начинает пропускать сигнал с частотой, лежащей в запрещенной зоне. Эффект нелинейного сдвига запрещенной зоны является основным нелинейным эффектом для МК.

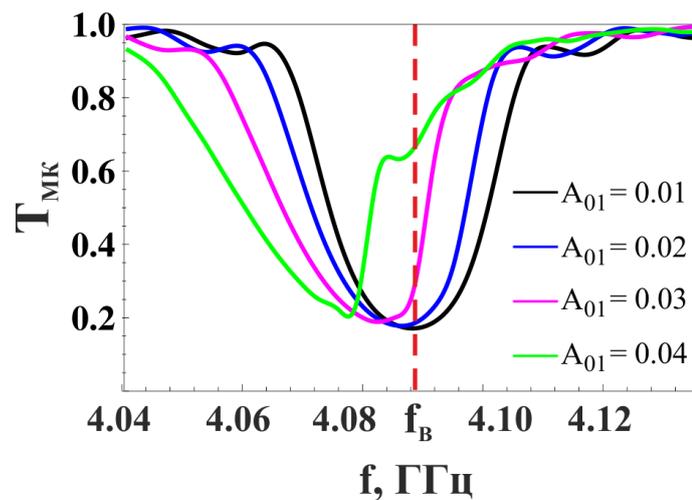


Рисунок 1.3 - Зависимость коэффициента пропускания МК от частоты входного сигнала при разной входной амплитуде  $A_{01}$ .

Выберем рабочую частоту, соответствующую центру запрещенной зоны в линейном случае, т.е. в системе (1.21) имеем  $\eta^S = 0$ . На рис. 1.4 показана зависимость коэффициентов пропускания (черная кривая) и отражения (оранжевая кривая) МК для данной частоты от амплитуды входного сигнала.

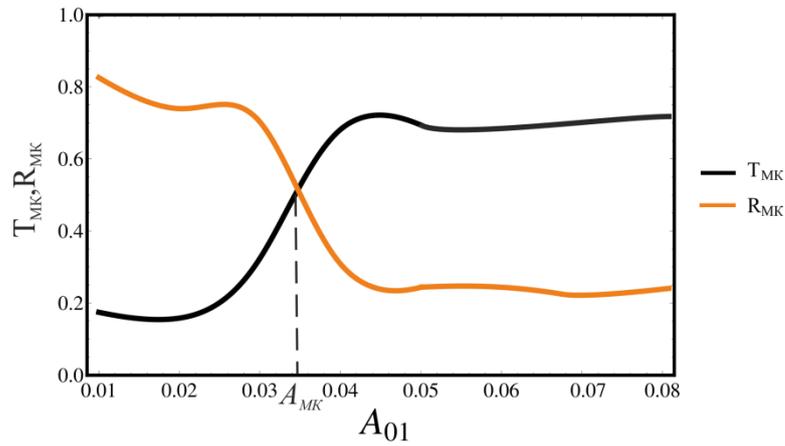


Рисунок 1.4 - Зависимость коэффициентов пропускания (черная кривая) и отражения (оранжевая кривая) МК от амплитуды входного сигнала  $A_{01}$ .

Видно, что при малой входной амплитуде  $A_{01} < A_{MK}$  коэффициент отражения больше коэффициента пропускания, т.е. большая часть сигнала отражается от МК<sup>2</sup>. При большой входной амплитуде  $A_{01} > A_{MK}$  коэффициент отражения меньше коэффициента пропускания, т.е. большая часть сигнала проходит через МК<sup>3</sup>.  $A_{MK}$  - это пороговая амплитуда при которой происходит смена режимов. Данную точку будем называть точкой нелинейного переключения в МК. Значение  $A_{MK}$  зависит от геометрии периодической «ячейки» МК, а именно увеличивается с увеличением параметра  $\kappa^S$  и уменьшается с увеличением  $\gamma^S$  в уравнениях (1.21).

Другим нелинейным эффектом при распространении спиновых волн в МК является формирование щелевых солитонов, которые формируются на частоте входного сигнала, лежащей в запрещенной зоне МК. Рассмотрим процесс формирования щелевого солитона более подробно.

Частота несущей выбиралась равной центральной частотой запрещенной зоны, т.е. в системе (1.21) полагалось  $\eta^S = 0$ . На рис. 1.5 приведен график пространственно-временной эволюции амплитуды огибающих прямой и отраженной волн на основе решения (1.21) при различных значениях входной амплитуды. Видно, что при малой амплитуде входного сигнала  $A_{01} = 0.01$  амплитуда импульса на прямой волне уменьшается

<sup>2</sup> При  $l \rightarrow \infty$  имеем  $T_{MK} \rightarrow 0$ ,  $R_{MK} \rightarrow 1$ .

<sup>3</sup> При  $l \rightarrow \infty$  имеем  $T_{MK} \rightarrow 1$ ,  $R_{MK} \rightarrow 0$ .

вдоль оси  $y$  (рис. 1.5а), а амплитуда импульса на отраженной волне возрастает в отрицательном направлении оси  $y$  (рис. 1.5в). Таким образом, при малой амплитуде входного сигнала основная часть мощности отражается от структуры, так как его частота лежит в запрещенной зоне МК. Другая ситуация наблюдается при увеличении амплитуды входного сигнала при  $A_{01}=0.04$  (рис. 1.5б). В этом случае вдоль направления распространения видно образование узкого импульса, с амплитудой, превышающей амплитуду входного сигнала (рис. 1.5б).

На рис. 1.6 представлены формы входного импульса и формы выходного импульса для входных импульсов супергауссовой формы (рис. 1.6а) и прямоугольной формы (рис. 1.6б) при различных амплитудах входного сигнала. Формы входных импульсов (для максимальных представленных входных амплитуд в каждом случае) показаны на рис. 1.6а,б штриховыми кривыми. Формы выходных импульсов показаны сплошными кривыми разного цвета для различных значений  $A_{01}$ .

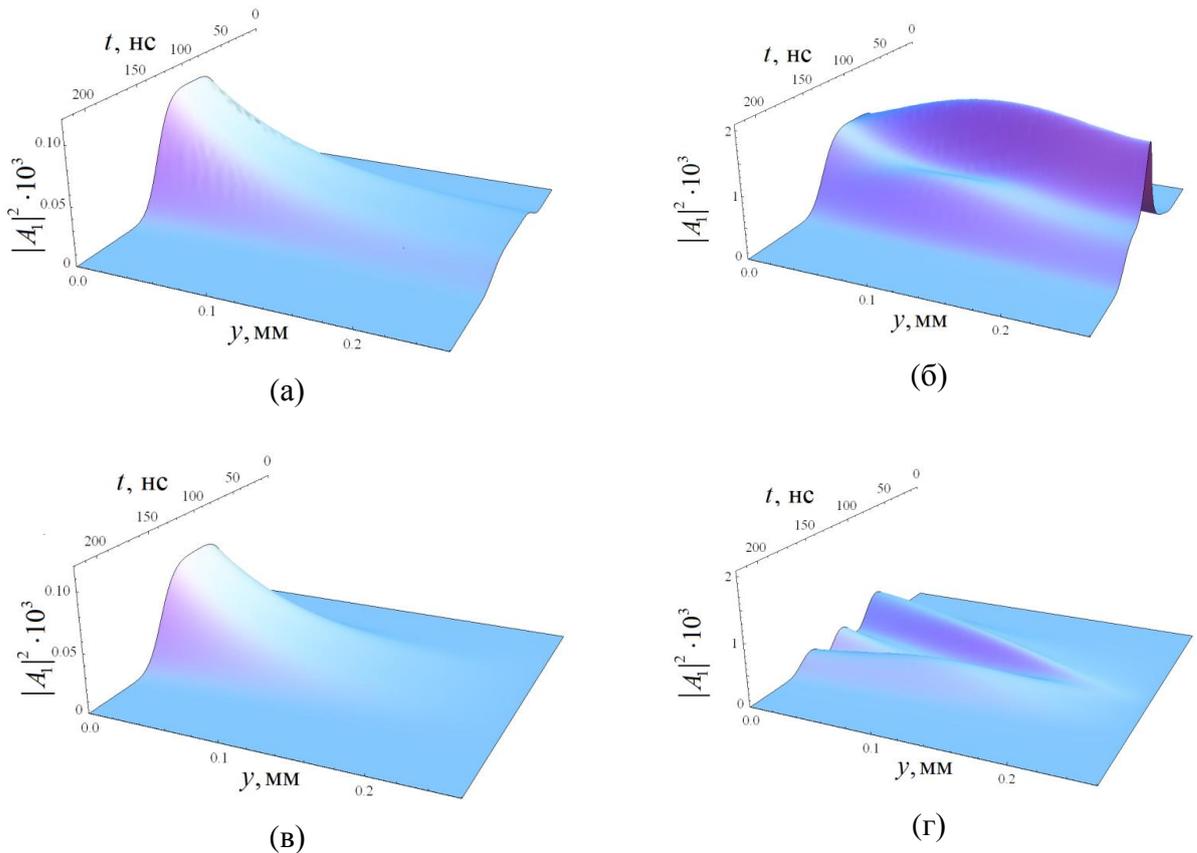


Рисунок 1.5 - Пространственно-временная эволюция прямых (а,б) и отраженных (в,г) ПМСВ в МК при  $A_{01} = 0.01$  (а,в) и  $A_{01} = 0.04$  (б,г).

Из рис. 1.6а видно, что при малой амплитуде входного сигнала импульс супергауссовской формы практически полностью отражается от МК, как от линейной брэгговской решётки. Так при  $A_{01} = 0.035$  на выход приходит импульс, амплитуда которого много меньше амплитуды входного импульса. При увеличении амплитуды входного сигнала периодическая решётка начинает пропускать сигнал. Имеет место эффект нелинейного переключения. В результате на выходе МК имеет место формирование импульса с амплитудой соизмеримой с амплитудой входного импульса – щелевого солитона. Причём с увеличением амплитуды входного сигнала растёт пиковая амплитуда данного импульса и увеличивается его скорость (приходит раньше на выход). При дальнейшем увеличении входной амплитуды (при  $A_{01} = 0.045$ ) формируется уже два импульса на выходе МК (оранжевая кривая на рис. 1.6а).

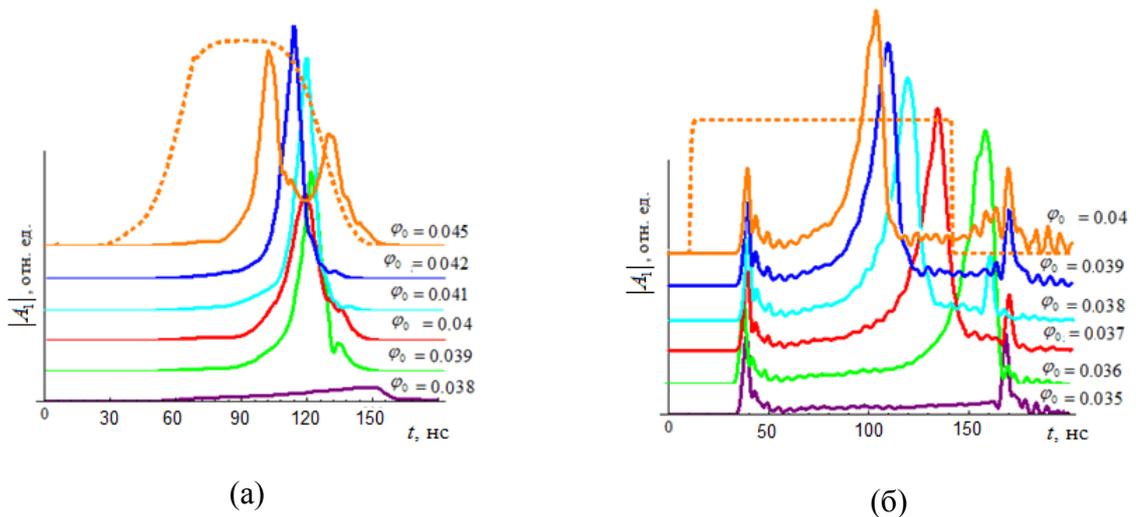


Рисунок 1.6 - Профили входного импульса (штриховая кривая) и импульса на выходе МК (сплошные кривые) при разной амплитуде входного импульса. (а) Для гауссовой формы входного импульса, (б) для прямоугольной формы входного импульса.

При возбуждении прямоугольным импульсом в выходном сигнале можно наблюдать два всплеска с интервалом равным длительности входного импульса. Данные всплески являются результатами дифференцирования переднего и заднего фронта входного прямоугольного импульса (1.6б). При увеличении входной амплитуды в выходном сигнале между всплесками формируется дополнительный импульс – щелевой солитон. При дальнейшем увеличении входной амплитуды, образующийся между

всплесками импульс приближается к переднему всплеску выходного сигнала, т.е. его скорость увеличивается.

На рис. 1.7 кривой 1 показано изменение времени задержки  $\Delta\tau$  между передним и задним фронтами импульса вдоль направления распространения. Видно, что задержка равна длительности входного импульса и не зависит от амплитуды входного импульса. Кривой 2 показана задержка между передним фронтом и щелевым солитоном, видно, что она растёт вдоль направления распространения, т.е. скорость распространения щелевого солитона меньше групповой скорости в однородной плёнке (с которой распространяются передний и задний фронт входного импульса). Данное свойство является одним из основных свойств щелевых солитонов, впервые обнаруженных в задачах нелинейной оптики применительно к фотонным кристаллам [25].

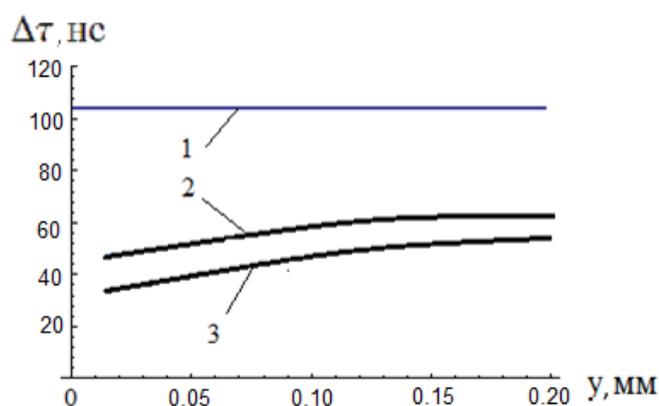


Рисунок 1.7 - Задержка между передним и задним фронтом импульса (кривая 1), между передним фронтом и щелевым солитоном при  $A_{01} = 0.038$  (кривая 2), при  $A_{01} = 0.04$  (кривая 3).

Зависимость времени задержки между передним фронтом и щелевым солитоном от амплитуды входного сигнала имеет вид, представленный на рис. 1.8. Видно, что задержка уменьшается с увеличением амплитуды, т.е. скорость щелевого солитона растёт с увеличением амплитуды. Данное свойство присуще как классическим солитонам, так и щелевым солитонам [25].

Таким образом, такие нелинейные эффекты, как нелинейный сдвиг запрещенной зоны, нелинейное переключение МК, генерация щелевых солитонов хорошо описывается в рамках теории связанных волн с помощью системы нелинейных уравнений связанных волн для огибающих прямой и отраженной волн в периодической структуре системой (1.21). Подход, основанный на методе связанных волн, будет далее использован для получения уравнений связанных волн в структуре МК-1/МК-2.

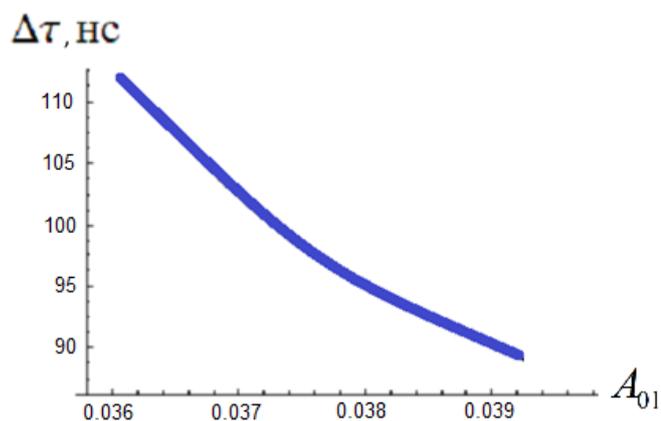


Рисунок 1.8 - Зависимость задержки между передним фронтом и щелевым содлитонном от амплитуды входного сигнала.

## 1.2. Слоистая ферромагнитная структура (ФП-1/ФП-2)

### 1.2.1 Система нелинейных волновых уравнений для волн в слоях

Рассмотрим слоистую ферромагнитную структуру, которая представлена на рис. 1.9. Она состоит из двух ферромагнитных пленок с толщинами  $d_1$  и  $d_2$  намагниченность  $M_{01}$  и  $M_{02}$ , разделенных диэлектрическим слоем толщины  $D$  (структура ФП-1/ФП-2). Рассматриваемая структура бесконечна в направлении осей  $x$  и  $y$ . Система помещена во внешнее магнитное поле  $\bar{H}_0$ . Если  $\bar{H}_0$  направлено вдоль оси  $z$ , то в структуре вдоль оси  $y$  распространяются ПОМСВ. Если внешнее магнитное поле  $\bar{H}_0$  направлено вдоль оси  $x$ , то в структуре вдоль оси  $y$  распространяются ПМСВ.

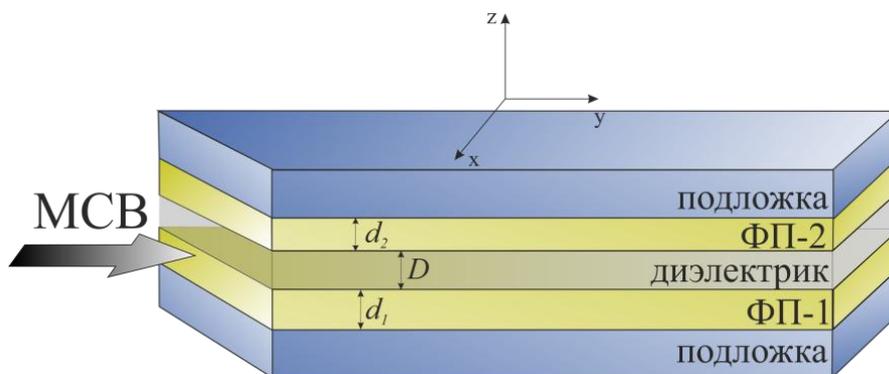


Рисунок 1.9 – Схема слоистой стурктуры ФП-1/ФП-2.

На первом этапе получим уравнения для амплитуд огибающих волн в такой структуре для ПОМСВ. Строгое дисперсионное соотношение для нормально намагниченной структуры, состоящей из двух ферромагнитных слоёв, было получено (см., например, [82; 144]) путём «сшивания» на границах слоёв ВЧ касательных компонент магнитного поля  $\bar{h}$  и нормальных компонент магнитной индукции  $\bar{b}$ . Это соотношение имеет вид:

$$\Theta_1 \Theta_2 = \exp[-2kD], \quad (1.30)$$

где  $\Theta_{1,2} = \frac{2\xi_{1,2} + (1 + \mu_{1,2}) \operatorname{tg}(\xi_{1,2} k d_{1,2})}{(1 - \mu_{1,2}) \operatorname{tg}(\xi_{1,2} k d_{1,2})}$ ,  $\mu_{1,2} = \frac{\omega_{H_{1,2}} (\omega_{H_{1,2}} + \omega_{M_{1,2}}) - \omega^2}{\omega_{H_{1,2}}^2 - \omega^2}$ ,  $\xi_{1,2} = \sqrt{-\mu_{1,2}}$ ,  $\gamma$  -

гиромангнитное отношение,

$$\omega_{M_{1,2}} = 4\pi\gamma M_{z_{1,2}}, \quad (1.31)$$

где  $M_{z_{1,2}}$  -  $z$ -компоненты вектора намагниченности в слоях 1 и 2,  $\omega_{H_{1,2}} = \gamma H_{1,2}^0$ ,  $H_{1,2}^0 = H_0 - 4\pi M_{z_{1,2}}$ . В линейном случае  $M_{z_{1,2}} \approx M_{0,1,2}$  и  $\omega_{M_{1,2}} = \omega_{M_{1,2}}^0 = 4\pi\gamma M_{0,1,2}$ ,  $\omega_{H_{1,2}} = \omega_H = \gamma H_0$ .

На рис. 1.10 приведено решение дисперсионного уравнения (1.30) в линейном случае для плёнок с одинаковыми параметрами  $M_{0_1} = M_{0_2} = M_0$ ,  $d_1 = d_2 = d$  при различных значениях толщины диэлектрика. Видно, что дисперсионная кривая, соответствующая одиночной плёнке, в связанной структуре расщепляется на две нормальные волны (моды) с различными волновыми числами (для симметричной моды  $k = k_s$ , для антисимметричной мода  $k = k_a$ ) и фазовыми скоростями. Таким образом, в рассматриваемой связанной структуре на одной частоте  $f$  могут распространяться две нормальные волны – симметричная и антисимметричная.

При малых  $D$  ферромагнитные слои связаны сильно, и дисперсионные кривые симметричной и антисимметричной волн отличаются сильно, с ростом  $D$  связь уменьшается, и дисперсионные кривые волн сближаются. В пределе при  $D \rightarrow \infty$  верхняя и нижняя дисперсионные кривые сливаются и переходят в дисперсионную кривую для ПМСВ в одиночной пленке. Во всей полосе пропускания дисперсия обеих волн нормальная.

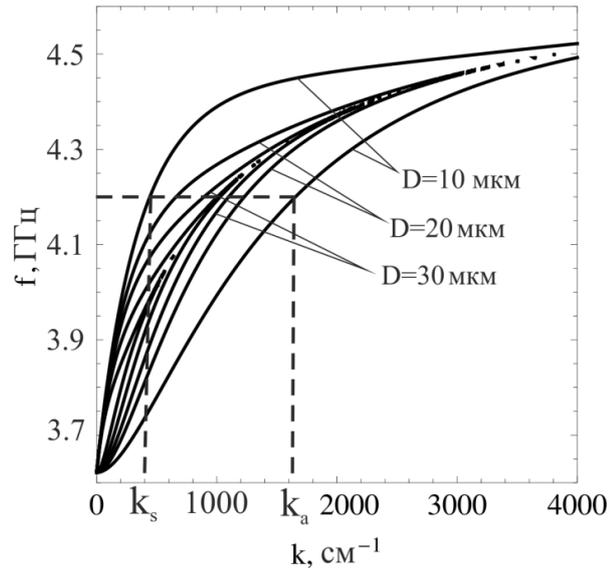


Рисунок 1.10 - Дисперсионная характеристика ПМСВ в ФП-1/ФП-2 при различных значениях толщины диэлектрика  $D$  ( $H_0=735$  Э,  $4\pi M_0=1750$  Гс,  $d=11$  мкм).

Для вывода волновых уравнений будем использовать уравнения Ландау-Лифшица для прецессии вектора намагниченности  $\bar{M}_{1,2}$  в каждой плёнке [82; 145]:

$$\frac{\partial \bar{M}_{1,2}}{\partial t} = -\gamma [\bar{H}_{1,2} \bar{M}_{1,2}]. \quad (1.32)$$

Решение системы уравнений (1.32) будем искать в следующем виде:

$$\bar{M}_{1,2}(t) = \bar{M}_{0,2} + \bar{m}_{1,2}, \quad (1.33)$$

где  $\bar{m}_{1,2}$  – переменная намагниченность ФП-1 и ФП-2, соответственно,  $\bar{M}_{0,2}$  – намагниченность насыщения для каждого из слоев.

Будем предполагать, что взаимное влияние волн в каждой из плёнок осуществляется через высокочастотные магнитные поля (связь носит чисто электродинамический характер). Тогда магнитное поле  $\bar{H}_{1,2}$  для каждого слоя с учётом проникновения ВЧ поля соседнего слоя может быть представлено в следующем виде [95; 139]:

$$\bar{H}_{1,2}(t) = \bar{H}_{1,2}^0 + \bar{h}_{1,2} + K\bar{h}_{1,2}, \quad (1.34)$$

где  $\bar{h}_{1,2}$  – переменные ВЧ магнитные поля в каждом из слоев, соответственно;  $K$  – феноменологический коэффициент связи, который определяется, в основном, толщиной диэлектрической прослойки  $D$  ( $K \sim e^{-kD}$ , где  $k$  – постоянная распространения ПОМСВ).

С использованием уравнений (1.32) и (1.34) при  $kd \ll 1$ , можно получить систему уравнений движения векторов намагниченности для ПОМСВ в структуре ФП-1/ФП-2 в следующем виде [139]:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 m_1}{\partial t^2} = -\omega_H^2 m_1 + \frac{\omega_H \omega_{M_1}}{2k} d_1 \frac{\partial^2}{\partial y^2} (m_1 + Km_2); \\ \frac{\partial^2 m_2}{\partial t^2} = -\omega_H^2 m_2 + \frac{\omega_H \omega_{M_2}}{2k} d_2 \frac{\partial^2}{\partial y^2} (m_2 + Km_1). \end{cases} \quad (1.35)$$

Для получения уравнений для огибающих волн будем искать решение системы (1.32) в следующем виде:

$$m_{1,2} = A_{1,2}(x, t) \exp[j(\omega t - ky)], \quad (1.36)$$

где  $A_{1,2}(x, t)$  - медленно меняющиеся комплексные амплитуды огибающих в ФП-1 и ФП-2,  $\omega$  - частота сигнала,  $m_{1,2} = m_{y_{1,2}}/M_{0_{1,2}}$  - нормированные компоненты намагниченности в каждом слое.

Подставляя (1.36) в систему уравнений (1.35) и принимая во внимание, что амплитуды огибающих является медленно меняющимися величинами  $\frac{\partial^2 A_{1,2}}{\partial t^2} \ll A_{1,2}$  получаем систему для комплексных огибающих волн  $A_{1,2}(y, t)$  в ФП-1 и ФП-2:

$$j \left( \frac{\partial A_{1,2}}{\partial t} + V_{1,2}^V \frac{\partial A_{1,2}}{\partial y} + \beta_{1,2}^V \frac{\partial A_{2,1}}{\partial y} \right) + \eta_{1,2}^V A_{1,2} + \alpha_{1,2}^V \frac{\partial^2 A_{1,2}}{\partial y^2} + \delta_{1,2}^V A_{1,2} + \chi_{1,2}^V A_{2,1} = 0, \quad (1.37)$$

где  $V_{1,2}^V = \frac{\omega_H \omega_{M_{1,2}} d_{1,2}}{2\omega}$  - групповая скорость волн,  $\beta_{1,2}^V = KV_{1,2}^V$ ,  $\eta_{1,2}^V = \frac{\omega_H^2 - \omega^2}{2\omega} + \frac{\omega_H \omega_{M_{1,2}} kd_{1,2}}{4\omega}$  - отстройка от частоты ПОМСВ в одиночной плёнке,  $\alpha_{1,2}^V = \frac{\omega_H^2 \omega_{M_{1,2}}^2 d_{1,2}^2}{4\omega^3}$  - коэффициент дисперсии,  $\chi_{1,2}^V = K \frac{\omega_H \omega_{M_{1,2}} kd_{1,2}}{4\omega}$  - коэффициент связи между волнами в разных слоях. В коэффициенте и далее введено переобозначение  $\omega_{M_{1,2}}^0 \rightarrow \omega_{M_{1,2}}$ .

Из значений коэффициентов видно, что  $\beta_{1,2}^V < \chi_{1,2}^V$  (при  $k \gg 1$ ). Принимая во внимание, что  $\frac{\partial^2 A_{1,2}}{\partial y^2} \ll A_{1,2}$  и  $\frac{\partial A_{1,2}}{\partial y} \ll A_{1,2}$  имеем  $\beta_{1,2}^V \frac{\partial A_{2,1}}{\partial y} \ll \chi_{1,2}^V A_{2,1}$  и  $\alpha_{1,2}^V \frac{\partial^2 A_{1,2}}{\partial y^2} \ll \chi_{1,2}^V A_{2,1}$ , поэтому систему (1.36) можно переписать в виде:

$$j \left( \frac{\partial A_{1,2}}{\partial t} + V_{1,2}^V \frac{\partial A_{1,2}}{\partial y} \right) + \eta_{1,2}^V A_{1,2} + \chi_{1,2}^V A_{2,1} = 0. \quad (1.38)$$

В стационарном случае ( $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ ) система (1.38) примет вид:

$$\frac{\partial A_{1,2}}{\partial y} = \frac{j}{V_{1,2}^V} (\eta_{1,2}^V A_{1,2} + \chi_{1,2}^V A_{2,1}). \quad (1.39)$$

На следующем этапе получим системы волновых уравнений для огибающих для ПМСВ. Для этого воспользуемся системой уравнений движения вектора намагниченности в структуре связанных ферромагнитных пленок в линейном приближении при  $kd \ll 1$ , которая для ПМСВ, распространяющейся в положительном направлении  $y$  была получена в [72]:

$$\frac{\partial^2 m_{1,2}}{\partial t^2} + \omega_{1,2}^2 m_{1,2} + j \frac{\omega_{M_{1,2}}^2 d_{1,2}}{2} \frac{\partial}{\partial y} (m_{1,2} + K m_{2,1}) = 0. \quad (1.40)$$

Применяя процедуры, описанные при получении системы уравнений для ПОМСВ, получим систему волновых уравнений для ПМСВ в следующем виде:

$$j \left( \frac{\partial A_{1,2}}{\partial t} + V_{1,2}^S \frac{\partial A_{1,2}}{\partial y} + \beta_{1,2}^S \frac{\partial A_{2,1}}{\partial y} \right) + \eta_{1,2}^S A_{1,2} + \alpha_{1,2}^S \frac{\partial^2 A_{1,2}}{\partial y^2} + \delta_{1,2}^S A_{1,2} + \chi_{1,2}^S A_{2,1} = 0, \quad (1.41)$$

коэффициенты в которой определяются следующими соотношениями:  $V_{1,2}^S = \frac{\omega_{M_{1,2}}^2 d_{1,2}}{4\omega}$  -

групповая скорость волн,  $\beta_{1,2}^S = KV_{1,2}^S$ ,  $\eta_{1,2}^S = \frac{\omega_{\perp}^2 - \omega^2}{2\omega} + \frac{\omega_{M_{1,2}}^2 kd_{1,2}}{4\omega}$  - отстройка от частоты

ПМСВ в одиночной плёнке,  $\alpha_{1,2}^S = \frac{\omega_{M_{1,2}}^4 d_{1,2}^2}{4\omega^3}$  - коэффициент дисперсии,  $\chi_{1,2}^V = KV_{1,2}^S k$  -

коэффициент связи между волнами в разных слоях.

Принимая во внимание, что  $\frac{\partial^2 A_{1,2}}{\partial y^2} \ll A_{1,2}$  и  $\frac{\partial A_{1,2}}{\partial y} \ll A_{1,2}$  имеем  $\beta_{1,2}^S \frac{\partial A_{2,1}}{\partial y} \ll \chi_{1,2}^S A_{2,1}$  и

$\alpha_{1,2}^S \frac{\partial^2 A_{1,2}}{\partial y^2} \ll \chi_{1,2}^S A_{2,1}$ , поэтому систему (1.41) можно переписать в виде:

$$j \left( \frac{\partial A_{1,2}}{\partial t} + V_{1,2}^S \frac{\partial A_{1,2}}{\partial y} \right) + \delta_{1,2}^S A_{1,2} + \chi_{1,2}^S A_{2,1} = 0. \quad (1.42)$$

В стационарном случае ( $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ ) система (1.42) примет вид:

$$\frac{\partial A_{1,2}}{\partial y} = \frac{j}{V_{1,2}^S} (\delta_{1,2}^S A_{1,2} + \chi_{1,2}^S A_{2,1}). \quad (1.43)$$

Системы (1.39) и (1.43) представляют собой стационарные уравнения связанных волн, применяющиеся для описания волновых процессов в связанных системах различной физической природы.

На рис. 1.11 приведено решение уравнений (1.43) для  $A_1$  при начальных условиях  $A_1(0) = A_{01}, A_2(0) = 0$  для структуры ФП-1/ФП-2, состоящей из ФП с одинаковыми параметрами  $M_{0,2} = M_0, d_{1,2} = d, V_{1,2}^S = V^S, \chi_{1,2}^S = \chi^S, \delta_{1,2}^S = \delta^S$ . Решение для  $A_2$  имеет такой же вид, но сдвинуто по фазе на  $\pi/2$ .

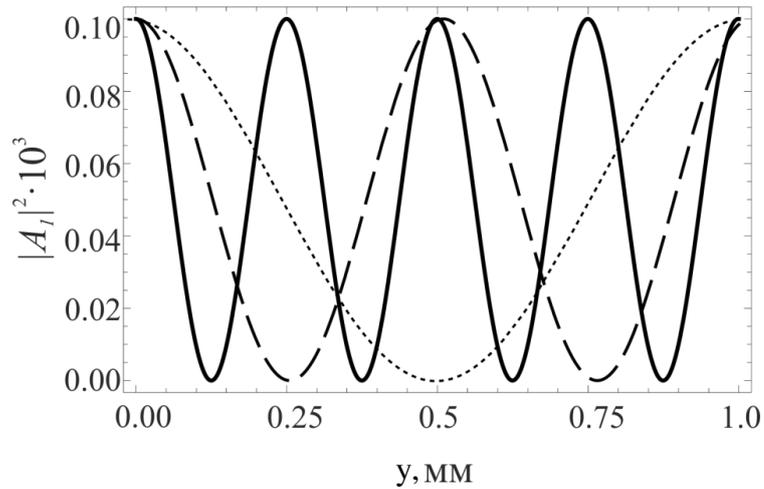


Рисунок 1.11 - Эволюция амплитуды огибающей вдоль направления распространения  $y$  в ФП-1 при  $D = 30$  мкм - сплошная кривая,  $D = 50$  мкм – штриховая кривая,  $D = 75$  мкм - пунктирная кривая ( $H_0 = 735$  Э,  $4\pi M_0 = 1750$  Гс,  $d = 11$  мкм,  $A_{01} = 0.01$ ).

Видно, что волна периодически перекачивается из ФП-1 в ФП-2 и обратно. Пространственный период такой перекачки (длина перекачки) определяется следующим соотношением [81; 82]:

$$\lambda = \frac{\pi V^S}{\chi^S} = \frac{2\pi}{\Delta k}, \quad (1.44)$$

где  $\Delta k = |k_s - k_a|$ .

Зависимости длины перекачки от частоты, величины магнитного поля и расстояния между плёнками, рассчитанная с помощью (1.44) с учетом (1.30), приведены на рис. 1.12. Видно, что зависимость длины перекачки от частоты входного сигнала (рис. 1.12а) имеет минимум при некоторой частоте, причем минимум становится менее ярко выраженным

при уменьшении расстояния между плёнками. Видно, что существует значение магнитного поля, при котором длина перекачки имеет минимальное значение (рис. 1.12б, рис. 1.12в). Кроме того, показано, что длина перекачки растёт с увеличением расстояния между плёнками (рис. 1.12г). Более детально вопросы, связанные с линейной перекачкой сигнала в слоистых ферромагнитных структурах, рассматриваются, например, в работах [65; 77; 82; 88; 93].

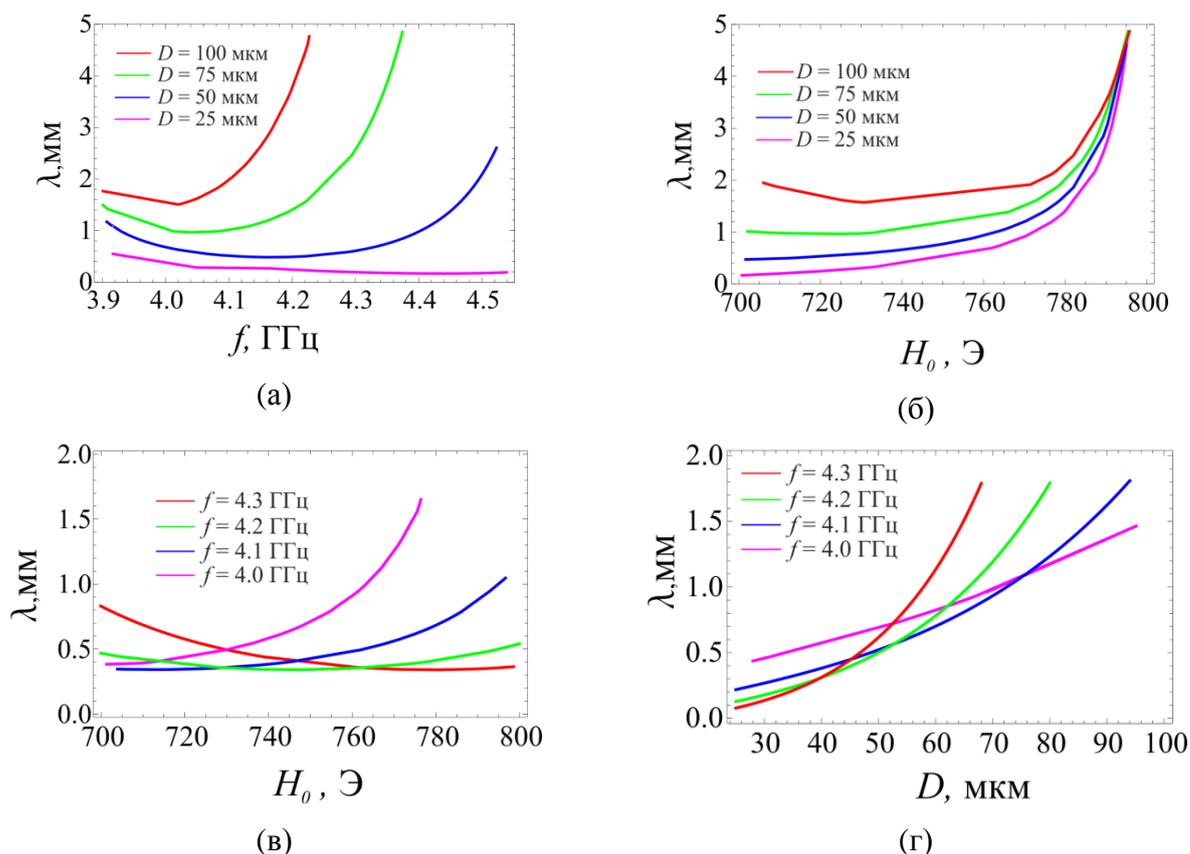


Рисунок 1.12 - Зависимость длины перекачки  $\lambda$  (а) от частоты  $f$  для разного расстояния между пленками  $D$  при  $H_0 = 735$  Э, (б) от величины магнитного поля для разного расстояния между пленками  $D$  на частоте  $f = 4.0$  ГГц, (в) от величины магнитного поля для разной частоты входного сигнала при  $D = 50$  мкм, (г) от расстояния между плёнками для разной частоты входного сигнала при  $H_0 = 735$  Э ( $4\pi M_0 = 140$  Гс,  $d = 11$  мкм).

Рассмотрим распространение волн в нелинейном случае. Будем считать, что нелинейность каждой плёнки зависит только от намагниченности этой плёнки, а величина намагниченности определяется полями как одной, так и второй плёнки. В этом случае,

нелинейность, обусловленную изменением продольной компоненты  $M_{\perp_{1,2}}$  магнитного момента для каждого слоя, можно задать в виде [37,46,47]:

$$M_{\perp_{1,2}} \approx M_{0_{1,2}} (1 - q_{1,2} |m_{1,2}|^2). \quad (1.45)$$

Величины  $q_{1,2}$  в (1.45) зависят от направления внешнего магнитного поля  $\vec{H}_0$  [82]. В случае ПОМСВ величины  $q_{1,2} = q_{1,2}^V$  определяется соотношением (1.2) для каждой пленки:

$$q_{1,2}^V = q^V = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{\omega_H^2}{\omega^2} \right). \quad (1.46)$$

С учётом (1.45) и (1.46) из уравнений (1.35) можно получить систему нелинейных уравнений движения векторов намагниченности в структуре ФП-1/ФП-2 для ПОМСВ в следующем виде [139]:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 m_1}{\partial t^2} = -\omega_H^2 m_1 - 2\omega_H \omega_{M_1} q |m_1|^2 m_1 + \\ + \frac{\omega_H \omega_{M_1}}{2k} d_1 \left( 1 - q \left( 1 - \frac{\omega_{M_1}}{\omega_H} \right) |m_1|^2 \right) \frac{\partial^2}{\partial y^2} (m_1 + K m_2); \\ \frac{\partial^2 m_2}{\partial t^2} = -\omega_H^2 m_2 - 2\omega_H \omega_{M_2} q |m_2|^2 m_2 + \\ + \frac{\omega_H \omega_{M_2}}{2k} d_2 \left( 1 - q \left( 1 - \frac{\omega_{M_2}}{\omega_H} \right) |m_2|^2 \right) \frac{\partial^2}{\partial y^2} (m_2 + K m_1). \end{cases} \quad (1.47)$$

В отсутствие связи между ФП-1 и ФП-2 система переходит в уравнение (1.1) для каждой плёнки.

В случае ПМСВ величины  $q_{1,2} = q_{1,2}^S$  определяется соотношением (1.19) для каждой пленки:

$$q_{1,2}^S = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{\omega_H^2}{\omega_{\perp_{1,2}}^2} \right), \quad (1.48)$$

где  $\omega_{\perp_{1,2}} = \sqrt{\omega_H (\omega_H + \omega_{M_{1,2}})}$ .

С учётом (1.45) и (1.48) в из уравнений (1.40) можно получить систему нелинейных уравнений движения векторов намагниченности в структуре ФП-1/ФП-2 для ПМСВ в следующем виде:

$$\begin{cases}
\frac{\partial^2 m_1}{\partial t^2} + \omega_{\perp 1}^2 m_1 - \omega_H \omega_{M_1} q_1 |m_1|^2 m_1 \\
+ j \frac{\omega_{M_1}^2 d_{1,2}}{2} (1 - 2q_1 |m_1|^2) \frac{\partial}{\partial y} (m_1 + Km_2) = 0; \\
\frac{\partial^2 m_2}{\partial t^2} + \omega_{\perp 2}^2 m_2 - \omega_H \omega_{M_2} q_2 |m_2|^2 m_2 \\
+ j \frac{\omega_{M_2}^2 d_2}{2} (1 - 2q_2 |m_2|^2) \frac{\partial}{\partial y} (m_2 + Km_1) = 0.
\end{cases} \quad (1.49)$$

В отсутствие связи между ФП-1 и ФП-2 система переходит в уравнение (1.20) для каждой плёнки.

### 1.2.2 Нелинейное подавление перекачки сигнала между слоями

Подставив соотношения (1.36) в систему (1.47), получим систему волновых уравнений для амплитуд огибающих волн в плёнках  $A_{1,2}$  для ПОМСВ в следующем виде:

$$\begin{cases}
j \left( \frac{\partial A_1}{\partial t} + V_1^v \frac{\partial A_1}{\partial y} + \beta_1^v \frac{\partial A_2}{\partial y} \right) + \alpha_1^v \frac{\partial^2 A_1}{\partial y^2} + \eta_1^v A_1 + \chi_1^v A_2 + \gamma_1^v |A_1|^2 (A_1 + \nu_1^v A_2) = 0; \\
j \left( \frac{\partial A_2}{\partial t} + V_2^v \frac{\partial A_2}{\partial y} + \beta_2^v \frac{\partial A_1}{\partial y} \right) + \alpha_2^v \frac{\partial^2 A_2}{\partial y^2} + \eta_2^v A_2 + \chi_2^v A_1 + \gamma_2^v |A_2|^2 (A_2 + \nu_2^v A_1) = 0,
\end{cases} \quad (1.50)$$

где  $\gamma_{1,2}^v = q_{1,2}^v \frac{\omega_H \omega_{M_{1,2}}}{\omega} \left( 1 + \frac{kd_{1,2}}{4} \left( 1 - \frac{\omega_{M_{1,2}}}{\omega_H} \right) \right)$  - коэффициент нелинейности,

$\nu_{1,2}^v = K \frac{kd_{1,2}}{4} \left( 1 - \frac{\omega_{M_{1,2}}}{\omega_H} \right)$  - коэффициент связи. Выражения остальных коэффициентов такие

же, как и в системе (1.37). В коэффициентах и далее введено переобозначение  $\omega_{M_{1,2}}^0 \rightarrow \omega_{M_{1,2}}$ .

Аналогично, подставив соотношения (1.36) в систему (1.49) получим систему волновых уравнений для амплитуд огибающих волн в плёнках  $A_{1,2}$  для ПМСВ в следующем виде:

$$\begin{cases}
j \left( \frac{\partial A_1}{\partial t} + V_1^s \frac{\partial A_1}{\partial y} + \beta_1^s \frac{\partial A_2}{\partial y} \right) + \alpha_1^s \frac{\partial^2 A_1}{\partial y^2} + \eta_1^s A_2 + \chi_1^s A_2 + \gamma_1^s |A_1|^2 (A_1 + \nu_1^s A_2) = 0; \\
j \left( \frac{\partial A_2}{\partial t} + V_2^s \frac{\partial A_2}{\partial y} + \beta_2^s \frac{\partial A_1}{\partial y} \right) + \alpha_2^s \frac{\partial^2 A_2}{\partial y^2} + \eta_2^s A_1 + \chi_2^s A_1 + \gamma_2^s |A_2|^2 (A_2 + \nu_2^s A_1) = 0,
\end{cases} \quad (1.51)$$

где  $\gamma^S = -q_{1,2}^S \frac{(\omega_H \omega_{M_{1,2}} + \omega_{M_{1,2}}^2 kd_{1,2})}{2\omega}$  - коэффициент нелинейности,  $v_{1,2}^S = K \frac{\omega_{M_{1,2}} kd_{1,2}}{\omega_H + \omega_{M_{1,2}} kd_{1,2}}$  -

коэффициент связи, выражения для остальных коэффициентов такие же, как и в системе (1.41).

Системы уравнений (1.50) и (1.51) представляют собой связанные нелинейные волновые уравнения для амплитуд огибающих волн с учетом линейной связи и нелинейности ферромагнитной среды<sup>4</sup>. Полученные уравнения будут использоваться далее для исследования влияния нелинейности на перекачку сигнала между плёнками структуры.

При изучении нелинейных процессов принято вводить в рассмотрение следующие характерные масштабы: нелинейную длину  $L_{n_{1,2}}^{V,S}$  и длину дисперсионного расплывания  $L_{d_{1,2}}^{V,S}$  [8; 33]. Нелинейная длина определяется, как длина, на которой действие нелинейности приводит к возрастанию амплитуды возмущений, имеющих максимальный параметрический инкремент в  $e$  раз. В этом случае выражение для  $L_{n_{1,2}}^{V,S}$  имеет вид:

$L_{n_{1,2}}^{V,S} = \frac{V_{1,2}^{V,S}}{\gamma_{1,2}^{V,S} |A_0|^2}$ , где  $A_0$  - амплитуда входного сигнала. Характерная длина

дисперсионного расплывания определяется, как расстояние, на котором ширина импульса удваивается из-за влияния дисперсии групповой скорости, т.е. для  $L_{d_{1,2}}^{V,S}$  получается

соотношение  $L_{d_{1,2}}^{V,S} = \tau_{imp}^2 \frac{V_{1,2}^{V,S^3}}{\alpha_{1,2}^{V,S}}$ , где  $\tau_{imp}$  - длительность импульса. Если длина

распространения сигнала  $l$  удовлетворяет условиям  $l \gg L_{d_{1,2}}^{V,S}$  и  $l \gg L_{n_{1,2}}^{V,S}$ , то дисперсия и

нелинейность не оказывают существенного влияния на эволюцию импульса. Если

$l \ll L_{d_{1,2}}^{V,S}$  и  $l \gg L_{n_{1,2}}^{V,S}$ , то дисперсия в среде существенно преобладает над нелинейностью и в

результате начальный импульс полностью расплывается. При  $l \gg L_{d_{1,2}}^{V,S}$  и  $l \ll L_{n_{1,2}}^{V,S}$

---

<sup>4</sup> Нелинейные волновые уравнения для ПОМСВ в структуре ФП-1/ФП-2 были получены также в работах [101; 102]. Однако, в данных работах уравнения были получены для длины структуры меньшей длины линейной перекачки  $l \ll \lambda$ . В связи с этим в данных работах не исследовалось влияние нелинейности на перекачку сигнала между плёнками. В отличие от данных работ, построенная модель описывает как линейную перекачку сигнала между плёнками, так и влияние нелинейности, что позволяет использовать её для исследования влияния нелинейности на перекачку сигнала между плёнками.

доминирует нелинейность, что ведет к нелинейному укрупнению и опрокидыванию фронта волны. В случае, если длины нелинейности и дисперсии близки  $L_{n_{1,2}}^{V,S} \approx L_{d_{1,2}}^{V,S}$ , конкуренция между дисперсионным расплыванием и нелинейностью приводит к формированию стационарных состояний, соответствующих при импульсном возбуждении системы формированию солитонов огибающей [146].

Влияние связи и нелинейности на формирование солитонов в слоистой структуре ФП-1/ФП-2 подробно исследовано в работах [95; 100–102; 105]. Однако, вопросы влияния связи и нелинейности на перекачку сигнала между плёнками до настоящего времени не рассматривались применительно к таким структурам. В связи с этим будем работать при параметрах задачи, отвечающих случаю, если длина дисперсии много больше длины линейной перекачки  $L_{d_{1,2}}^{V,S} \gg \lambda$  (что оправдано при  $kd \ll 1$ , где дисперсия МСВ имеет характер близкий к линейному). В связи с этим положим  $\alpha_{1,2}^{V,S} = 0$  в уравнениях (1.50) и (1.51). Мощность входного сигнала задавалась так, чтобы выполнялось условие  $L_{n_{1,2}}^{V,S} \sim \lambda$ , при этом влияние нелинейности на перекачку сигнала существенно и будет исследоваться далее.

Из выражений для коэффициентов в уравнениях (1.50) и (1.51) видно, что при  $kd \ll 1$  имеем  $v^{V,S} \ll 1$ ,  $\beta_{1,2}^{V,S} \ll \chi_{1,2}^{V,S}$ . В результате получим системы волновых уравнений для амплитуд огибающих волн в ФП-1 и ФП-2 в следующем виде:

$$\begin{cases} j \left( \frac{\partial A_1}{\partial t} + V_1^V \frac{\partial A_1}{\partial y} \right) + \delta_1^V A_2 + \chi_1^V A_2 + \gamma_1^V |A_1|^2 A_1 = 0; \\ j \left( \frac{\partial A_2}{\partial t} + V_2^V \frac{\partial A_2}{\partial y} \right) + \delta_2^V A_1 + \chi_2^V A_1 + \gamma_2^V |A_2|^2 A_2 = 0, \end{cases} \quad (1.52)$$

в случае ПОМСВ,

$$\begin{cases} j \left( \frac{\partial A_1}{\partial t} + V_1^S \frac{\partial A_1}{\partial y} \right) + \delta_1^S A_1 + \chi_1^S A_2 + \gamma_1^S |A_1|^2 A_1 = 0; \\ j \left( \frac{\partial A_2}{\partial t} + V_2^S \frac{\partial A_2}{\partial y} \right) + \delta_2^S A_2 + \chi_2^S A_1 + \gamma_2^S |A_2|^2 A_2 = 0, \end{cases} \quad (1.53)$$

для случая ПМСВ.

Видно, что системы уравнений для случая ПМСВ и ПОМСВ совпадают с точностью до коэффициентов.

На первом этапе рассмотрим стационарное решение систем (1.52) и (1.53). В стационарном случае данные системы будут иметь вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial A_1}{\partial y} = \frac{j}{V^{v,s}} (\delta^{v,s} A_1 + \chi^{v,s} A_2 + \gamma^{v,s} |A_1|^2 A_1); \\ \frac{\partial A_2}{\partial y} = \frac{j}{V^{v,s}} (\delta^{v,s} A_2 + \chi^{v,s} A_1 + \gamma^{v,s} |A_2|^2 A_2). \end{cases} \quad (1.54)$$

Введем амплитуду и фазу сигнала:

$$A_i = \sqrt{P_i} \exp(j\phi_i), \quad i=1,2. \quad (1.55)$$

Подставляя (1.55) в (1.54), получаем:

$$\begin{aligned} \frac{\partial P_1}{\partial y} &= 2 \frac{\chi^{v,s}}{V^{v,s}} \sqrt{P_1 P_2} \sin \phi; \\ \frac{\partial P_2}{\partial y} &= -2 \frac{\chi^{v,s}}{V^{v,s}} \sqrt{P_1 P_2} \sin \phi; \\ \frac{\partial \phi}{\partial y} &= \frac{P_2 - P_1}{\sqrt{P_1 P_2}} \frac{\chi^{v,s}}{V^{v,s}} \cos \phi + \frac{4 \chi^{v,s}}{V^{v,s} P_{III}} (P_1 - P_2), \end{aligned} \quad (1.56)$$

где  $\phi = \phi_1 - \phi_2$ ,  $P_{III} = 4 \chi^{v,s} / \gamma^{v,s} V^{v,s}$  - пороговая мощность, при превышении которой система динамика системы меняется.

Система (1.56) может быть решена в терминах эллиптических функций [25].

Введем следующие инварианты:

$$\begin{aligned} P_0 &= P_1 + P_2, \\ \Gamma &= \sqrt{P_1 P_2} \cos \phi - 2 P_1 P_2 / P_{III}. \end{aligned} \quad (1.57)$$

В случае, если сигнал подается в ФП-1, мощность рассчитывается по следующей формуле:

$$P_1(y) = |A_1(z)|^2 = \frac{1}{2} P_0 \left[ 1 + cn \left( 2 \frac{\chi^{v,s}}{V^{v,s}} y \mid c \right) \right], \quad (1.58)$$

где  $cn \left( 2 \frac{\chi^{v,s}}{V^{v,s}} y \mid c \right)$  - эллиптическая функция Якоби с модулем  $c = (P_0 / P_{III})^2$ .

Соответственно, мощность в ФП-2 можно получить из  $P_2(y) = P_0 - P_1(y)$ .

На рис.1.13 представлены графики  $P_2(y)$  при разных уровнях входного сигнала. При  $P_0 \ll P_{III}$  ( $c < 1$ ) получаем предельный переход к линейному случаю, при этом наблюдается периодическая перекачка мощности между ФП-1 и ФП-2, аналогичная режиму на рис. 1.11. При  $P_0 = P_{III}$  ( $c = 1$ ) уравнение (1.58) сводится к виду

$P_1(y) = \frac{1}{2} P_0 \left[ 1 + sech \left( 2 \frac{\chi^{v,s}}{V^{v,s}} y \right) \right]$  и только половина мощности перекачивается в соседнюю

пленку. При  $P_0 > P_{III}$  ( $c > 1$ ) только малая часть входного сигнала перекачивается в соседний слой. Таким образом, существует пороговое значение мощности входного сигнала  $P_{III}$ , выше которого полная перекачка мощности между плёнками пропадает и в ФП-2 перекачивается малая доля мощности.

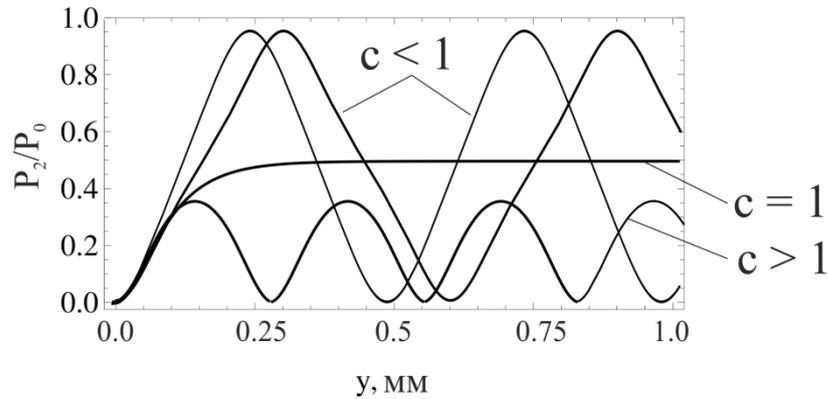


Рисунок 1.13 - Эволюция амплитуды огибающей вдоль направления распространения  $y$  в ФП-2 при различных значениях  $c$  ( $H_0 = 735$  Э,  $4\pi M_0 = 140$  Гс,  $d = 11$  мкм,  $D = 50$  мкм).

На следующем этапе было проведено численное исследование особенностей нелинейных эффектов при распространении импульса в рассматриваемой ферромагнитной структуре в нестационарном случае на основе решения системы (1.53) для ПМСВ. Для этого в качестве начальных и граничных условий примем:

$$\begin{aligned} A_{1,2}(y, 0) &= 0, \\ A_1(0, t) &= A_{01}f(t), \\ A_2(0, t) &= A_{02}f(t). \end{aligned} \quad (1.59)$$

Форма входного импульса представляет собой гауссов импульс со следующими параметрами:  $A_{01}$  – амплитуда импульса, подаваемого в ФП-1,  $A_{02}$  – амплитуда импульса,

подаваемого в ФП-2, функция  $f(t) = A_{01} \text{Exp} \left[ -\left( \frac{t - \tau_0}{\tau_{imp}} \right)^2 \right]$  описывает форму входного

импульса,  $\tau_{imp}$  и  $\tau_0$  – длительность и задержка входного импульса, соответственно (см. рис. 1.2а). Далее приводятся результаты численного исследования системы при следующих параметрах:  $d=11$  мкм,  $D=50$  мкм,  $f=4$  ГГц,  $H_0=735$  Э,  $4\pi M_0=1750$  Гс.

Рассматривались импульсы длительностью  $\tau_{imp}=120$  нс с различной входной амплитудой.

В зависимости от типа возбуждаемой волны, выделим следующие способы возбуждения связанной структуры: 1) возбуждается только симметричная волна, что возможно, если импульсы одинаковой амплитуды подаются в каждую из ФП в фазе ( $A_1(0,t) = A_2(0,t)$ ); 2) возбуждается антисимметричная волна, если импульсы одинаковой амплитуды подаются в каждую из ФП в противофазе ( $A_1(0,t) = -A_2(0,t)$ ); 3) возбуждаются обе нормальные волны, если импульс подается только в одну из ФП (в частности,  $A_1(0,t) \neq 0, A_2(0,t) = 0$ ).

В случае 1 и 2 поведение сигнала аналогично случаю одиночной плёнки с той только разницей, что групповая скорость будет зависеть от коэффициента связи между слоями  $K$ .

Рассмотрим случай 3, когда импульс подается в одну из пленок, например в ФП-1 ( $A_{01} = 0.01, A_{02} = 0$ ). В этом случае возбуждаются обе нормальные моды: симметричная и антисимметричная, и имеет место периодическая перекачка сигнала между пленками. Пространственный период перекачки при выбранных параметрах  $\lambda = \pi V^S / \chi^S = 0.5$  мм. При этом на длине  $\lambda/2$  импульс полностью перекачивается из ФП-1 в ФП-2, как показано на рис. 1.14 для ФП-1 (1.14а) и ФП-2 (1.14б). При увеличении амплитуды входного импульса, как видно из рис. 1.14в,г при  $A_{01} = 0.08$ , линейная перекачка пропадает, и импульс проходит через ФП-1 практически без искажений. Таким образом, при увеличении входной мощности изменяется связь между волновыми процессами в каждой плёнке.

Рассмотрим более подробно механизм подавления перекачки мощности в рассматриваемой структуре при увеличении входной амплитуды. Введем коэффициенты пропускания ФП-1 и ФП-2 в следующем виде:

$$T_{1,2}(y) = P_{1,2}(y) / P_0, \quad (1.60)$$

где  $P_{1,2}(y) = \frac{1}{t_{\max}} \int_0^{t_{\max}} |A_{1,2}(y,t)|^2 dt$ , ( $t_{\max}$  - время наблюдения),  $P_0(y) = \frac{1}{t_{\max}} \int_0^{t_{\max}} |A_{01}(y,t)|^2 dt$ ,

$$T_1 + T_2 = 1.$$

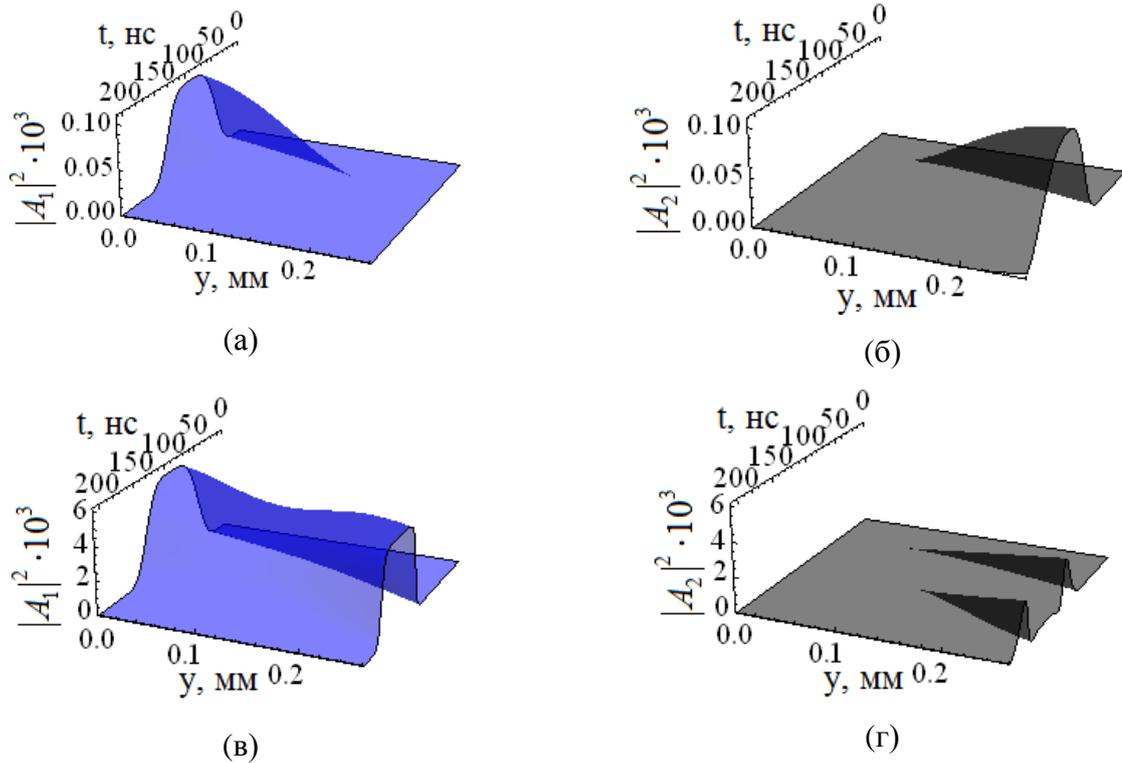
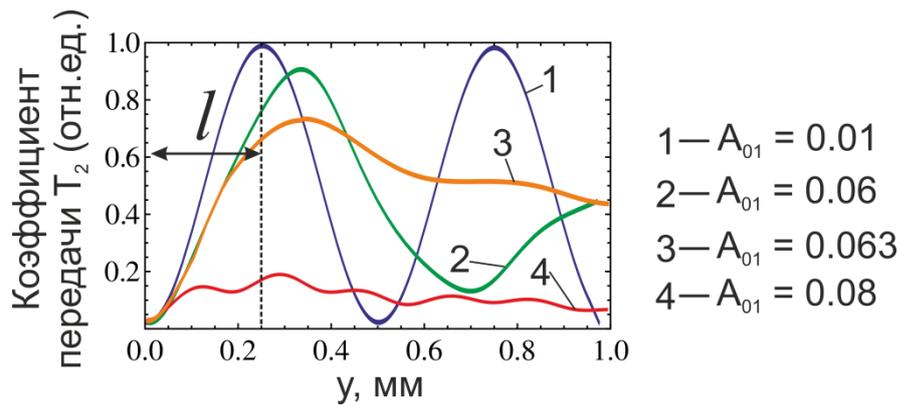


Рисунок 1.14 - Пространственно-временная эволюция импульса в ФП-1 (левый столбец) и ФП-2 (правый столбец) при амплитуде входного сигнала  $A_{01} = 0.01$  (а, в),  $A_{01} = 0.08$  (б, г).

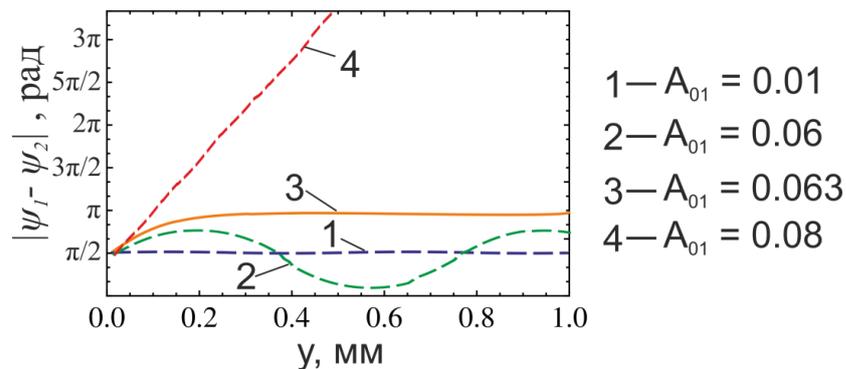
Как известно из [24], нелинейность приводит к нелинейному набегу фаз, пропорциональному амплитуде сигнала в каждом волновом канале. Поэтому будем следить также за динамикой разности фаз  $|\psi_1(y, \tau) - \psi_2(y, \tau)|$ , где  $\psi_{1,2}(y, \tau)$  - фазы огибающей в ФП-1 и ФП-2 в момент времени, соответствующий максимуму импульса,  $\tau = \tau_0 + y/V$ .

Как следует из результатов расчёта  $T_2$  в режиме слабого сигнала (кривая 1 на рис. 1.14а при  $A_{01} = 0.01$ ) в структуре наблюдается полная перекачка сигнала вдоль направления распространения волны. Фазовый сдвиг при  $A_{01} = 0.01$  между волнами в ФП-1 и ФП-2 при этом постоянен (см. рис. 1.15б) и равен  $|\psi_1 - \psi_2| = \pi/2$  (режим согласования фаз). При увеличении амплитуды входного импульса (см. кривая 2 на рис. 1.15а) сохраняются периодические колебания коэффициента пропускания  $T_2$  (аналогично  $T_1$ ). В результате разность фаз периодически осциллирует относительно величины  $\pi/2$  вдоль оси  $y$ .

С увеличением входной амплитуды период колебаний коэффициентов пропускания и разности фаз вдоль оси  $y$  растёт. Кроме того, увеличивается амплитуда колебаний разности фаз относительно  $\pi/2$  и при  $A_{01} = A_{III} = 0.063$  становится равной  $\pi$  (кривая 3 на рис. 1.15а,б). Данное значение входной амплитуды  $A_{01} = A_{III}$  является пороговым, т.к. в этом случае, начиная с определенного значения  $y$  коэффициент пропускания практически не меняется и мощность делится поровну между плёнками структуры (кривая 3 на рис. 1.15а,б).



(а)



(б)

Рисунок 1.15 (а) Зависимость коэффициента пропускания для ФП-2 (б) и разности фаз между волнами в ФП-1 и ФП-2 от продольной координаты  $y$  при различных значениях амплитуды входного сигнала  $A_{01}=0.01$  (кривые 1),  $A_{01}=0.06$  (кривые 2),  $A_{01}=0.063$  (кривые 3),  $A_{01}=0.08$  (кривые 4).

При дальнейшем увеличении входной амплитуды ( $A_{01}=0.08$ , кривая 4 на рис. 1.15а,б) коэффициент пропускания  $T_2$  уменьшается, а разность фаз между волнами в ФП-1 и ФП-2 резко увеличивается вдоль длины структуры. В этом случае фазовый

синхронизм между волнами в ФП-1 и ФП-2 разрушается (режим рассогласования фаз), что приводит к подавлению полной перекачки мощности между плёнками и лишь незначительная часть мощности, подаваемой в ФП-1, перекачивается в ФП-2 (кривая 4 на рис. 1.15а,б). В результате симметричная связанная структура ведет себя, как несимметричная при наличии нелинейности. Данный случай подобен случаю несимметричной связанной структуры, состоящей из волноводов с разными параметрами [81]. В такой структуре уже в линейном случае различие фазовых постоянных волн в разных слоях приводит к фазовому сдвигу между волнами в слоях и подавляет полную перекачку сигнала между слоями. В нашем случае фазовые постоянные одинаковые, фазовый сдвиг индуцируется действием нелинейности. При достаточно большой входной амплитуде фазовый сдвиг становится настолько большим, что волны в ФП-1 и ФП-2 оказываются несвязанными и входной сигнал остается в том слое, в который первоначально подавался.

Выберем точку наблюдения в максимуме сигнала в ФП-2 при малой входной амплитуде, например, на расстоянии

$$l = n\lambda / 2 \quad (1.61)$$

от входа структуры (данная длина при  $n=1$  ( $l = 0.25$  мм) отмечена пунктиром на рис. 1.15а). На данной длине вся мощность, которая подавалась в ФП-1, перекачалась в ФП-2.

На рис. 1.16 черным показана зависимость коэффициента пропускания  $T_1$  для ФП-1, розовым  $T_2$  для ФП-2 от амплитуды входного сигнала  $A_{01}$  при  $y = l$ . Видно, что, есть пороговое значение амплитуды  $A_{01} = A_{III}$ , при котором  $T_1 = T_2$ . При малой амплитуде входного сигнала  $A_{01} < A_{III}$  имеем  $T_2 > T_1$ . При большой амплитуде входного сигнала  $A_{01} > A_{III}$ , наоборот, имеем  $T_2 < T_1$ . Амплитуду сигнала  $A_{01} = A_{III}$  будем называть точкой переключения, при которой происходит смена режимов.

Расчёты показали, что значение пороговой амплитуды  $A_{III}$  растет с увеличением коэффициента  $\chi^S$  и уменьшается с увеличением коэффициента  $\gamma^S$  в системе (1.53). Следовательно, значение  $A_{III}$  определяется как величиной магнитного поля, так и свойствами материала и размерами образца. Зависимость  $A_{III}$  от указанных параметров приведена на рис. 1.17. В случае ПОМСВ, описываемых системой уравнений (1.52), эффект подавления перекачки сохраняется, однако зависимость порогового значения амплитуды  $A_{III}$  от параметров структуры будет определяться значениями  $\chi^V$  и  $\gamma^V$ .

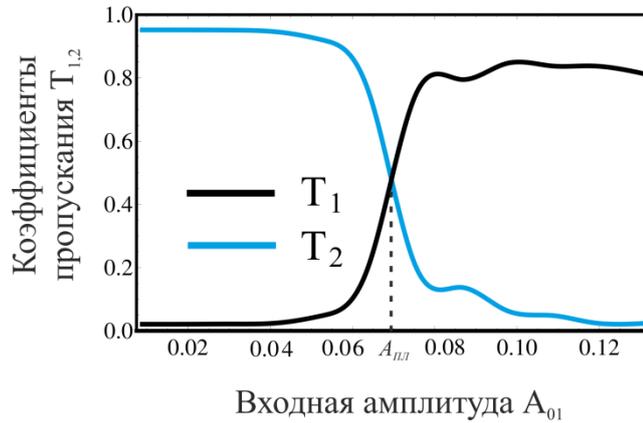


Рисунок 1.16 - Зависимость коэффициентов пропускания для ФП-1 (черная кривая) и ФП-2 (синяя кривая) от амплитуды входного сигнала.

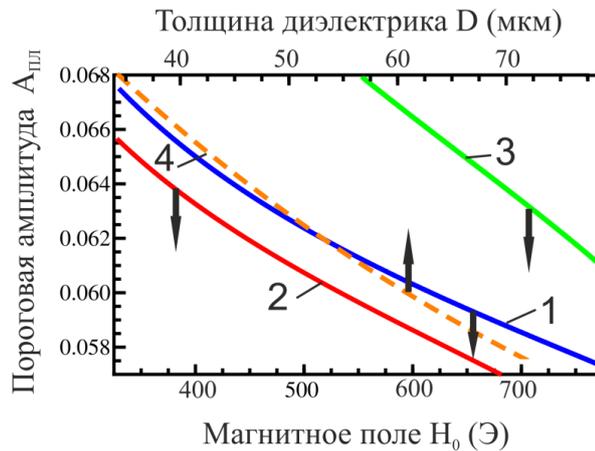


Рисунок 1.17. Зависимость пороговой амплитуды  $A_{пл}$  от напряженности магнитного поля (кривая 1 - при  $D=50$  мкм,  $M_0 = 140$  Гс, кривая 2 – при  $D=50$  мкм,  $M_0 = 170$  Гс, кривая 3 – при  $D=30$  мкм,  $M_0 = 140$  Гс) и толщины диэлектрика  $D$  (кривая 4 при  $H_0 = 485$  Э,  $M_0 = 140$  Гс).

Таким образом, при распространении МСВ структуре ФП-1/ФП-2 существует пороговое значение входного сигнала  $A_{пл}$ , при котором на определенной длине структуры сигнал делится поровну между плёнками и далее вдоль длины периодическая перекачка не наблюдается. При уровне входного сигнала, значительно превышающем пороговый  $A_{01} > A_{пл}$ , наблюдается эффект полного подавления пространственной перекачки в рассматриваемой структуре.

### 1.3 Слоистая периодическая структура (МК-1/МК-2)

#### 1.3.1 Дисперсионные характеристики

В разделах 1.1 и 1.2 были рассмотрены связанные однородные ферромагнитные плёнки и магнетонный кристалл. Был рассмотрен ряд нелинейных эффектов, характерных для одного и для другого класса ферромагнитных структур. Следует ожидать, что структуры на основе связанных МК откроют более широкие возможности по управлению нелинейными эффектами в таких структурах.

Рассмотрим структуру связанных магнетонных кристаллов (МК-1/МК-2), которая представляет собой два одномерных МК-1 и МК-2, разделенных диэлектрическим слоем толщины  $D$ , как показано на рис. 1.18. Каждый из связанных МК, в свою очередь, представляет собой ферромагнитную пленку с намагниченностью насыщения  $M_{0,2}$ , на поверхности которой нанесены неоднородности в виде канавок. Толщина исходных пленок  $a_{1,2}$ , глубина канавки  $\Delta_{1,2} = a_{1,2} - b_{1,2}$ , её ширина  $c_2 = L - c_1$ , период МК-1 и МК-2 равен  $L$ . Связь между МК осуществляется через ВЧ электромагнитные поля. В направлении осей  $x$  и  $y$  структура бесконечна. Если  $\vec{H}_0$  направлено вдоль оси  $z$ , то в структуре вдоль оси  $y$  распространяются ПОМСВ. Если внешнее магнитное поле направлено  $\vec{H}_0$ , направлено вдоль оси  $x$ , то в структуре вдоль оси  $y$  распространяются ПМСВ.

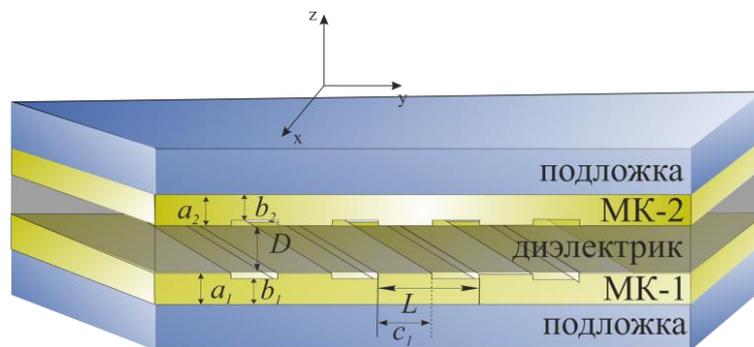


Рисунок 1.18 - Схема связанной структуры МК-1/МК-2.

В линейном случае исследование особенностей дисперсионных характеристик МСВ в структуре на основе МК-1/МК-2 в случае ПМСВ было проведено в работе [72]. Дисперсионное соотношение для ПМСВ в такой структуре было получено в следующем виде:

$$\begin{vmatrix} \Omega_{1_0} & \beta_{1_0} & \theta_{1_0} & \rho_{1_0} \\ \beta_{1_{-1}} & \Omega_{1_{-1}} & \rho_{1_{-1}} & \theta_{1_{-1}} \\ \theta_{2_0} & \rho_{2_0} & \Omega_{2_0} & \beta_{2_0} \\ \rho_{2_{-1}} & \theta_{2_{-1}} & \beta_{2_{-1}} & \Omega_{2_{-1}} \end{vmatrix} = 0. \quad (1.62)$$

Диагональные компоненты определителя (1.62), приравненные к нулю  $\Omega_{1,2_0} = \Omega_{1,2_0}^S$ , представляют собой дисперсионные соотношения для прямых ПМСВ при  $d = d_{0,2}$  и  $k \rightarrow k_0$  в однородных пленках 1 и 2, соответственно [2,3], где  $d_{0,2} = a_{1,2} + \delta d_{1,2} c_1 / L$ . Диагональные компоненты определителя (1.62), приравненные к нулю  $\Omega_{1,2_{-1}} = \Omega_{1,2_{-1}}^S = 0$ , представляют собой дисперсионные соотношения для отраженных ПМСВ при  $d = d_{0,2}$  и  $k \rightarrow k_{-1}$  в однородных пленках 1 и 2, соответственно [2,3]. Недиagonальные компоненты  $\theta_{1,2_0} = \theta_{1,2_0}^S = K \frac{\omega_{M_{1,2}}^2 d_{0,2} k_0}{2}$  - определяют связь между прямыми ПМСВ в МК-1 ( $\theta_{1_0}$ ) и МК-2 ( $\theta_{2_0}$ ). Компоненты  $\theta_{1,2_{-1}} = \theta_{1,2_{-1}}^S = K \frac{\omega_{M_{1,2}}^2 d_{0,2} k_{-1}}{2}$  - определяют связь между отраженными ПМСВ в МК-1 ( $\theta_{1_{-1}}$ ) и МК-2 ( $\theta_{2_{-1}}$ ). Компоненты  $\beta_{1_{0,-1}} = \beta_{1_{0,-1}}^S = \frac{\delta d_1 \omega_{M_1}^2 d_{0_1} k_{-1,0}^2}{2 \cdot 2k_{0,-1}}$  - определяют связь между прямой и отраженной волнами в МК-1,  $\delta d_{1,2} = 2\Delta_{1,2} \sin(\pi c_1 / L) / \pi d_{0,2}$ . Компоненты  $\beta_{2_{0,-1}} = \beta_{2_{0,-1}}^S = \frac{\delta d_2 \omega_{M_2}^2 d_{0_2} k_{-1,0}^2}{2 \cdot 2k_{0,-1}}$  определяют связь между прямой и отраженной волнами в МК-2. Компоненты  $\rho_{1,2_0} = \rho_{1,2_0}^S = \frac{K \delta d_{1,2} \omega_{M_{1,2}}^2 d_{0,2} k_{-1}^2}{2 \cdot 2k_0}$  - определяют связь между прямой волной в МК-1 и отраженной волной в МК-2 ( $\rho_{1_0}$ ), а также прямой волной в МК-2 и отраженной волной в МК-1 ( $\rho_{2_0}$ ). Компоненты  $\rho_{1,2_{-1}} = \rho_{1,2_{-1}}^S = \frac{K \delta d_{1,2} \omega_{M_{1,2}}^2 d_{0,2} k_0^2}{2 \cdot 2k_{-1}}$  - определяют связь между отраженной волной в МК-1 и прямой волной в МК-2 ( $\rho_{1_{-1}}$ ), а также между отраженной волной в МК-2 и прямой волной в МК-1 ( $\rho_{2_{-1}}$ ).

На рис. 1.19 приведены графики дисперсионных характеристик в структуре, состоящей из МК-1 и МК-2 с одинаковыми параметрами, построенные с помощью (1.62), при различных значениях коэффициента связи  $K$  между МК-1 и МК-2.

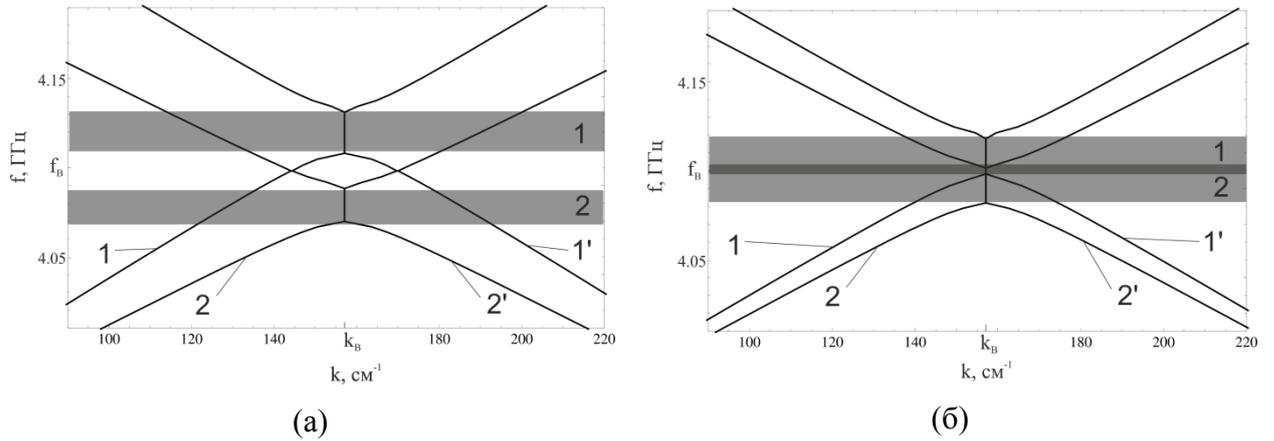


Рисунок 1.19 - Дисперсионные характеристики ПМСВ в структуре МК-1/МК-2 при: (а)  $K = 0.1$ ,  $\delta d_{1,2} = 0.11$ , (б)  $K = 0.05$ ,  $\delta d_{1,2} = 0.11$  ( $c_1 = L/2$ ,  $a_{1,2} = 12$  мкм,  $b_{1,2} = 11$  мкм,  $H_0 = 735$  Э,  $4\pi M_0 = 1750$  Гс).

Основной особенностью структуры МК-1/МК-2 является то, что в отличие от случая одиночного МК, описанного в разделе 1.1, в связанных МК формируется две запрещенные зоны для каждой из нормальных мод волн: симметричной и антисимметричной (показаны серой заливкой), отстроенные по частоте от центральной частоты запрещенной зоны одиночного МК ( $f_B$ ). Частотный интервал между зонами зависит от параметра связи  $K$ . В зависимости от значения  $K$  запрещенные зоны могут, как не перекрываться (рис. 1.19а), так и частично перекрываться (рис. 1.19б). В последнем случае в области перекрытия запрещенных зон образуется запрещенная зона для обоих типов волн – полная запрещенная зона, показанная темной заливкой на рис. 1.19. Центральная частота данной запрещенной зоны совпадает с центральной частотой запрещенной зоны для одиночного МК  $f_B$ .

Используя методику, предложенную в [72], было получено дисперсионное соотношение для ПОМСВ в МК-1/МК-2. Полученное соотношение можно записать в виде (1.62), при этом компоненты определителя описываются иными выражениями. Диагональные компоненты определителя, приравненные к нулю  $\Omega_{1,2,0,-1} = \Omega_{1,2,0,-1}^V$ , представляют собой дисперсионные соотношения для прямой и отраженной ПОМСВ в однородных пленках 1 и 2 соответственно [2,3]. Недиagonalные компоненты будут иметь следующие значения:

$$\theta_{1,2,0,-1} = \theta_{1,2,0,-1}^V = K \frac{\omega_H \omega_{M_{1,2}} d_{0,2} k_{0,-1}}{2}, \quad \beta_{1,2,0,-1} = \beta_{1,2,0,-1}^V =$$

$$= \frac{\delta d_{1,2}}{2} \frac{\omega_H \omega_{M_{1,2}} d_{0,2} k_{-1,0}^2}{2k_{0,-1}}, \quad \rho_{1,2,0,-1} = \rho_{1,2,0,-1}^V = \frac{K \delta d_{1,2}}{2} \frac{\omega_H \omega_{M_{1,2}} d_{0,2} k_{-1,0}^2}{2k_{0,-1}}. \quad \text{Отметим, что при } K \neq 0 \text{ и}$$

$\delta d = 0$  уравнение (1.62) описывает дисперсионное соотношение для ПОМСВ в структуре из двух связанных однородных пленок [2,3]. При  $K = 0$  и  $\delta d \neq 0$  в (1.62) приходим к дисперсионным уравнениям для несвязанных МК-1 и МК-2 [52].

Поведение дисперсионных характеристик для случая ПОМСВ при изменении коэффициента связи между МК качественно аналогично случаю ПМСВ, представленному на рис. 1.19.

### 1.3.2 Вывод системы нелинейных уравнений для прямой и отраженной волн в слоях (нормальное намагничивание)

Получим волновые уравнения для амплитуд огибающих волн в МК-1/МК-2 в случае ПОМСВ. Воспользуемся уравнениями движения вектора намагниченности в структуре ФП-1/ФП-2 (1.47).

Будем учитывать, что толщина  $d_{1,2}$  каждой пленки является периодической функцией, зависящей от продольной координаты. В этом случае, аналогично случаю одиночного МК (1.5), толщину плёнки для МК-1 и МК-2 можно представить в виде:

$$d_{1,2} = d_{0,2} + \delta_{1,2}(y), \quad (1.63)$$

$$\delta_{1,2}(y) = \delta_{1,2}(y+L) = \begin{cases} \Delta_{1,2}, & 0 \leq c_1, \\ 0, & c_1 \leq y \leq L. \end{cases} \quad (1.64)$$

Тогда периодическую функцию  $d_{1,2}(y)$  в МК-1 и МК-2, по аналогии с одиночным МК (1.5), можно представить в виде:

$$d_{1,2} = d_{0,2} \left( 1 + \delta d_{1,2} \cos\left(\frac{2\pi}{L} y\right) \right), \quad (1.65)$$

где  $d_{0,2} = a_{1,2} + \delta d_{1,2} c_1 / L$ ,  $\delta d_{1,2} = 2\Delta_{1,2} \sin(\pi c_1 / L) / \pi d_{0,2}$  - параметры, зависящие только от геометрических размеров МК-1 и МК-2.

Система (1.47) с учётом (1.65) представляет собой уравнения с переменными коэффициентами:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 m_{1,2}}{\partial t^2} = & -\omega_H^2 m_{1,2} - 2\omega_H \omega_{M_{1,2}} q^V |m_{1,2}|^2 m_{1,2} + \\ & + \frac{\omega_H \omega_{M_{1,2}} d_{0,2}}{2k} \left( 1 + \delta d_{1,2} \cos\left(\frac{2\pi}{L} y\right) \right) \left( 1 - q^V \left( 1 - \frac{\omega_{M_{1,2}}}{\omega_H} \right) |m_{1,2}|^2 \right) \left( \frac{\partial^2}{\partial y^2} (m_{1,2} + K_1 m_{2,1}) \right) \end{aligned} \quad (1.66)$$

Аналогично случаю одиночного МК применим метод связанных волн и зададим решение системы (1.66) в виде суммы прямых и отраженных волн в каждом МК:

$$m_{1,2} = A_{1,2} \exp[j(\omega t - k_0 y)] + B_{1,2} \exp[j(\omega t + k_{-1} y)], \quad (1.67)$$

где  $A_{1,2}$  - медленно меняющиеся комплексные амплитуды огибающих прямых волн в МК-1 и МК-2,  $B_{1,2}$  - амплитуды огибающих отраженных волн в МК-1 и МК-2,  $k_0$  - постоянная распространения прямых волн,  $k_{-1}$  - постоянная распространения отраженных волн.

Подробный вывод системы уравнений для огибающих прямых и отраженных волн в структуре МК-1/МК-2 в случае ПОМСВ приведен в приложении А. Полученная система имеет следующий вид:

$$\begin{cases} j \left( \frac{\partial A_1}{\partial t} + V_1^V \frac{\partial A_1}{\partial y} \right) + \eta_{1_0}^V A_1 + \chi_{1_0}^V A_2 + \kappa_{1_0}^V B_1 + \sigma_{1_0}^V B_2 + \gamma_1^V (|A_1|^2 + 2|B_1|^2) A_1 = 0; \\ j \left( \frac{\partial B_1}{\partial t} - V_1^V \frac{\partial B_1}{\partial y} \right) + \eta_{1_{-1}}^V B_1 + \chi_{1_{-1}}^V B_2 + \kappa_{1_{-1}}^V A_1 + \sigma_{1_{-1}}^V A_2 + \gamma_1^V (|B_1|^2 + 2|A_1|^2) B_1 = 0; \\ j \left( \frac{\partial A_2}{\partial t} + V_2^V \frac{\partial A_2}{\partial y} \right) + \eta_{2_0}^V A_2 + \chi_{2_0}^V A_1 + \kappa_{2_0}^V B_2 + \sigma_{2_0}^V B_1 + \gamma_2^V (|A_2|^2 + 2|B_2|^2) A_2 = 0; \\ j \left( \frac{\partial B_2}{\partial t} - V_2^V \frac{\partial B_2}{\partial y} \right) + \eta_{2_{-1}}^V B_2 + \chi_{2_{-1}}^V B_1 + \kappa_{2_{-1}}^V A_2 + \sigma_{2_{-1}}^V A_1 + \gamma_2^V (|B_2|^2 + 2|A_2|^2) B_2 = 0, \end{cases} \quad (1.68)$$

где  $V_{1,2}^V = \frac{\omega_H \omega_{M_{1,2}} d_{0,1,2}}{2\omega}$  - групповая скорость;  $\gamma_{1,2,0,-1}^V = q^V \left( 1 - \frac{\omega_{M_{1,2}}^2}{\omega_H^2} \right) \frac{V_{1,2}^V k_{0,-1}}{2} + q^V \frac{\omega_H \omega_{M_{1,2}}}{\omega}$  -

коэффициент нелинейности;  $\chi_{1,2_0}^V = \theta_{1,2_0}^V / 2\omega = KV_{1,2}^V k_0 / 2$  - коэффициент связи между

прямыми волнами в МК-1 (МК-2);  $\chi_{1,2_{-1}}^V = \theta_{1,2_{-1}}^V / 2\omega = KV_{1,2}^V k_{-1} / 2$  - коэффициент связи между

отраженными волнами в МК-1 (МК-2);  $\kappa_{1,2_0}^V = \beta_{1,2_0}^V / 2\omega = \delta d_{1,2} V_{1,2}^V k_0^2 / 4k_0$  - коэффициент

связи между прямой волной в МК-1 (МК-2) и отраженной волной в МК-1 (МК-2);

$\kappa_{1,2_{-1}}^V = \beta_{1,2_{-1}}^V / 2\omega = \delta d_{1,2} V_{1,2}^V k_0^2 / 4k_{-1}$  - коэффициент связи между отраженной волной в МК-1

(МК-2) и прямой волной в МК-1 (МК-2);  $\sigma_{1,2_0}^V = \rho_{1,2_0}^V / 2\omega = K \delta d_{1,2} V_{1,2}^V k_0^2 / 4k_{-1}$  - коэффициент

связи между прямой волной в МК-1 и отраженной волной в МК-2, а также прямой волной

в МК-2 и отраженной волной в МК-1;  $\sigma_{1,2_{-1}}^V = \rho_{1,2_{-1}}^V / 2\omega = K \delta d_{1,2} V_{1,2}^V k_0^2 / 4k_{-1}$  - коэффициент

связи между отраженной волной в МК-1 и прямой волной в МК-2, а также между

отраженной волной в МК-2 и прямой волной в МК-1;  $\eta_{1,2,0,-1}^V = \omega_{1,2,0,-1}^V - \omega$  - отстройка частоты сигнала  $\omega$  от частот  $\omega_{1,2,0}^V$  и  $\omega_{1,2,-1}^V$  для мод с номером  $i=0$  и  $i=-1$ , соответственно.

Частоты  $\omega_{1,2,0}^V$  и  $\omega_{1,2,-1}^V$  в (1.68) определяются из дисперсионного соотношения для прямой и отраженной волн в однородной плёнке. Данное соотношение можно получить из (1.30) при  $K=0$  в виде:

$$\omega_{1,2,0,-1}^V = \sqrt{\omega_H^2 + \omega_H \omega_{M_{1,2}} \frac{k_{0,-1} d_{1,2}}{2}}. \quad (1.69)$$

В частном случае, при  $k_0 = k_{-1} = k_B = \pi/L$  для системы (1.68) имеем  $\eta_0^V = \eta_{-1}^V = \eta^V$ , где  $\eta^V$  имеет смысл отстройки частоты  $\omega$  от частоты  $\omega_B^V$ , соответствующей центру запрещённой зоны одиночного МК,  $\kappa_{1,2,0}^V = \kappa_{1,2,-1}^V = \kappa_{1,2}^V$  - коэффициент связи между противоположно направленными волнами в одном МК,  $\chi_{1,2,0}^V = \chi_{1,2,-1}^V = \chi_{1,2}^V$  - между сонаправленными волнами в разных МК,  $\sigma_{1,2,0}^V = \sigma_{1,2,-1}^V = \sigma_{1,2}^V$  - между противоположно направленными волнами в разных МК. В этом случае система (1.68) будет иметь вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} j \left( \frac{\partial A_1}{\partial t} + V_1^V \frac{\partial A_1}{\partial y} \right) + \eta^V A_1 + \chi_1^V A_2 + \kappa_1^V B_1 + \sigma_1^V B_2 + \gamma_1^V (|A_1|^2 + 2|B_1|^2) A_1 = 0; \\ j \left( \frac{\partial B_1}{\partial t} - V_1^V \frac{\partial B_1}{\partial y} \right) + \eta^V B_1 + \chi_1^V B_2 + \kappa_1^V A_1 + \sigma_1^V A_2 + \gamma_1^V (|B_1|^2 + 2|A_1|^2) B_1 = 0; \\ j \left( \frac{\partial A_2}{\partial t} + V_2^V \frac{\partial A_2}{\partial y} \right) + \eta^V A_2 + \chi_2^V A_1 + \kappa_2^V B_2 + \sigma_2^V B_1 + \gamma_2^V (|A_2|^2 + 2|B_2|^2) A_2 = 0; \\ j \left( \frac{\partial B_2}{\partial t} - V_2^V \frac{\partial B_2}{\partial y} \right) + \eta^V B_2 + \chi_2^V B_1 + \kappa_2^V A_2 + \sigma_2^V A_1 + \gamma_2^V (|B_2|^2 + 2|A_2|^2) B_2 = 0. \end{array} \right. \quad (1.70)$$

Для случая, если структура состоит из одинаковых МК ( $d_{0,1,2} = d_0, \Delta_{1,2} = \Delta, \omega_{M_{1,2}} = \omega_M$ ) в (1.70) нужно положить  $\kappa_{1,2}^V = \kappa^V, \chi_{1,2}^V = \chi^V, \sigma_{1,2}^V = \sigma^V$ . Получим следующую систему:

$$\begin{cases}
j\left(\frac{\partial A_1}{\partial t} + V^V \frac{\partial A_1}{\partial y}\right) + \eta^V A_1 + \chi^V A_2 + \kappa^V B_1 + \sigma^V B_2 + \gamma^V (|A_1|^2 + 2|B_1|^2) A_1 = 0; \\
j\left(\frac{\partial B_1}{\partial t} - V^V \frac{\partial B_1}{\partial y}\right) + \eta^V B_1 + \chi^V B_2 + \kappa^V A_1 + \sigma^V A_2 + \gamma^V (|B_1|^2 + 2|A_1|^2) B_1 = 0; \\
j\left(\frac{\partial A_2}{\partial t} + V^V \frac{\partial A_2}{\partial y}\right) + \eta^V A_2 + \chi^V A_1 + \kappa^V B_2 + \sigma^V B_1 + \gamma^V (|A_2|^2 + 2|B_2|^2) A_2 = 0; \\
j\left(\frac{\partial B_2}{\partial t} - V^V \frac{\partial B_2}{\partial y}\right) + \eta^V B_2 + \chi^V B_1 + \kappa^V A_2 + \sigma^V A_1 + \gamma^V (|B_2|^2 + 2|A_2|^2) B_2 = 0.
\end{cases} \quad (1.71)$$

В этом случае коэффициенты будут иметь следующие значения:  $V^V = \frac{\omega_H \omega_M d_0}{2\omega}$ ,

$$\begin{aligned}
\eta^V &= \omega_B^V - \omega, & \chi^V &= KV^V k_B / 2, & \kappa^V &= \delta d V^V k_B / 4, & \sigma^V &= K \delta d V^V k_B / 4, \\
\gamma^V &= q^V \left(1 - \frac{\omega_M^2}{\omega_H^2}\right) \frac{V^V k_B}{2} + q^V \frac{\omega_H \omega_M}{\omega}.
\end{aligned}$$

Уравнения (1.71) представляет собой систему из четырех уравнений связанных волн, описывающих линейную и нелинейную связь между волнами в связанной периодической структуре МК-1/МК-2 для случая ПОМСВ. Отметим, что при  $K=0$  и  $\delta d_{1,2}=0$  из (1.71) получаем нелинейное уравнение для ПОМСВ в однородной плёнке, при  $K=0$  и  $\delta d_{1,2} \neq 0$  приходим к системе двух уравнений для прямой и отраженной волн в одиночном МК (1.16), при  $K \neq 0$  и  $\delta d_{1,2}=0$  получаем систему двух уравнений для двух связанных однородных плёнок (1.50).

### 1.3.3 Вывод системы нелинейных уравнений для прямой и отраженной волн в слоях (касательное намагничивание)

Рассмотрим случай распространения ПМСВ в структуре МК-1/МК-2.

Воспользуемся нелинейными уравнениями движения вектора намагниченности для ПМСВ (1.49). Для получения уравнений для огибающих прямых и отраженных волн в структуре МК-1/МК-2 воспользуемся подходом, подробно изложенным в предыдущем разделе применительно к ПОМСВ: представим толщину плёнки в виде (1.65), а намагниченность каждого слоя в виде суммы прямой и отраженной волн в виде (1.67). Сгруппируем уравнения относительно  $e^{j(\omega t + k_1 y)}$  и  $e^{j(\omega t - k_0 y)}$ , получим систему уравнений:

$$\begin{aligned}
& e^{j(\omega t - k_0 y)} \left[ 2j\omega \frac{\partial A_{1,2}}{\partial t} - (\omega^2 - \omega_{\perp 1,2}^2) A_{1,2} - \right. \\
& - q_{1,2}^S (\omega_H \omega_{M_{1,2}} + \omega_{M_{1,2}}^2 k_0 d_{0,1,2}) A_{1,2} \left( |A_{1,2}|^2 + 2|B_{1,2}|^2 \right) + \\
& \left. + \frac{\omega_{M_{1,2}}^2 d_{0,1,2}}{2} \left( k_0 (A_{1,2} + KA_{2,1}) + \frac{\delta d_{1,2} k_{-1}}{2} (B_{1,2} + KB_{2,1}) + j \frac{\partial A_{1,2}}{\partial y} \right) \right] + \\
& + e^{j(\omega t + k_{-1} y)} \left[ 2j\omega \frac{\partial B_{1,2}}{\partial t} - (\omega^2 - \omega_{\perp 1,2}^2) B_{1,2} - \right. \\
& - q_{1,2}^S (\omega_H \omega_{M_{1,2}} + \omega_{M_{1,2}}^2 k_{-1} d_{0,1,2}) B_{1,2} \left( |B_{1,2}|^2 + 2|A_{1,2}|^2 \right) + \\
& \left. + \frac{\omega_{M_{1,2}}^2 d_{0,1,2}}{2} \left( k_{-1} (B_{1,2} + KB_{2,1}) + \frac{\delta d_{1,2} k_0}{2} (A_{1,2} + KA_{2,1}) - j \frac{\partial B_{1,2}}{\partial y} \right) \right] = 0.
\end{aligned} \tag{1.72}$$

Умножим систему (1.72) на  $e^{j(\omega t + k_0 y)}$  и проинтегрируем, получим пару уравнений для амплитуд огибающих прямых волн, умножая (1.72) на  $e^{j(\omega t - k_{-1} y)}$  и интегрируя, получим пару уравнений для амплитуд огибающих отраженных волн. Полученная система уравнений имеет вид:

$$\left\{ \begin{aligned}
& j \left( \frac{\partial A_{1,2}}{\partial t} + \frac{\omega_{M_{1,2}}^2 d_{0,1,2}}{4\omega} \frac{\partial A_{1,2}}{\partial y} \right) + \frac{2(\omega_{\perp 1,2}^2 - \omega^2) + \omega_{M_{1,2}}^2 k_0 d_{0,1,2}}{4\omega} A_{1,2} + \\
& + \frac{q_{1,2}^S (\omega_H \omega_{M_{1,2}} + \omega_{M_{1,2}}^2 k_0 d_{0,1,2})}{2\omega} A_{1,2} \left( |A_{1,2}|^2 + 2|B_{1,2}|^2 \right) + K \frac{\omega_{M_{1,2}}^2 k_0 d_{0,1,2}}{4\omega} A_{2,1} + \\
& + \frac{\delta d_{1,2}}{2} \frac{\omega_{M_{1,2}}^2 k_{-1} d_{0,1,2}}{4\omega} B_{1,2} + \frac{K \delta d_{1,2}}{2} \frac{\omega_{M_{1,2}}^2 k_{-1} d_{0,1,2}}{4\omega} B_{2,1} = 0; \\
& j \left( \frac{\partial B_{1,2}}{\partial t} - \frac{\omega_{M_{1,2}}^2 d_{0,1,2}}{4\omega} \frac{\partial B_{1,2}}{\partial y} \right) + \frac{2(\omega_{\perp 1,2}^2 - \omega^2) + \omega_{M_{1,2}}^2 k_{-1} d_{0,1,2}}{4\omega} B_{1,2} + \\
& + \frac{q_{1,2}^S (\omega_H \omega_{M_{1,2}} + \omega_{M_{1,2}}^2 k_{-1} d_{0,1,2})}{2\omega} A_{1,2} \left( |A_{1,2}|^2 + 2|B_{1,2}|^2 \right) + K \frac{\omega_{M_{1,2}}^2 k_{-1} d_{0,1,2}}{4\omega} B_{2,1} + \\
& + \frac{\delta d_{1,2}}{2} \frac{\omega_{M_{1,2}}^2 k_0 d_{0,1,2}}{4\omega} A_{1,2} + \frac{K \delta d_{1,2}}{2} \frac{\omega_{M_{1,2}}^2 k_0 d_{0,1,2}}{4\omega} A_{2,1} = 0.
\end{aligned} \right. \tag{1.73}$$

Введем следующие коэффициенты:  $\gamma_{1,2,0,-1}^S = -\frac{q_{1,2}^S (\omega_H \omega_{M_{1,2}} + \omega_{M_{1,2}}^2 k_{0,-1} d_{0,1,2})}{2\omega}$  -

коэффициент нелинейности;  $V_{1,2}^S = \frac{\omega_{M_{1,2}}^2 d_{0,1,2}}{4\omega}$  - групповая скорость;  $\chi_{1,2_0}^S = KV_{1,2}^S k_0$  -

коэффициент связи между прямой волной в МК-1 (МК-2) и прямой волной в МК-2

(МК-1);  $\chi_{1,2,-1}^S = KV_{1,2}^S k_{-1}$  - коэффициент связи между отраженной волной в МК-1 (МК-2) и

отраженной волной в МК-2 (МК-1);  $\kappa_{1,2,0}^S = \frac{\delta d}{2} V_{1,2}^S k_{-1}$  – коэффициент связи между прямой волной в МК-1 (и в МК-2) и отраженной волной в МК-1 (и в МК-2);  $\kappa_{1,2,-1}^S = \frac{\delta d}{2} V_{1,2}^S k_0$  – коэффициент связи между отраженной волной в МК-1 (и в МК-2) и прямой волной в МК-1 (и в МК-2);  $\sigma_{1,2,0}^S = \frac{K \delta d}{2} V_{1,2}^S k_{-1}$  – коэффициент связи между прямой волной в МК-1 и отраженной волной в МК-2, а также между прямой волной в МК-2 и отраженной волной в МК-1;  $\sigma_{1,2,-1}^S = \frac{K \delta d}{2} V_{1,2}^S k_0$  – коэффициент связи между отраженной волной в МК-1 и прямой волной в МК-2, а также между отраженной волной в МК-2 и прямой волной в МК-1;  $\eta_{1,2,0,-1}^S = \omega_{1,2,0,-1}^S - \omega$  – отстройка частоты сигнала  $\omega$  от частот  $\omega_0$  и  $\omega_{-1}$  для мод с номером  $i = 0$  и  $i = -1$ , где  $\omega_{1,2,0,-1}^S = \sqrt{\omega^2 - \omega_{1,2}^2 - \frac{\omega_{M_{1,2}}^2 k_{0,-1} d_{0,2}}{2}}$ .

С учётом следанных переобозначений система (1.73) примет вид:

$$\begin{cases} j \left( \frac{\partial A_{1,2}}{\partial t} + V_{1,2}^S \frac{\partial A_{1,2}}{\partial y} \right) + \eta_{1,2,0}^S A_{1,2} + \chi_{1,2,0}^S A_{2,1} + \kappa_{1,2,0}^S B_{1,2} + \sigma_{1,2,0}^S B_{2,1} + \\ + \gamma_{1,2,0}^S (|A_{1,2}|^2 + 2|B_{1,2}|^2) A_{1,2} = 0; \\ j \left( \frac{\partial B_{1,2}}{\partial t} - V_{1,2}^S \frac{\partial B_{1,2}}{\partial y} \right) + \eta_{1,2,-1}^S B_{1,2} + \chi_{1,2,-1}^S B_{2,1} + \kappa_{1,2,-1}^S A_{1,2} + \sigma_{1,2,-1}^S A_{2,1} + \\ + \gamma_{1,2,-1}^S (|B_{1,2}|^2 + 2|A_{1,2}|^2) B_{1,2} = 0. \end{cases} \quad (1.74)$$

В частном случае при  $k_0 = k_{-1} = k_B = \pi / L$  для системы (1.74) имеем  $\eta_0^S = \eta_{-1}^S = \eta^S$ , где  $\eta^S$  имеет смысл отстройки частоты сигнала  $\omega$  от частоты центра запрещённой зоны одиночного МК. Если при этом структура состоит из одинаковых МК ( $d_{0,2} = d_0$ ,  $\Delta_{1,2} = \Delta$ ,  $\omega_{M_{1,2}} = \omega_M$ ) в уравнениях (1.74) нужно положить  $V_{1,2}^S = V^S$ ,  $\kappa_{1,2}^S = \kappa^S$ ,  $\chi_{1,2}^S = \chi^S$ ,  $\sigma_{1,2}^S = \sigma^S$ ,  $\gamma_{1,2}^S = \gamma^S$ . Получим следующую систему:

$$\begin{cases} j \left( \frac{\partial A_{1,2}}{\partial t} + V^S \frac{\partial A_{1,2}}{\partial y} \right) + \eta^S A_{1,2} + \chi^S A_{2,1} + \kappa^S B_{1,2} + \sigma^S B_{2,1} + \\ + \gamma^S (|A_{1,2}|^2 + 2|B_{1,2}|^2) A_{1,2} = 0; \\ j \left( \frac{\partial B_{1,2}}{\partial t} - V^S \frac{\partial B_{1,2}}{\partial y} \right) + \eta^S B_{1,2} + \chi^S B_{2,1} + \kappa^S A_{1,2} + \sigma^S A_{2,1} + \\ + \gamma^S (|B_{1,2}|^2 + 2|A_{1,2}|^2) B_{1,2} = 0. \end{cases} \quad (1.75)$$

В этом случае коэффициенты уравнения будут иметь следующий вид:  $V^S = \frac{\omega_M^2 d_0}{4\omega}$ ,

$$\eta^S = \omega_B^S - \omega, \quad \chi^S = KV^S k_B, \quad \kappa^S = \frac{\delta d}{2} V^S k_B, \quad \sigma^S = \frac{K\delta d}{2} V^S k_B, \quad \gamma^S = -\frac{q_{1,2}^S (\omega_H \omega_M + \omega_M^2 k_B d_0)}{2\omega}.$$

Видно, что система волновых уравнений для ПМСВ (1.75) аналогична уравнениям, полученным в разделе 1.3.2 для ПОМСВ, отличаются только выражениями для коэффициентов.

#### 1.4 Выводы

Для описания распространения волн в структуре ФП-1/ФП-2 получена система волновых уравнений для амплитуд огибающих волн в каждой плёнке. Выяснен механизм влияния нелинейной связи между волновыми процессами в структуре ФП-1/ФП-2 при увеличении уровня входного сигнала. Показано, что существует пороговое значение входного сигнала, при котором на определенной длине структуры сигнал делится поровну между плёнками и далее вдоль длины периодическая перекачка не наблюдается. При уровне входного сигнала, значительно превышающий пороговый, наблюдается эффект полного подавления пространственной перекачки в рассматриваемой структуре. На основе предложенной модели показано, что данный механизм подавления периодической перекачки обусловлен увеличением разности фаз между сигналами в каждой плёнке.

На основе подхода, основанного на методе связанных волн, получена модель, описывающая распространение волн в структуре МК-1/МК-2. Система состоит из четырёх нелинейных уравнений связанных волн, описывающих линейную и нелинейную связь между волнами в рассматриваемой структуре. Показано, что в окрестности первого брэгговского резонанса характер волновой эволюции определяются двумя линейными коэффициентами связи: один из которых обусловлен связью между МСВ, распространяющимися в каждом МК; другой определяет связь между прямыми и отраженными волнами, которая зависит от геометрических размеров периодической «ячейки», а также нелинейной связью.

## ГЛАВА 2. НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ МК

В данной главе приводятся результаты теоретического исследования основных нелинейных эффектов в периодической ферромагнитной структуре на основе связанных магнетонных кристаллов и структуре магнетонный кристалл – ферромагнитная пленка. Теоретическое исследование проводится с использованием нелинейной волновой модели, описывающей эволюцию амплитуд огибающих прямых и отраженных волн в структуре МК-1/МК-2, построенной в главе 1. Рассматриваются такие нелинейные эффекты, как одиночное и двойное нелинейные переключения связанной периодической структуры, а также формирование щелевых солитонов.

### 2.1 Механизмы нелинейного переключения в структуре МК-1/МК-2

#### 2.1.1 Одиночное нелинейное переключение

Для исследования особенностей нелинейного распространения волн в структуре МК-1/МК-2 воспользуемся системой уравнений связанных волн для прямых и отраженных волн в слоях (1.75), полученной в разделе 1.3.2. Поскольку системы (1.71) и (1.75) совпадают с точностью до коэффициентов, далее будет рассматриваться следующая система с использованием переобозначений:  $V^V, V^S \rightarrow V$ ,  $\kappa^V, \kappa^S \rightarrow \kappa$ ,  $\chi^V, \chi^S \rightarrow \chi$ ,  $\sigma^V, \sigma^S \rightarrow \sigma$ ,  $\eta^V, \eta^S \rightarrow \eta$ ,  $\gamma^V, \gamma^S \rightarrow \gamma$ :

$$\left\{ \begin{array}{l} j \left( \frac{\partial A_{1,2}}{\partial t} + V \frac{\partial A_{1,2}}{\partial y} \right) + \eta A_{1,2} + \chi_{1,2} A_{2,1} + \kappa_{1,2} B_{1,2} + \sigma_{1,2} B_{2,1} + \\ + \gamma_{1,2} (|A_{1,2}|^2 + 2|B_{1,2}|^2) A_{1,2} = 0; \\ j \left( \frac{\partial B_{1,2}}{\partial t} - V \frac{\partial B_{1,2}}{\partial y} \right) + \eta B_{1,2} + \chi_{1,2} B_{2,1} + \kappa_{1,2} A_{1,2} + \sigma_{1,2} A_{2,1} + \\ + \gamma_{1,2} (|B_{1,2}|^2 + 2|A_{1,2}|^2) B_{1,2} = 0. \end{array} \right. \quad (2.1)$$

Начальные и граничные условия будем задавать в следующем виде:

$$\begin{aligned} A_{1,2}(y, 0) &= 0, \\ B_{1,2}(y, 0) &= 0, \\ A_1(0, t) &= A_{01} f(t), \\ A_2(0, t) &= A_{02} f(t), \\ B_{1,2}(l, t) &= 0. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Форма входного импульса представляет собой гауссов импульс со следующими параметрами:  $A_{01}$  – амплитуда импульса, подаваемого в МК-1,  $A_{02}$  – амплитуда импульса,

подаваемого в МК-2, функция  $f(t) = A_{01} \text{Exp} \left[ -\left( \frac{t - \tau_0}{\tau_{imp}} \right)^2 \right]$  описывает форму входного

импульса,  $\tau_{imp}$  и  $\tau_0$  – длительность и задержка входного импульса, соответственно (см. рис. 1.2а).

Длительность импульса выбиралась так, чтобы ширина его частотного спектра была меньше ширины запрещенной зоны. В дальнейшем будем рассматривать случай перекрытия запрещенных зон для симметричной и антисимметричной волн (см. рис. 1.19б) Будем выбирать частоту входного импульса либо в центре области перекрытия - в полной запрещенной зоне структуры (в этом случае в уравнениях (2.1) нужно положить  $\eta \approx 0$ ), либо вне областей запрещенных зон (в этом случае в уравнениях (2.1) имеем  $\eta \neq 0$ ). Длина структуры  $l$  выбиралась равной половине длины линейной перекачки в структуре ФП-1/ФП-2 (с толщиной пленок  $d = d_0$ ) в соответствии с (1.61) при  $n = 1^5$ , что позволит провести сравнение с однородными связанными плёнками, рассмотренными в разделе 1.2.

В зависимости от типа возбуждаемой волны, выделим следующие способы возбуждения связанной структуры: 1) возбуждается только симметричная волна, что возможно, если импульсы одинаковой амплитуды подаются в МК-1 и МК-2 в фазе ( $A_{01} = A_{02}$ ); 2) возбуждается антисимметричная волна - если импульсы одинаковой амплитуды подаются в МК-1 и МК-2 в противофазе ( $A_{01} = -A_{02}$ ); 3) возбуждаются обе нормальные волны, если импульс подается только в один из МК (например,  $A_{01} \neq 0$ ,  $A_{02} = 0$ ).

Структуру МК-1/МК-2 можно рассматривать как четырехпортовую структуру с одним входным портом (порт 1) и четырьмя выходными (порты 1,2,3,4) (см. рис. 2.1).

---

<sup>5</sup> Выбор  $n = 1$  объясняется большей наглядностью при дальнейшем описании механизмов совместного влияния периодичности и связи на нелинейные эффекты в структуре МК-1/МК-2. При  $n = 3, 5, 7, \dots$  выявленные механизмы нелинейных эффектов сохраняются.

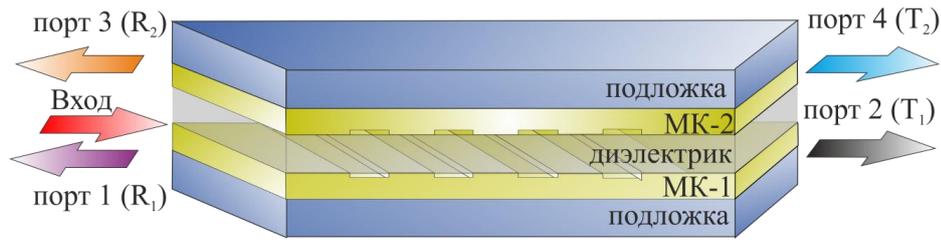


Рисунок 2.1 - Схема портов структуры МК-1/МК-2.

Введем коэффициенты передачи для МК-1 и МК-2, соответственно, в следующем виде:

$$T_{1,2} = \frac{\int_0^{T_{max}} |A_{1,2}(l, t)|^2 dt}{\int_0^{T_{max}} |A_1(0, t) + A_2(0, t)|^2 dt}. \quad (2.3)$$

Коэффициент пропускания через МК-2 ( $T_1$ ) – определяет долю входной мощности, вышедшую через порт 2; коэффициент пропускания через МК-2 ( $T_2$ ) – через порт 4.

Введем коэффициенты отражения для МК-1 и МК-2 в следующем виде:

$$R_{1,2} = \frac{\int_0^{T_{max}} |B_{1,2}(0, t)|^2 dt}{\int_0^{T_{max}} |A_1(0, t) + A_2(0, t)|^2 dt}. \quad (2.4)$$

Коэффициент отражения от МК-1 ( $R_1$ ) - определяет долю входной мощности, вышедшую через порт 1; коэффициент отражения от МК-2 ( $R_2$ ) - через порт 3.

Проведем анализ пропускающей и отражающей способности структуры при увеличении амплитуды входного сигнала. Остановимся на двух характерных ситуациях: 1) частота входного сигнала лежит вне запрещенной зоны (вне закрашенных областей на рис. 1.19б), частота входного сигнала лежит в полной запрещенной зоне (запрещенная зона для симметричной и антисимметричной мод - темная закрашенная область на рис. 1.19б). Для каждого случая будет рассматривать различные способы возбуждения структуры – возбуждение одной нормальной моды (симметричной или антисимметричной) и возбуждение двух нормальных мод. Далее приводятся результаты численного исследования при следующих параметрах:  $a_{1,2}=12$  мкм,  $c_1 = L/2$ ,  $H_0=735$  Э,

$4\pi M_{0,2} = 1750$  Гс (для случая ПМСВ), величины  $\Delta_{1,2}$  и  $D$ , от которых зависят параметры  $\chi$  и  $K$  варьировались<sup>6</sup>.

### 1) Частота лежит вне запрещенной зоны

#### *Возбуждение одной нормальной волны*

В случае, если в структуре МК-1/МК-2 возбуждается одна нормальная волна, т.е. сигнал одинаковой амплитуды подается в МК-1 и МК-2, имеем  $T_1 = T_2$  и  $R_{1,2} = 0$ . Распространение сигнала в этом случае аналогично случаю одиночной плёнки.

#### *Возбуждение двух нормальных волн*

В случае, если в структуре МК-1/МК-2 возбуждается обе нормальные волны, т.е. сигнал подается в один МК, имеем  $T_1 \neq T_2$ ,  $R_{1,2} = 0$  и поведение сигнала аналогично случаю двух связанных однородных плёнок ФП-1/ФП-2, описанному в разделе 1.2.2. При увеличении амплитуды входного сигнала будет наблюдаться эффект нелинейного переключения структуры – при малой входной амплитуде большая часть сигнала будет выходить из МК-2, при большой амплитуде – из МК-1. На рис. 2.2 приведена зависимость коэффициентов пропускания для ФП-1/ФП-2 для рабочей частоты  $f = 4.1$  ГГц, аналогичная, приведенной на рис. 1.16 для ФП-1/ФП-2 для частоты  $f = 4$  ГГц. Из сравнения рис. 1.16 и рис. 2.2 (сплошные кривые) видно, что при увеличении частоты  $A_{пл} \sim \chi^s / \gamma^s$  уменьшается, этот эффект обсуждался ранее в разделе 1.2.2. Сплошными кривыми показаны коэффициент пропускания ФП-1 (черная кривая) и ФП-2 (синяя кривая).  $A_{пл}$  - точка переключения для такой структуры. Таким образом, в этом случае наблюдается одно нелинейное переключение при  $A = A_{пл}$ . Значение  $A_{пл}$  растёт с увеличением коэффициента связи между слоя  $\chi$ , как показано на рис.2.3а. Заметим, что здесь и далее при изменении параметра  $\chi$  изменялась и длина исследуемой структуры  $l$  для того, что бы выполнялось условие (1.61) (причем связь между  $\chi$  и  $\lambda$  определяется соотношением (1.44)).

---

<sup>6</sup> В случае ПОМСВ тем же самым параметрам  $\chi$  и  $K$  будут соответствовать другие значения  $a_{1,2}$ ,  $H_0$ ,  $4\pi M_{0,2}$  определяемые формулами для коэффициентов в системе (1.71).

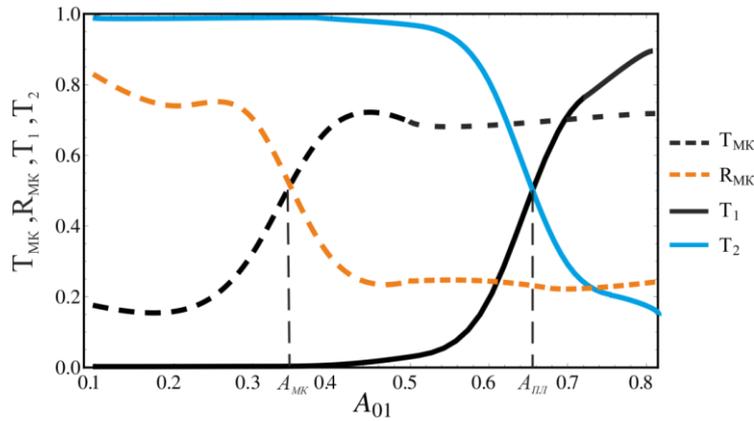


Рисунок 2.2 - Зависимости коэффициентов пропускания и отражения для структуры ФП-1/ФП-2 ( $T_{1,2}$  - сплошные кривые), для одиночного МК ( $T_{МК}$ ,  $R_{МК}$  - штриховые кривые).

## 2) Частота лежит в запрещенной зоне

### *Возбуждение одной нормальной волны*

Пусть в структуре МК-1/МК-2 возбуждается только одна нормальная (симметричная или антисимметричная) волна и частота входного сигнала лежит в полной запрещенной зоне ( $f = f_B = 4.09$  ГГц,  $l = 0.25$  мм). В этом случае распространение импульса будет происходить аналогично случаю одного МК, подробно описанному в разделе 1.1.2. Результаты расчёта коэффициента пропускания  $T_{МК}$  и коэффициента отражения  $R_{МК}$  приведены на рис. 2.2 (штриховые кривые). Наблюдается эффект нелинейного переключения МК: при  $A_{01} < A_{МК}$  большая часть сигнала отражается от МК, при  $A_{01} > A_{МК}$  большая часть сигнала проходит через МК.  $A_{МК}$  – точка переключения МК. Значение  $A_{МК}$  растёт с увеличением коэффициента связи между прямой и отраженной волнами  $\kappa$ , как показано на рис. 2.3б. Таким образом, в этом случае наблюдается одно нелинейное переключение при  $A_{01} = A_{МК}$ . Как видно из рис. 2.3в при фиксированной амплитуде входного сигнала  $A_{01} = 0.03$  значение коэффициента пропускания уменьшается с ростом  $\kappa l$ , что так же свидетельствует об изменении пороговой амплитуды переключения при изменении параметра  $\kappa l$ .

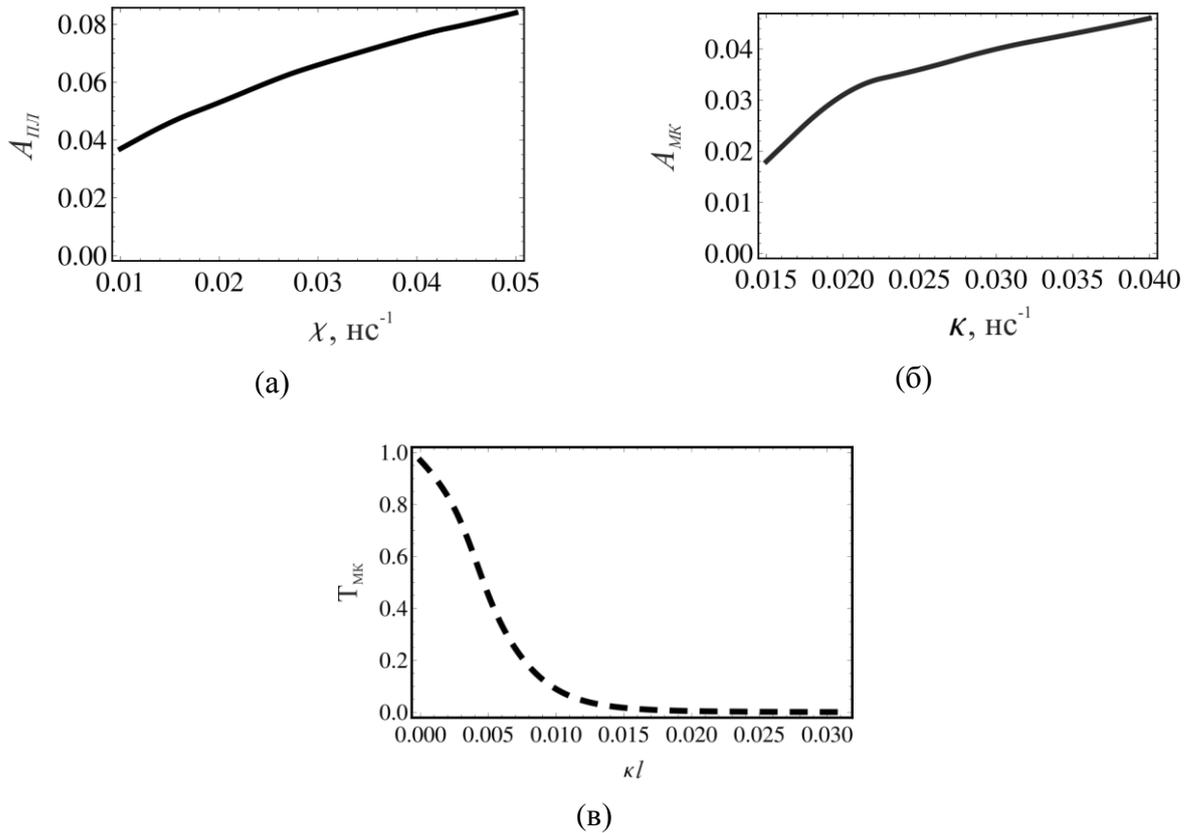


Рисунок 2.3 - Зависимости порога нелинейного переключения (а) в структуре ФП-1/ФП-2 от параметра  $\chi$ , (б) в МК от параметра  $\kappa$ . (в) Зависимость коэффициента пропускания МК от параметров  $\kappa l$  при  $A_{01} = 0.03$ .

#### *Возбуждение двух нормальных волн*

Рассмотрим случай, когда в структуре МК-1/МК-2 возбуждаются обе нормальные волны.

Из уравнений (2.1) следует, что в линейном случае ( $\gamma_{1,2} = 0$ ) волновая эволюция в МК-1/МК-2 определяется двумя параметрами связи – параметром  $\chi$ , характеризующим связь между МК-1 и МК-2, параметром  $\kappa$ , характеризующим связь между прямой и отражённой волной в каждом из МК, а также параметром  $\eta$ , характеризующим частотную отстройку от центра запрещенной зоны. Взаимное соотношение этих параметров определяет особенности линейного взаимодействия МСВ в исследуемой структуре. На рис. 2.4 приведена зависимость  $T_{1,2}$  и  $R_{1,2}$  от величины  $\kappa/\chi$ . Частота входного сигнала выбиралась в центре полной запрещенной зоны  $f = f_B = 4,09$  ГГц (рис. 1.196),  $l = 0.25$  мм. Амплитуда входного сигнала мала  $A_{01} = 0.01$ ,  $A_{02} = 0$ , что соответствует

линейному поведению импульса. При  $\kappa < \chi$  (слабая связь между прямыми и отраженными волнами в каждом МК) динамика системы аналогична поведению волны в структуре ФП-1/ФП-2. А именно, если длина структуры удовлетворяет соотношению (1.61), то сигнал малой амплитуды, подаваемый в МК-1, полностью перекачивается в МК-2 (область 1 на рис. 2.4). При  $\kappa > \chi$  динамика аналогична одиночному МК: большая часть сигнала отражается от структуры (область 3). При  $\kappa \approx \chi$  структура МК-1/МК-2 демонстрирует оба отмеченных эффекта (область 2), что представляет наибольший интерес и будет подробно рассматриваться далее.

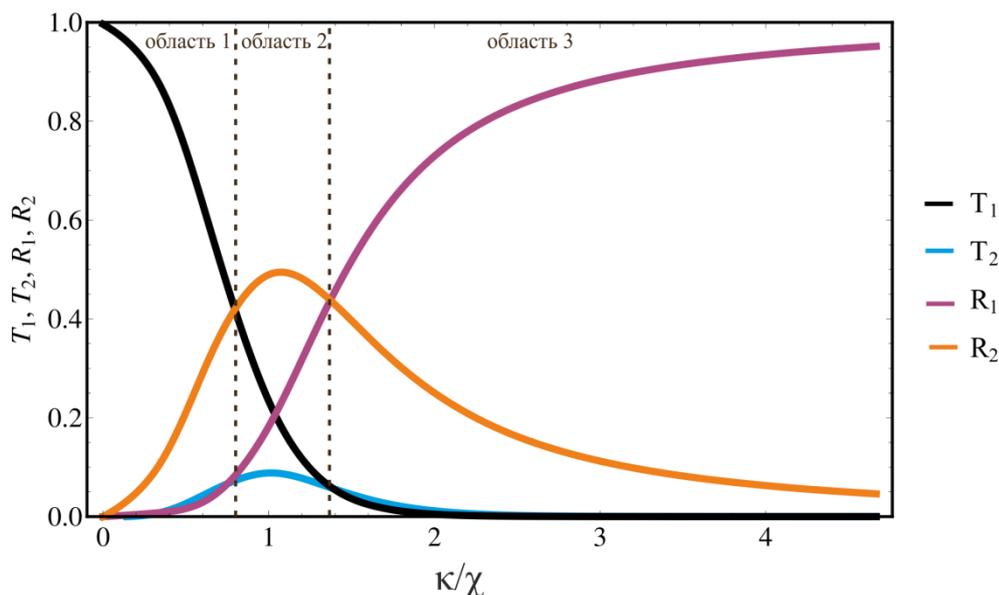


Рисунок 2.4 - Коэффициенты пропускания и отражения МК-1/МК-2 в линейном случае в зависимости от  $\kappa/\chi$  (при  $f = f_B$ ,  $A_{01} = 0.01$ ).

На рис. 2.5а приведены зависимости  $T_{1,2}$ ,  $R_{1,2}$  от частоты входного сигнала для МК-1 и МК-2 при возбуждении обеих нормальных волн при  $A_{01} = 0.01$  для значений коэффициентов из области 2 на рис. 2.4. На частоте  $f_B = 4.09$  ГГц ( $\eta = 0$ ) наблюдается минимум величины  $T_2$  и максимум величины  $R_2$  и имеем  $T_1 < R_1 < T_2 < R_2$ , т.е. сигнал отражается от МК-2. Т.к. на длине  $l$  сигнал полностью перекачивается в МК-2, то минимум величины  $T_2$  соответствует центру ЗЗ для обоих типов волн. Видно, что при  $f \ll f_B$  ( $\eta \gg 0$ ) и  $f \gg f_B$  ( $\eta \ll 0$ ) имеем  $T_2 \gg T_1, R_1, R_2$ , т.е. большая часть сигнала перекачивается в МК-2 и выходит из него.

Перейдём к исследованию влияния амплитуды входного сигнала на пропускающую способность МК-1/МК-2. На рис. 2.5б приведены зависимости  $T_{1,2}$ ,  $R_{1,2}$  от частоты входного сигнала для МК-1 и МК-2 при возбуждении обеих нормальных волн при большей амплитуде входного сигнала  $A_{01} = 0.05$ , т.е. в нелинейном случае. Видно, что в этом случае происходит нелинейный сдвиг ЗЗ вниз по частоте. Так при  $A_{01} = 0.05$  минимум  $T_2$  наблюдается уже при  $f_{\max} = 4.085$  ГГц, а при  $f_B = 4.09$  ГГц имеем  $T_1 < R_1 < R_2 < T_2$ .

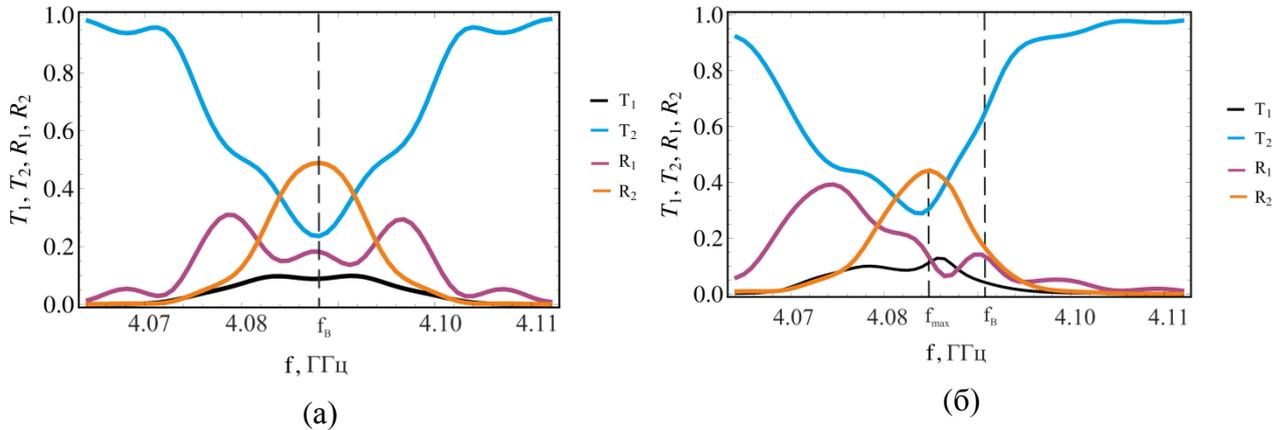


Рисунок 2.5 - Коэффициенты пропускания и отражения МК-1/МК-2 при  $\kappa/\chi = 1$  в зависимости от  $f$  при (а)  $A_{01} = 0.01$ , (б)  $A_{01} = 0.05$ .

Выберем  $\kappa \gg \chi$  (область 3 на рис. 2.4). Зависимости коэффициентов пропускания и отражения от амплитуды входного сигнала для этого случая показаны на рис. 2.6а. Видно, что в данном случае коэффициенты пропускания и отражения для МК-2 малы, т.е. в этом случае связь слабо влияет на характер волновой эволюции и основную роль играет геометрия периодической «ячейки» структуры. Система ведет себя аналогично одиночному МК, рассмотренному в разделе 1.1.2 (а также случаю, рассмотренному выше, если частота сигнала лежит в ЗЗ, но возбуждается одна нормальная волна). При  $A_{01} < A_{\text{МКМК}}^1$  имеем  $T_1 < R_1$ , т.е. большая часть мощности отражается от МК-1 (т.е. через порт 1), а при  $A_{01} > A_{\text{МКМК}}^1$  структура начинает пропускать, т.е. имеем  $T_1 > R_1$  и большая часть мощности проходит через МК-1 (т.е. через порт 2).  $A_{\text{МКМК}}^1 = 0.052$  - это пороговая амплитуда, при которой происходит смена режимов, т.е. при которой  $R_1 = T_1$ . Значение  $A_{\text{МКМК}}^1$  зависит от геометрии периодической «ячейки» структуры, т.е. от параметра  $\kappa$ ,

качественно также, как зависит  $A_{МК}$  от  $\kappa$  в одиночном МК (рис.2.3б). Таким образом, при выбранных значениях параметров  $\chi$  и  $\kappa$  в структуре также наблюдается одно нелинейное переключение (ОП-1) при амплитуде входного сигнала  $A_{01} = A_{МКМК}^1$ .

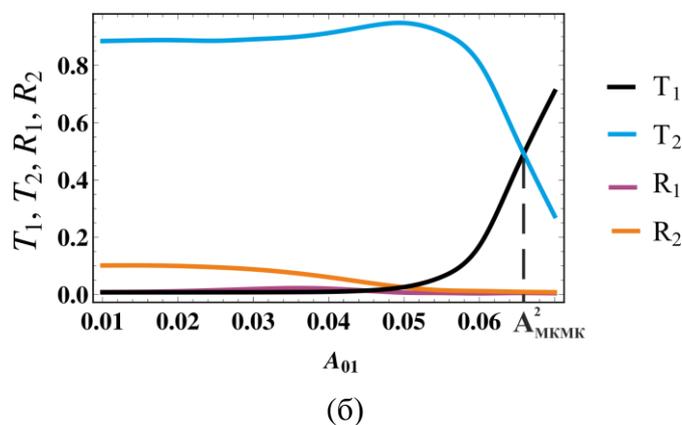
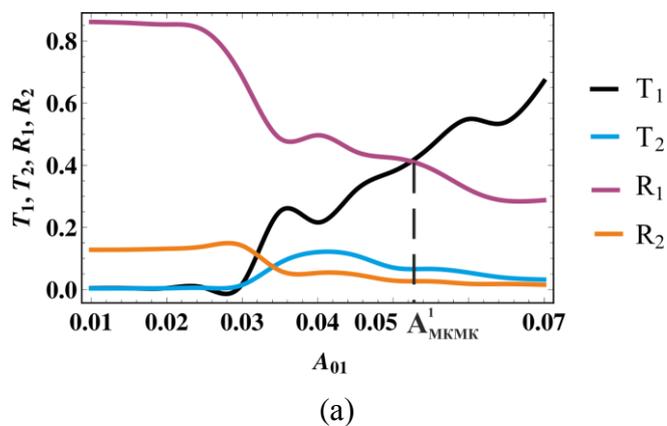


Рисунок 2.6 - Зависимость коэффициентов пропускания и отражения МК-1/МК-2 от амплитуды входного сигнала (а) при  $\kappa = 0.03, \chi = 0.09$  (реализуется ОП-1), (б)  $\kappa = 0.09, \chi = 0.03$  (реализуется ОП-2).

Выберем теперь  $\kappa \ll \chi$  (область 1 на рис. 2.4). Передаточные характеристики для этого случая показаны на рис.2.6б. Видно, что коэффициенты отражения  $R_1$  и  $R_2$  малы, т.е. система ведет себя аналогично структуре ФП-1/ФП-2, описанной в разделе 1.2.2 (а также случаю, рассмотренному выше, если частота сигнала лежит вне запрещенной зоны и возбуждается две нормальные волны). При  $A_{01} < A_{МКМК}^2$  имеем  $T_1 < T_2$ , т.е. большая часть мощности выходит из МК-2 (т.е. через порт 4), а при  $A_{01} > A_{МКМК}^2$  структура начинает пропускать, т.е. имеем  $T_1 > T_2$  и большая часть сигнала выходит через МК-1 (т.е. через порт 2). В этом случае  $A_{МКМК}^2 = 0.066$  - это пороговая амплитуда, при которой происходит

смена режимов, т.е. при которой  $T_1 = T_2$ . Значение  $A_{МКМК}^2$  зависит от связи между слоями, т.е. от параметра  $\chi$ , качественно также, как зависит  $A_{ПП}$  от  $\chi$  в структуре ФП-1/ФП-2 (рис.2.3а). Таким образом, при выбранных значениях параметров  $\chi$  и  $\kappa$  в структуре наблюдается одно нелинейное переключение (ОП-2) при амплитуде входного сигнала  $A_{01} = A_{МКМК}^2$ .

Таким образом, в структуре МК-1/МК-2 на частоте, лежащей вне запрещенной зоны при возбуждении двух нормальных волн, а также на частоте, лежащей в запрещенной зоне такой структуры при возбуждении одной нормальной волны реализуются одиночные нелинейные переключения при увеличении амплитуды входного сигнала.

### 2.1.2 Двойное нелинейное переключение

Как видно из рис. 2.4 наиболее интересным является случай  $\kappa \approx \chi$ , т.к. только в этом случае на эволюцию сигнала одновременно влияют, как периодичность, так и связь в структуре. Пусть в структуре возбуждаются обе нормальные волны и частота сигнала соответствует центру запрещенной зоны ( $f = f_B = 4.09$  ГГц,  $\eta = 0$ ). Поведение сигнала в этом случае будет принципиально отличаться от предельных случаев – ФП-1/ФП-2 и одиночного МК.

Результаты численного исследования при  $\kappa = 0.03, \chi = 0.03$  (что для ПМСВ соответствует  $V = 0.005$  см/с,  $\gamma = -30$  нс<sup>-1</sup>) показаны на рис. 2.7, на котором приведены коэффициенты пропускания и отражения для структуры МК-1/МК-2. Можно выделить три характерные области на рис. 2.7: область 1 ( $A_{01} < A_{МКМК}^1$ ), в которой  $R_2 \geq T_1, T_2, R_1$ ; область 2 ( $A_{МКМК}^1 < A_{01} < A_{МКМК}^2$ ) в которой  $T_2 \geq T_1, R_1, R_2$ ; область 3 ( $A_{01} > A_{МКМК}^2$ ) в которой  $T_1 \geq T_2, R_1, R_2$ . Следовательно при малой амплитуде входного сигнала большая часть сигнала выходит из порта 3, при увеличении входного сигнала – большая часть сигнала выходит из порта 4, при дальнейшем увеличении амплитуды входного сигнала – большая часть сигнала выходит из порта 2. Т.е. при увеличении входной амплитуды система переключается между выходными портами 3, 4, 2. Будем называть такое поведение системы – двойное нелинейное переключение типа 1 (ДП-1). Из рис. 2.7 видно, что при  $\kappa = \chi = 0.03$  имеем  $A_{МКМК}^1 < A_{МКМК}^2$  ( $A_{МКМК}^1 = 0.04, A_{МКМК}^2 = 0.06$ ). Таким образом, описанная выше

динамика соответствует случаю  $A_{МКМК}^1 < A_{МКМК}^2$ . Следует ожидать, что при  $A_{МКМК}^1 \geq A_{МКМК}^2$  поведение передаточных характеристик на рис. 2.7 будет другим. Однако, как видно из рис. 2.3 случай  $A_{МКМК}^1 > A_{МКМК}^2$  реализуется при  $\kappa \gg \chi$ . В этом случае, как отмечалось в разделе 2.1.1 система ведёт себя как одиночный МК и реализуется только одно нелинейное переключение.

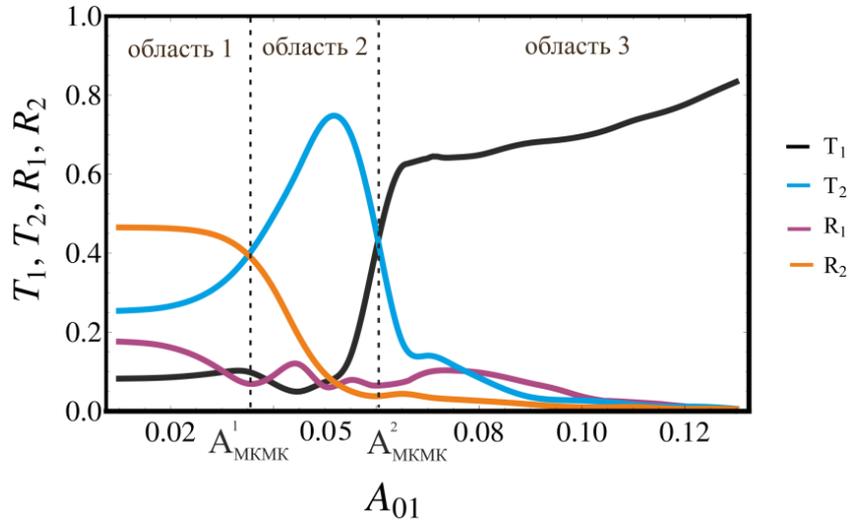


Рисунок 2.7 - Коэффициенты пропускания и отражения в зависимости от амплитуды входного сигнала  $A_{01}$  при  $\kappa = 0.03, \chi = 0.03$  (реализуется ДП-1).

Для выяснения особенностей поведения коэффициентов пропускания и отражения в рассматриваемой структуре при одновременном возбуждении обеих нормальных волн рассмотрим детально пространственно-временную динамику прямых и отраженных волн при  $\eta = 0$  при  $A_{01} < A_{МКМК}^1$  (рис. 2.8а), при  $A_{МКМК}^1 < A_{01} < A_{МКМК}^2$  (рис. 2.8б), и при  $A_{01} > A_{МКМК}^2$  (рис. 2.8в). Синие поверхности на рис. 2.8 соответствуют прямым волнам, а красные – отраженным волнам в МК-1 (левый столбец) и МК-2 (правый столбец). Сигнал подается на вход МК-1. Видно, что при малой входной амплитуде  $A_{01}$  (рис. 2.8а, 2.8б) (область 1 на рис. 2.7,  $A_{01} < A_{МКМК}^1$ ) импульс отражается от МК-1, энергия переходит в отраженную волну в МК-1, после этого между отраженными волнами в МК-1 и МК-2 происходит перекачка энергии и большая часть импульса оказывается сосредоточенной в отраженной волне в МК-2 ( $B_2$ ), т.е. приходит ко входу МК-2. Если  $A_{МКМК}^1 < A_{01} < A_{МКМК}^2$  (область 2 на рис.2.7), то импульс проходит через МК-1, происходит перекачка энергии между прямыми волнами в МК-1 и МК-2, импульс оказывается сосредоточен в прямой волне в МК-2 ( $A_2$ ), т.е. приходит к выходу МК-2 (рис.2.8г). При дальнейшем увеличении входной

амплитуды  $A_{01} > A_{MKMK}^2$  (область 3 на рис.2.7) импульс проходит через МК-1 «не замечая» МК-2, т.е. оказывается сосредоточен в прямой волне в МК-1 ( $A_1$ ) и приходит к выходу МК-1 (рис.2.8д).

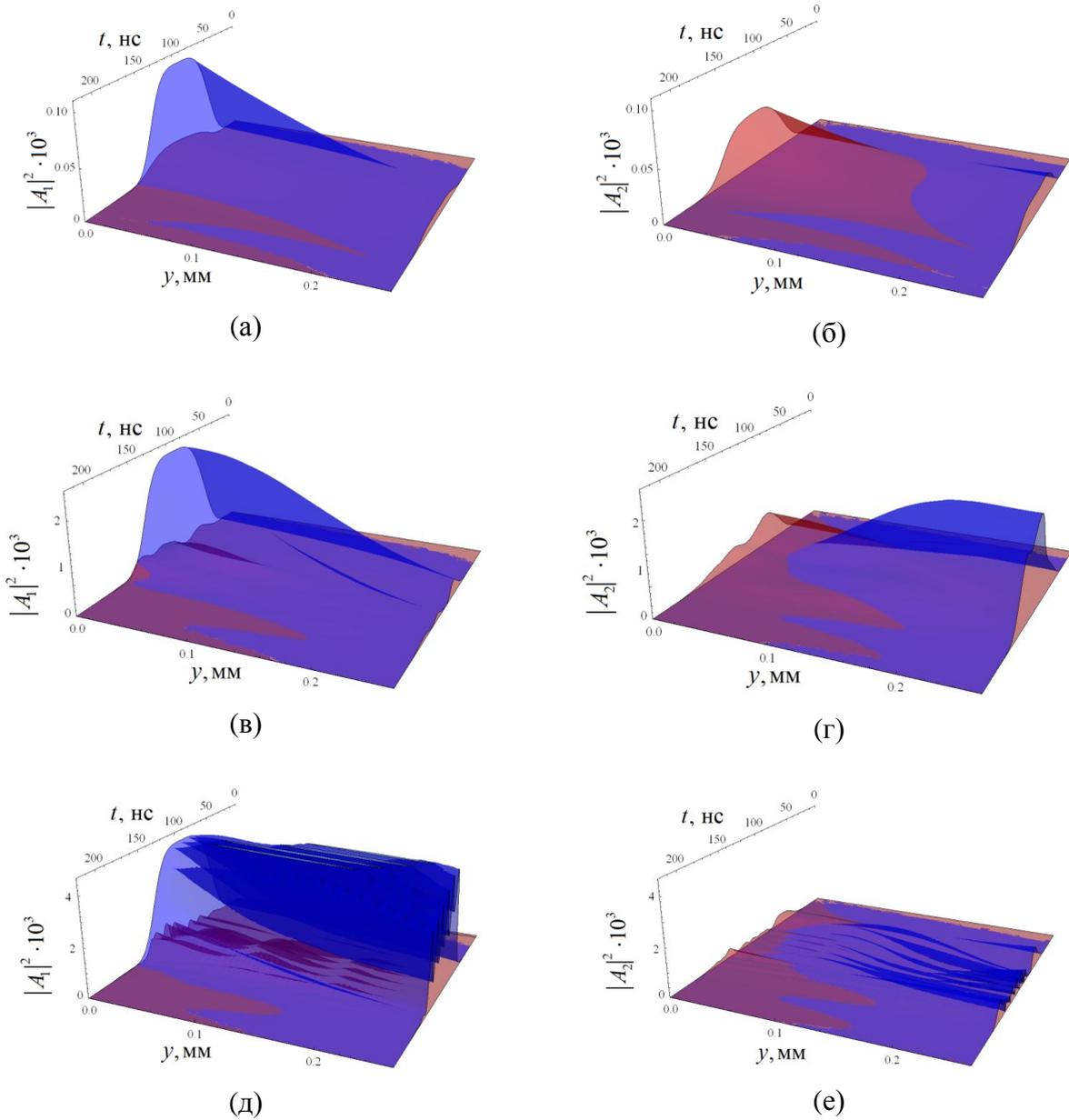


Рисунок 2.8 - Пространственно-временная эволюция амплитуд огибающих прямых и отраженных волн в МК-1 и МК-2 при  $\kappa = 0.03, \chi = 0.03$  и амплитуде входного импульса

$$A_{01} = 0.01 \text{ (а,б)}, \quad A_{01} = 0.05 \text{ (в,г)}, \quad A_{01} = 0.07 \text{ (д,е)}.$$

Таким образом, при выбранных значениях параметров  $\chi$  и  $\kappa$  существует две точки переключения  $A_{MKMK}^1$  и  $A_{MKMK}^2$  (рис.2.7). Импульс малой амплитуды  $A_{01} < A_{MKMK}^1$

отражается, а импульс большей амплитуды  $A_{01} > A_{MKMK}^1$  проходит через МК-1/МК-2 (аналогично случаю одиночного МК). Импульс малой амплитуды  $A_{01} < A_{MKMK}^2$  выходит из МК-2 (из его входа или выхода), а при  $A_{01} > A_{MKMK}^2$  выходит из МК-1 (аналогично случаю связанных однородных плёнок), т.е. в структуре МК-1/МК-2 имеет место эффект двойного нелинейного переключения.

Рассмотрим другую ситуацию, выберем  $\kappa > \chi$  ( $\kappa = 0.03, \chi = 0.02$ ). В этом случае, как видно из рис. 2.9, появляется новый порог переключения  $A_{MKMK}^3 = 0.03$ , а также существует порог переключения  $A_{MKMK}^1 = 0.035$ . При таком соотношении параметров также можно наблюдать эффект двойного нелинейного переключения. Однако, имеют место переключения между другими портами связанной структуры, как показано на рис. 2.9. Видно, что при  $A_{01} < A_{MKMK}^3$   $R_1 > R_2, T_1, T_2$  и большая часть сигнала выходит с 1 порта (он же входной порт). При  $A_{MKMK}^3 < A_{01} < A_{MKMK}^1$  имеем  $R_2 > R_1, T_1, T_2$  т.е. при такой входной амплитуде большую часть сигнала можно снять с 3 порта. При большой входной амплитуде  $A_{01} > A_{MKMK}^1$  и большая часть сигнала наблюдается на порте 2. Т.е. при увеличении входной амплитуды система переключается между выходными портами 1, 3, 2. Будем называть такое поведение системы – двойное нелинейное переключение типа 2 (ДП-2).

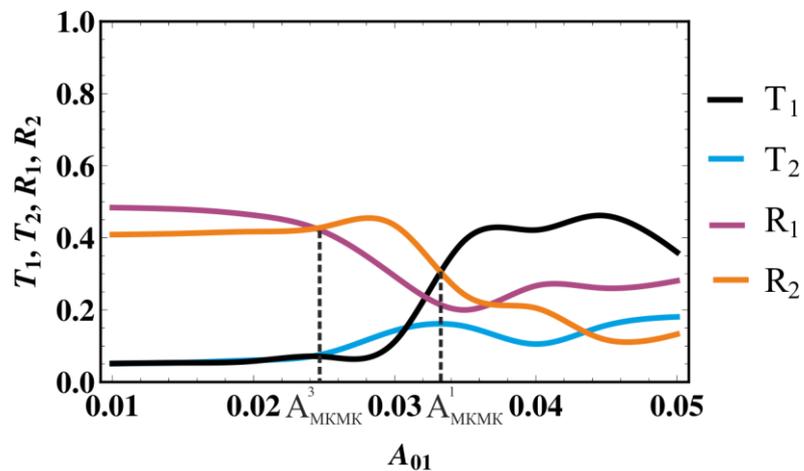


Рисунок 2.9 - Коэффициенты пропускания и отражения в зависимости от амплитуды входного сигнала  $A_{01}$  при  $\kappa = 0.03, \chi = 0.02$  (реализуется ДП-2).

Рассмотрим детально пространственно-временную динамику прямых и отраженных волн при различных значениях амплитуд входного сигнала (см. рис. 2.10).

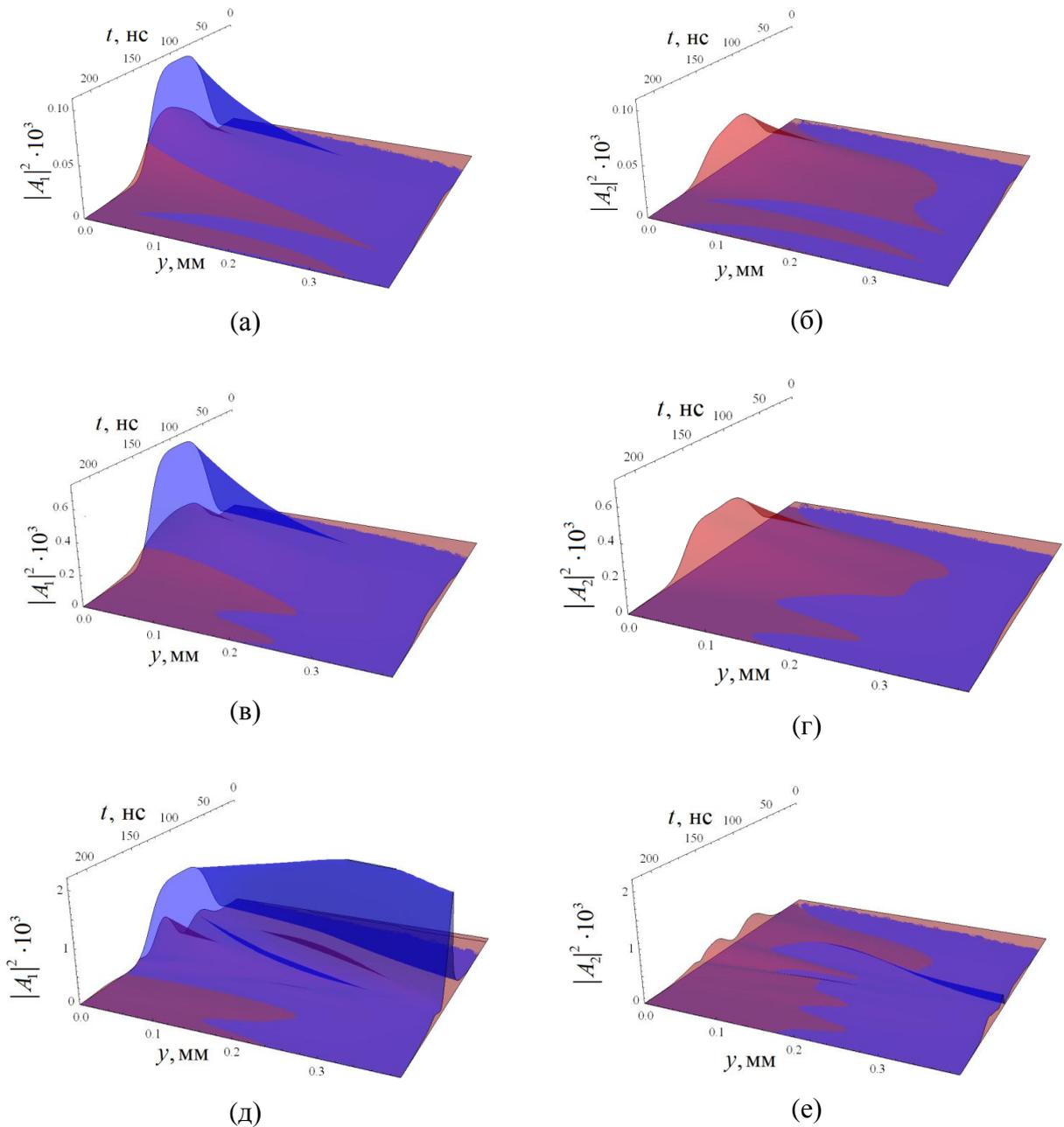


Рисунок 2.10 - Пространственно-временная эволюция амплитуд огибающих прямых и отраженных волн в МК-1 и МК-2 при  $\kappa = 0.03, \chi = 0.02$  и амплитуде входного импульса (а,б)  $A_{01} = 0.02$ , (в,г)  $A_{01} = 0.03$ , (д,е)  $A_{01} = 0.04$ .

При малой амплитуде  $A_{01} < A_{МКМК}^3$  сигнал отражается от МК-1, пройдя малое расстояние и не успев перекачаться в МК-2. Это связано с тем, что  $\kappa$  в данном случае больше, чем в рассмотренном выше случае, и сигнал отражается от МК-1, пройдя меньшее расстояние. При увеличении амплитуды  $A_{МКМК}^3 < A_{01} < A_{МКМК}^1$ , сигнал проходит большее расстояние в МК-1, перекачивается в МК-2 и от него отражается. При

дальнейшем увеличении амплитуды  $A_{01} > A_{MKMK}^1$  сигнал проходит через МК-1 (т.к. достигнут порог нелинейного переключения для МК), не перекачиваясь в МК-2, т.к. амплитуда оказывается выше порога подавления перекачки между МК (порог нелинейного переключения и порог подавления перекачки при выбранных значениях коэффициентов близки). Видно, при  $\kappa > \chi$  существует две точки переключения  $A_{MKMK}^3$  и  $A_{MKMK}^1$ , т.е. в структуре также имеет место эффект двойного нелинейного переключения. Однако, в отличие от рассмотренного выше случая двойного нелинейного переключения при  $\kappa \approx \chi$  (ДП-1), в данном случае один из выходных портов (порт 1) совпадает со входом структуры. Это может приводить к сложности разделения входного и выходного сигнала при постановке эксперимента. В связи с этим, в данном случае при увеличении амплитуды входного сигнала можно будет наблюдать только одно переключение между портами 2 и 3.

Значения точки переключения между режимами прохождения и отражения сигнала через структуры, т.е. нелинейным переключением магнонных кристаллов ( $A_{MKMK}^1$ ), точки переключения, связанной с нелинейным подавлением перекачки сигнала между слоями структуры ( $A_{MKMK}^2$ ), точки переключения, между линейными режимами отражения сигнала от МК-1 и перекачки сигнала в МК-2 ( $A_{MKMK}^3$ ) зависят от двух параметров связи  $\kappa$  и  $\chi$  в такой структуре. Зависимости точек переключения нелинейных режимов  $A_{MKMK}^1$  и  $A_{MKMK}^2$  от параметров  $\kappa$  и  $\chi$  во всем диапазоне параметров  $\kappa$  и  $\chi$  показаны на рис. 2.11, закрашенные области, соответствуют областям параметров, при которых имеют место одиночные либо двойные переключения. Видно, что значения порогов зависят от обоих геометрических параметров, и в общем случае  $A_{MKMK}^1 \neq A_{MK}$ ,  $A_{MKMK}^2 \neq A_{ПД}$ . Зависимость порога  $A_{MKMK}^1$  от  $\kappa$  показанная на рис. 2.11а качественно аналогична зависимости  $A_{MK}$  от  $\kappa$  для одиночного МК, представленной на рис. 2.3б, однако, численные значения  $A_{MKMK}^1$  различны для различных значений  $\chi$ .

Зависимость  $A_{MKMK}^1$  от  $\chi$  показана на рис. 2.11б. Видно, что при увеличении  $\chi$  значение  $A_{MKMK}^1$  в области ОП-1 уменьшается. Такое поведение объясняется следующим. Порог  $A_{MKMK}^1$  определяет амплитуду, при которой происходит переключения между отражением сигнала от МК-2 и прохождением сигнала через МК-2. При увеличении  $\chi$  уменьшается длина линейной перекачки, а следовательно и значение  $l$ . Значение коэффициента пропускания магнонного кристалла, в свою очередь увеличивается с

уменьшением  $l$  (при фиксированном  $\kappa$ ), как было показано на рис. 2.3в. Следовательно, требуется меньшая входная амплитуда для реализации нелинейного переключения в МК-2. При дальнейшем увеличении  $\chi$  (область ДП-1) значения  $A_{МКМК}^1$  в некотором диапазоне значений  $\chi$  остаются постоянными, что объясняется одновременным проявлением эффекта подавления перекачки, который приводит к уменьшению амплитуды в МК-2, т.е. компенсирует описанный выше эффект.

Зависимость порога  $A_{МКМК}^2$  от  $\chi$ , показанная на рис. 2.11в качественно аналогична зависимости  $A_{ПД}$  для ФП-1/ФП-2, представленной на рис. 2.3а, однако, численные значения  $A_{МКМК}^2$  различны для различных значений  $\kappa$ .

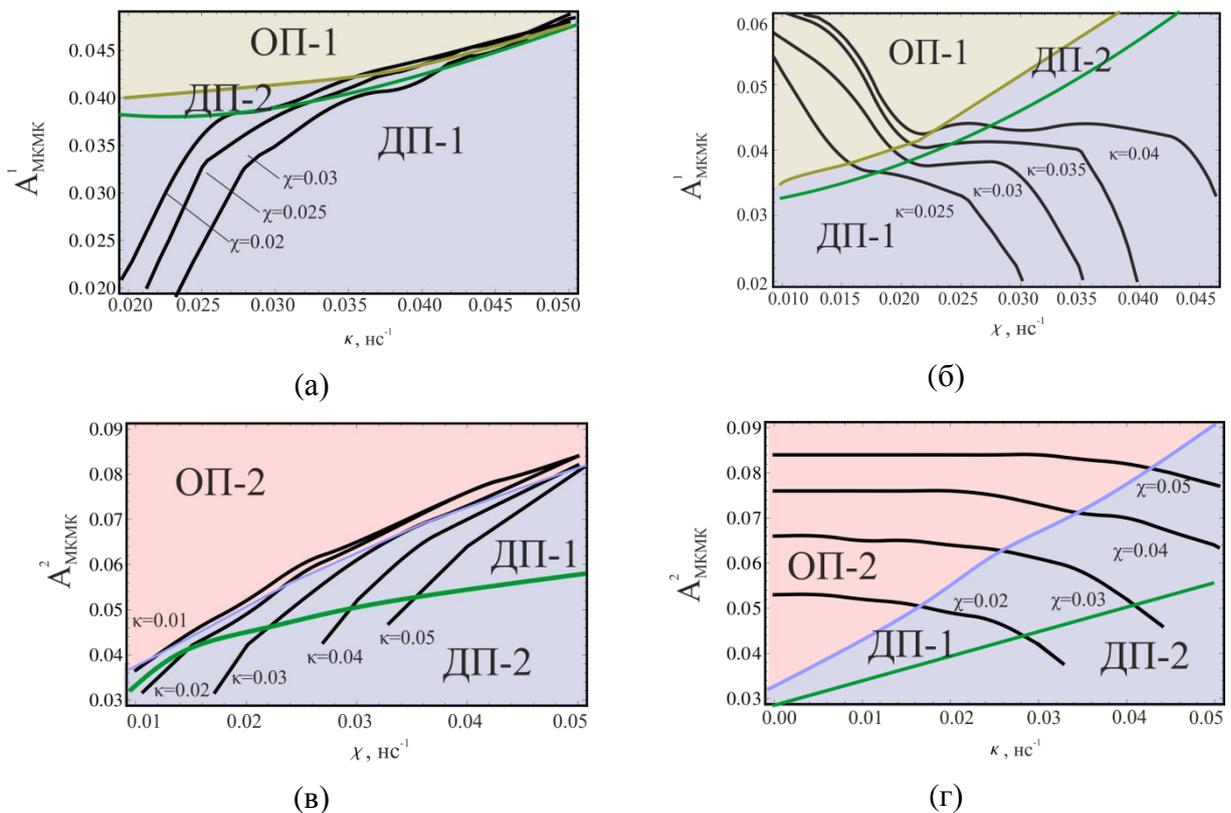


Рисунок 2.11 - Зависимости порога  $A_{МКМК}^1$  от параметров (а)  $\kappa$  и (б)  $\chi$ , порога  $A_{МКМК}^2$  от параметров (в)  $\chi$  и (г)  $\kappa$  (закрашенные области ОП-1, ОП-2, ДП-1, ДП-2 – соответствуют областям параметров, при которых имеет место ОП-1, ОП-2, ДП-1, ДП-2, соответственно).

Зависимость  $A_{MKMK}^2$  от  $\kappa$  показана на рис. 2.11г. Видно, что в области ОП-2  $A_{MKMK}^2$  не зависит от значения  $\kappa$ , т.к. в этом случае ( $\kappa \ll \chi$ ), как отмечалось выше МК-1/МК-2 ведет себя аналогично случаю ФП-1/ФП-2. В области ДП-1  $A_{MKMK}^2$  уменьшается при увеличении  $\kappa$ , т.к. в этом случае изменяется угол наклона дисперсионных кривых в окрестности запрещенной зоны (при увеличении  $\delta d \sim \kappa$ , см. рис. 1.19) и увеличивается длина перекачки, т.е. на выбранной длине  $l$  большая часть сигнала остается в МК-1. Следовательно, требуется меньшая входная амплитуда для реализации нелинейного подавления перекачки.

Таким образом, эффект двойного нелинейного переключения присущ исключительно связанной периодической структуре и является следствием проявления двух основных свойств структуры – связи и периодичности. Основным механизмом эффекта двойного нелинейного переключения является одновременное проявление нелинейных эффектов характерных для одиночного МК и для двух однородных плёнок, имеющих разные пороговые амплитуды. Данный эффект реализуется на частоте сигнала, лежащей в запрещенной зоне при возбуждении двух нормальных волн в структуре в случае, если параметры связи и периодичности близки по значениям.

### 2.1.3 Принцип функционирования многофункционального устройства

В разделах 2.1.1 и 2.1.2 было показано, что при возбуждении двух нормальных волн в структуре на частоте, лежащей в центре запрещенной зоны ( $\eta=0$ ) в зависимости от соотношения двух управляющих параметров  $\kappa$  и  $\chi$  возможны различные режимы нелинейных переключений в структуре МК-1/МК-2 (одиночные или двойные нелинейные переключения). При этом в зависимости от входной амплитуды меняется соотношение между коэффициентами  $T_{1,2}$  и  $R_{1,2}$ . Напомним, что коэффициент пропускания через МК-1 ( $T_1$ ) определяет долю входной мощности, вышедшую через порт 2; коэффициент пропускания через МК-2 ( $T_2$ ) – через порт 4. Коэффициент отражения от МК-1 ( $R_1$ ) определяет долю входной мощности, вышедшую - через порт 1; коэффициент отражения от МК-2 ( $R_2$ ) - через порт 3. На основе проведенных расчётов при различных значениях  $\chi$  и  $\kappa$  была построена карта параметров ( $\kappa, \chi$ ), на которой отмечены различные режимы нелинейных переключений между портами структуры при увеличении амплитуды

входного сигнала. Карта включает в себя четыре области, показанные разным цветом на рис. 2.12.

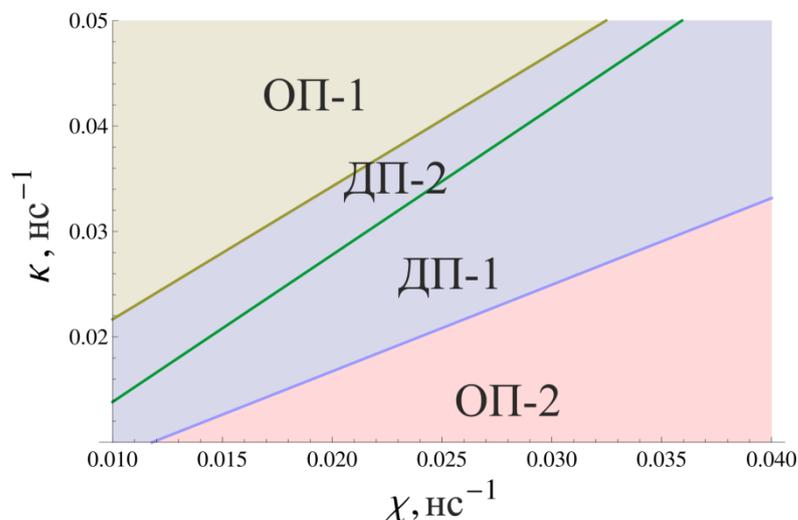


Рисунок 2.12 - Карта параметров ( $\kappa, \chi$ ), иллюстрирующая различные режимы нелинейных переключений при увеличении амплитуды входного сигнала (закрашенные области ОП-1, ОП-2, ДП-1, ДП-2 – соответствуют областям параметров, при которых имеет место ОП-1, ОП -2, ДП-1, ДП-2, соответственно).

При параметрах из области ОП-2  $\chi \gg \kappa$ , динамика аналогична поведению сигнала в двух связанных однородных плёнках при увеличении амплитуды входного сигнала и описана в разделе 2.1.1. В этом случае при увеличении амплитуды входного сигнала наблюдается одно нелинейное переключение (ОП-2) между портами 2 и 4 (как показано на рис. 2.6б). При параметрах из области ОП-1  $\chi \ll \kappa$ , динамика аналогична поведению сигнала в одиночном МК при увеличении амплитуды входного сигнала и описана в разделе 2.1.1. В этом случае наблюдается одно нелинейное переключение (ОП-1) между портами 1 и 2 (как показано на рис. 2.6а). При параметрах из области ДП-1  $\chi \approx \kappa$  проявляются оба свойства структуры МК-1/МК-2 – связь и периодичность. В этом случае имеет место двойное нелинейное переключение типа 1 (ДП-1), характерное именно для связанной периодической структуры, механизм которого описан в разделе 2.1.2. В этом случае переключение происходит между портами 2, 3 и 4 (как показано на рис. 2.7). При параметрах из области ДП-2  $\chi < \kappa$  имеет место двойное нелинейное переключение типа 2 (ДП-2), которое описано в разделе 2.1.2. Однако, в этом случае переключение происходит между другими портами 1, 2 и 3 (как показано на рис. 2.9).

Таким образом, при значениях параметров, лежащих в каждой из областей, структура МК-1/МК-2 может функционировать как нелинейный ответвитель, котором в зависимости от входной мощности сигнал выходит через разные порты структуры. Причем, между какими из портов связанной структуры будет происходить переключение при увеличении мощности входного сигнала, зависит от управляющих параметров связи и периодичности ( $\chi$  и  $\kappa$ ).

Наиболее полезными для реализации функций нелинейного ответвления являются структуры со значениями параметров, лежащих в области ДП-1, т.к. в этом случае задействованы все четыре порта связанной структуры (один входной и три выходных). Тогда, исходя из результатов, представленных на рис. 2.7, можно выделить следующие режимы:

- при амплитуде входного сигнала, лежащей в области 1 (на рис. 2.7), большая часть мощности выходит через порт 3;
- при амплитуде входного сигнала, лежащей в области 2 большая часть мощности выходит через порт 4;
- при амплитуде входного сигнала, лежащей в области 3 большая часть мощности выходит через порт 2.

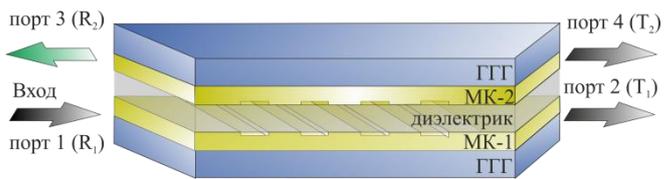
Как видно из рис. 2.7 максимальное значение, которое достигается в области 1 -  $R_2^{\max} = 0.48$  (при  $A_{01} < 0.03$ ), максимальное значение, достижимое в области 2 -  $T_2^{\max} = 0.75$  (при  $A_{01} \approx 0.05$ ), максимальное значение, достижимое в области 3 -  $T_1^{\max} = 0.8$  (при  $A_{01} > 0.12$ ). Для увеличения значений  $R_2^{\max}, T_2^{\max}, T_1^{\max}$  в соответствующих областях до значения 1 (что соответствует поступлению всей входной мощности на выбранный порт) требуется оптимизация параметров задачи.

Как обсуждалось выше, коэффициенты  $\chi$  и  $\kappa$  должны быть примерно равны для наблюдения эффекта двойного нелинейного переключения (ДП-1) на котором и основан принцип функционирования нелинейного ответвления (см. рис. 2.4, рис. 2.12). В случае  $\chi/\kappa=1$  величина  $R_2$  принимает максимальное значение  $R_2 = R_2^{\max} = 0.48$ , как видно из рис. 2.4 в линейном случае при  $A_{01} = 0.01$ . Значение  $R_2^{\max}$  в области 1 может быть увеличено только за счёт увеличения расстояния до точки наблюдения  $l$  либо уменьшения периода структуры. Как видно из рис. 2.2 на исследуемой длине структуры в одиночном МК происходит неполное отражение при  $A_{01} = 0.01$   $R_{МК} = 0.82$ . Из рис. 2.3в также видно, что при  $\kappa = 0.03$ ,  $l = 0.25$  мм ( $\kappa l = 0.0075$ ) имеем  $R_{МК}(0.0075) = 1 - T_{МК}(0.0075) = 0.82$ . При

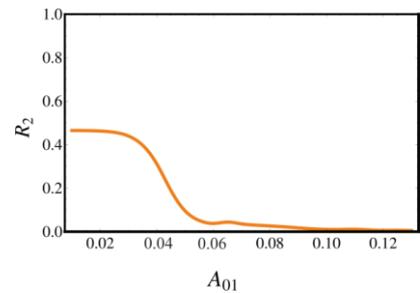
этом из рис. 2.3в видно, что с увеличением  $l$  при фиксированной амплитуде входного сигнала и параметре  $\kappa$  коэффициент пропускания уменьшается, а отражения, соответственно увеличивается. Таким образом, увеличив длину структуры, в области 1 можно добиться увеличения  $R_2^{\max}$  (в частности, для одиночного МК из рис. 2.4 видно, что  $R^{\max} \rightarrow 1$  уже при  $\kappa l \approx 0.02$ , т.е.  $l = 0.02 / 0.03 = 0.67$  мм). Следует отметить, что при увеличении длины структуры должно по-прежнему выполняться условие (1.61). Поэтому в этом случае, при фиксированном значении  $\lambda$  (которое определяется значением коэффициента  $\chi$ ), необходимо выбирать  $n = 2 \frac{l}{\lambda}$ . Увеличение длины структуры также позволит добиться уменьшения значения  $R_1^{\max}$ , являющегося характеристикой порта 1, с снимается остаточный сигнал, в результате чего также будут оптимизированы значения  $T_2^{\max}, T_1^{\max}$ .

Таким образом, линия передачи, содержащая структуру МК-1/МК-2, может функционировать как нелинейный направленный ответвитель, принцип действия которого заключается в следующем: в зависимости от входной мощности импульс выйдет через один из четырёх портов такой структуры. Причём, в отличие от нелинейного ответвителя, предложенного ранее на основе однородной ферромагнитной плёнки [47], принцип действия которой основан на нелинейном фазовом набеге, в основу нелинейного ответвления на МК-1/МК-2 положен другой принцип - нелинейное перераспределение сигнала между прямыми и отраженными связанными волнами. Кроме того, принципиальная схема нелинейного переключателя на МК-1/МК-2 является более простой, чем предложена в работе [47], т.к. не требует дополнительных элементов - фазовращателей, аттенуаторов и делителей мощности, так как все эти функции могут быть реализованы самой связанной структурой.

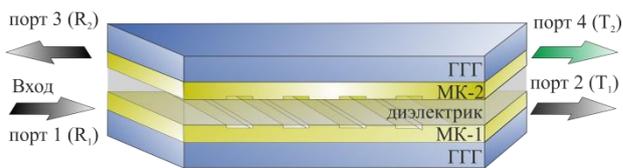
Структуру МК-1/МК-2 также можно рассматривать в качестве многофункционального устройства, в котором в зависимости от выбора выходного порта связанная структура выполняет различные функции по обработке СВЧ сигнала (см. рис. 2.13). Приведем пример функционирования такого устройства в случае, когда реализуется двойное нелинейное переключение ДП-1, т.е. при параметрах из области ДП-1 на рис. 2.12.



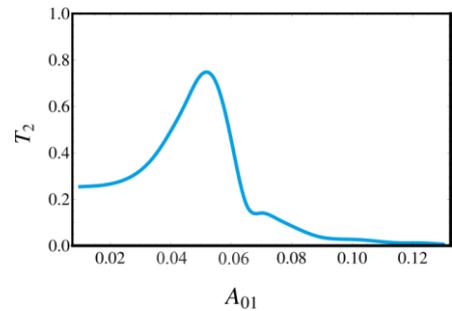
(а)



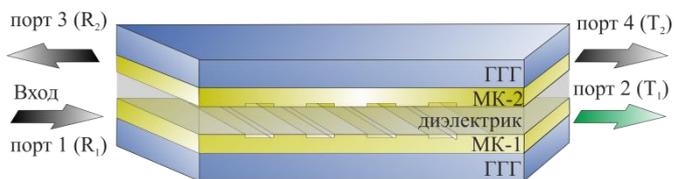
(б)



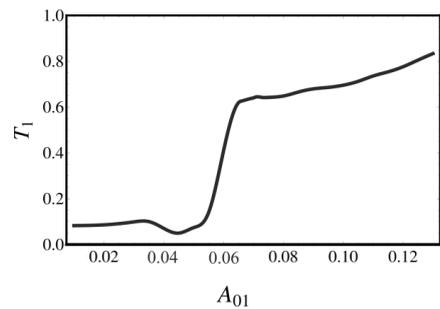
(в)



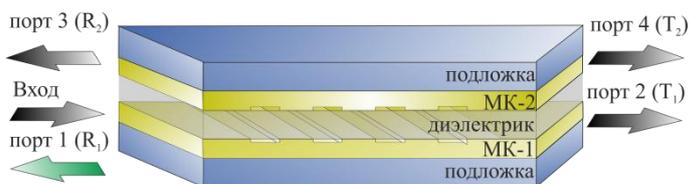
(г)



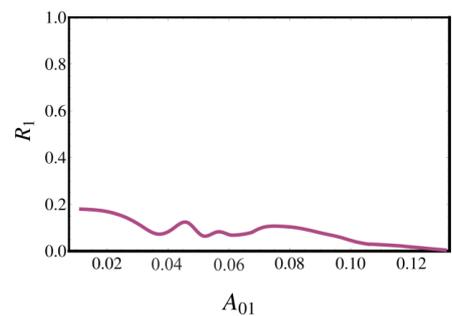
(д)



(е)



(ж)



(з)

Рисунок 2.13 - (а,в,д,ж) Схемы структуры, на которых отмечены порты, с которых снимается сигнал. Передаточные характеристики (б) порта 3, (г) порта 4, (е) порта 2, (з) порта 1.

На рис. 2.13 показаны зависимости коэффициентов пропускания отдельно для каждого из портов структуры от амплитуды входного сигнала (эти же зависимости показаны на одном графике на рис. 2.7). В левой колонке на рис. 2.13 приведены схемы структуры, на которых зеленой стрелкой отмечен порт, с которого снимается сигнал. В правой колонке приведена передаточная характеристика для соответствующего порта при увеличении амплитуды входного сигнала. Из рис. 2.13 видно, что

- при снятии сигнала с порта 3 структура МК-1/МК-2 выполняет функции ограничителя мощности. Данный порт пропускает сигнал только малой амплитуды  $A_{01} < A_{МКМК}^1$  ;
- при снятии сигнала с порта 2 имеет место подавление малых сигналов (см. рис. 2.13в,г). Данный порт пропускает сигнал только большой амплитуды  $A_{01} > A_{МКМК}^2$  ;
- при снятии сигнала с порта 4 имеет место выделение сигналов с амплитудой в некотором диапазоне значений (см. рис. 2.13д,е). Данный порт пропускает сигнал только с амплитудой, лежащей в следующем диапазоне  $A_{МКМК}^1 < A_{01} < A_{МКМК}^2$  ;
- с порта 1, в свою очередь, снимается остаточный отраженный сигнал (см. рис. 2.13ж,з), который может быть уменьшен, как отмечалось выше, путем увеличения длины структуры либо уменьшением периода МК. Данный порт не является полезным с точки зрения обработки сигнала.

## 2.2 Щелевые солитоны в структуре МК-1/МК-2

Щелевые солитоны, рассмотренные в разделе 1.1.2, могут формироваться и в связанной структуре МК-1/МК-2 при превышении амплитудой входного сигнала порога переключения  $A_{МКМК}^1$ .

В данном разделе будут подробно исследованы особенности распространения щелевых солитонов в зависимости от параметров периодической решетки (параметра  $\kappa$ ). Для наглядности, будем рассматривать эволюцию импульса на длинах  $l > \lambda / 2 \approx 0.25$  мм. Частоту входного сигнала выберем в центре запрещенной зоны ( $\eta = 0$ ). Для численного исследования волновой эволюции, как и в разделе, воспользуемся системой (2.1) с начальными и граничными условиями, заданными соотношениями (2.2). Рассмотрим случай возбуждения двух нормальных волн, т.е. импульс гауссовой формы подается на вход только МК-1 ( $A_{02} = 0$ ).

На рис. 2.14 приведено пространственно-временное распределение амплитуды огибающей в МК-1 и МК-2 при разных значениях параметра периодичности решетки  $\kappa$ . Видно, что при  $\kappa=0$ , что соответствует случаю двух ФП-1/ФП-2, наблюдается периодическая перекачка энергии из одного слоя в другой. При  $\kappa \neq 0$ , как показано на рис. 2.14в, имеет место формирование щелевого солитона. Причем в случае МК-1/МК-2 щелевой солитон формируется как в одном, так и МК-1, так и в МК-2. По мере распространения происходит перекачка энергии из МК-1 в МК-2, в результате чего возникают пульсирующие в противофазе квазисолитоны принадлежащие разным МК (см. рис. 2.14в, 2.14г).

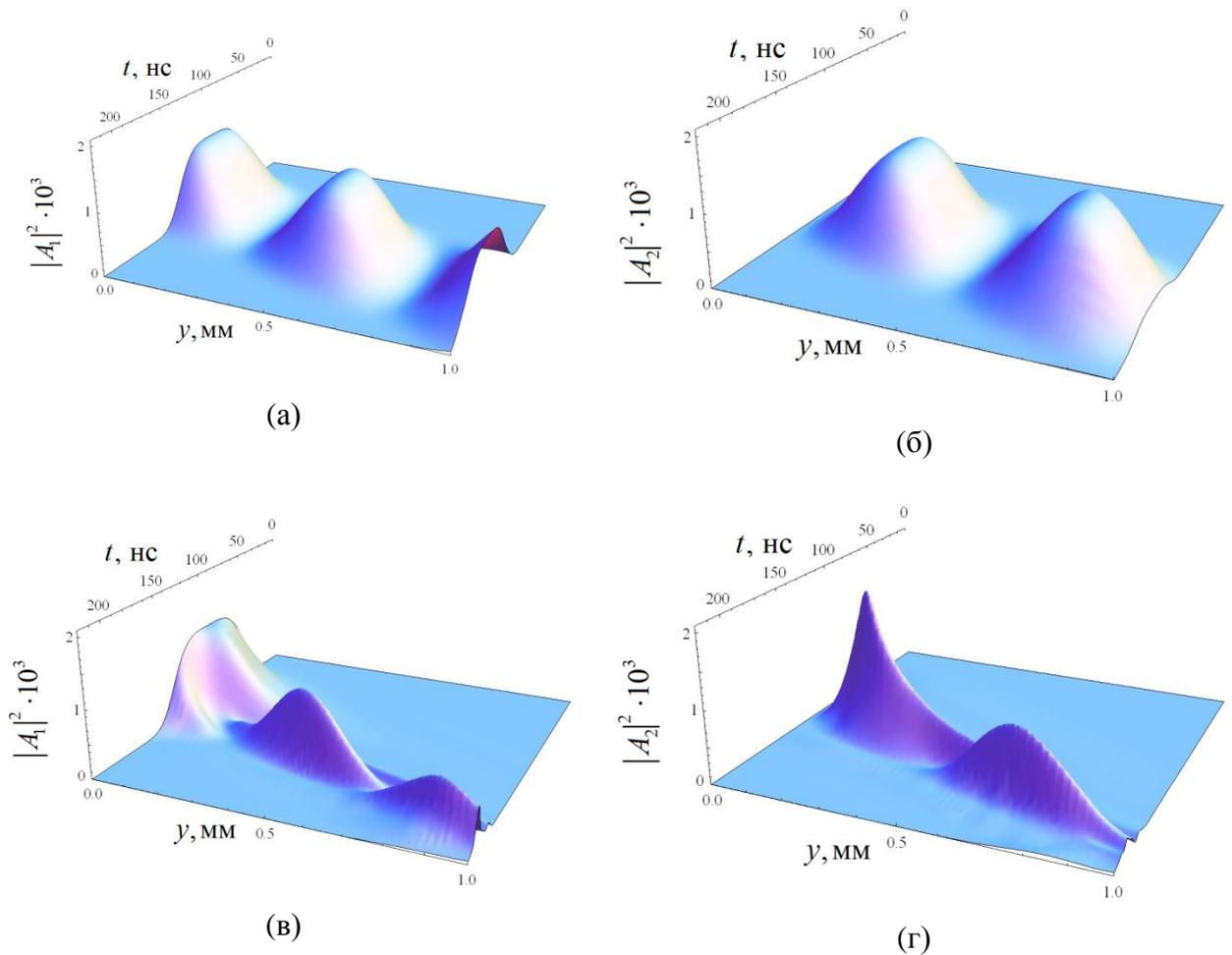


Рисунок 2.14 - Пространственно-временная эволюция амплитуд огибающих волн (а,б) в ФП-1/ФП-2 при  $\chi = 0.03$ , (в, г) в структуре МК-1/МК-2 при  $\kappa = 0.04$ ,  $\chi = 0.03$ .

Отличительной особенностью солитонов в МК-1/МК-2 от случая перекачки импульсов в ФП-1/ФП-2 является то, что длина преобразования солитона в МК-1 в солитон в МК-2 ( $\Lambda$ ) отлична от длины перекачки энергии в ФП-1/ФП-2  $\lambda$ . Длина  $\Lambda$

зависит от параметра периодичности  $\kappa$  и амплитуды входного сигнала, как показано на рис. 2.15. Значение  $\Lambda$  растет с увеличением  $\kappa$  при малой амплитуде входного сигнала, пока не образуется солитон, и уменьшается при большой амплитуде, когда солитон образовался.

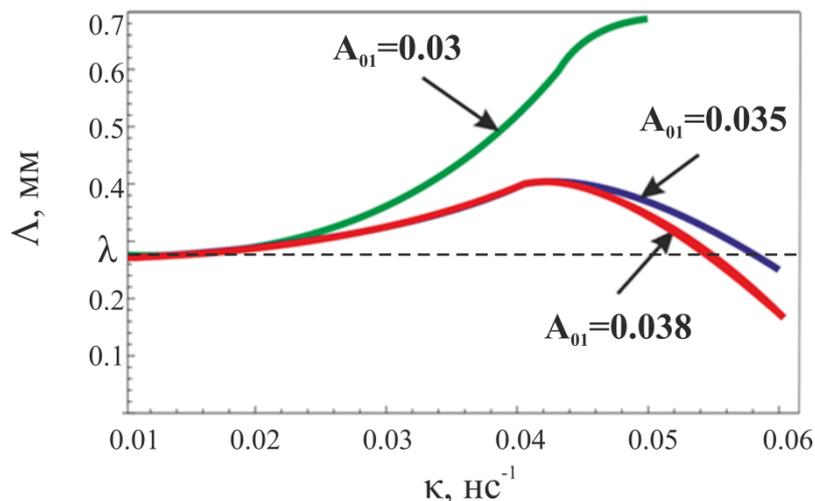


Рисунок 2.15 - Зависимость длины преобразования солитона в МК-1 в солитон в МК-2 от коэффициента связи между прямыми и отраженными волнами для разной амплитуды входного сигнала  $A_{01}$  при  $\chi=0.06$ .

Другой отличительной особенностью щелевых солитонов в МК-1/МК-2 является то, что они формируются только в некотором диапазоне значений связи между МК. На рис. 2.16 приведена карта параметров  $(\kappa, \chi)$  при фиксированной амплитуде входного сигнала  $A_{01} = 0.35$ , на которой изображены характерные области формирования солитонов. Так, при параметрах структуры, соответствующих области 1 солитоны не формируются. Данная особенность объясняется тем, что в этой области  $\kappa \ll \chi$  взаимодействие между прямыми и отраженными волнами слабее, чем взаимодействие между прямыми волнами в разных МК, в то время как основным механизмом формирования щелевых солитонов является взаимодействие именно между прямыми и отраженными волнами. При параметрах из области 2 происходит формирование щелевых солитонов, т.к. в этом случае  $\kappa$  примерно равно  $\chi$  и как связь, так и периодичность оказывают влияние на распространение импульса. При параметрах из области 3  $\kappa \gg \chi$  и  $\kappa$  настолько велико, что периодическая структура отражает входной сигнал и он затухает вдоль направления распространения. Для формирования щелевых солитонов в этой области значений  $\kappa$  и  $\chi$  нужно увеличивать амплитуду входного сигнала.

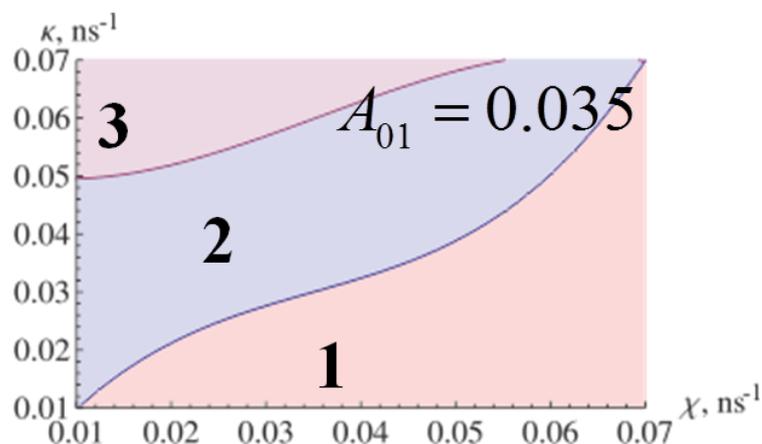


Рисунок 2.16 - Карта параметров ( $\kappa, \chi$ ), иллюстрирующая различные режимы распространения импульса при  $A_{01} = 0.035$ .

## 2.3 Волновые явления в слоистой структуре типа МК/ФП

### 2.3.1 Частотное разделение сигналов

В разделах 1.2.2, 2.1.1, 2.1.2 была рассмотрена симметричная связанная периодическая структура МК-1/МК-2, состоящая из двух МК с одинаковыми параметрами, разделенных диэлектрическим промежутком. Однако следует ожидать, что нарушение симметрии (в случае, если МК имеют разные толщины  $a_{1,2}$ , и глубины канавок  $\Delta_{1,2}$ ) окажет существенное влияние на особенности линейных и нелинейных эффектов в такой структуре.

Рассмотрим несимметричную структуру, состоящую из МК (слой 1) толщина тонкой части которого  $b_1$ , а толстой  $a_1$ , глубина канавки  $\Delta_1 = a_1 - b_1$  и однородной ферромагнитной плёнки (ФП) (слой 2) толщины  $d_2$  и, разделенных диэлектрическим слоем толщины  $D$  (рис. 2.17). Далее будет рассматривать наиболее простой случай, если толщина плёнки  $d_2$  равна эффективной толщине МК  $d_{01}$ , определенной соотношением (1.65).

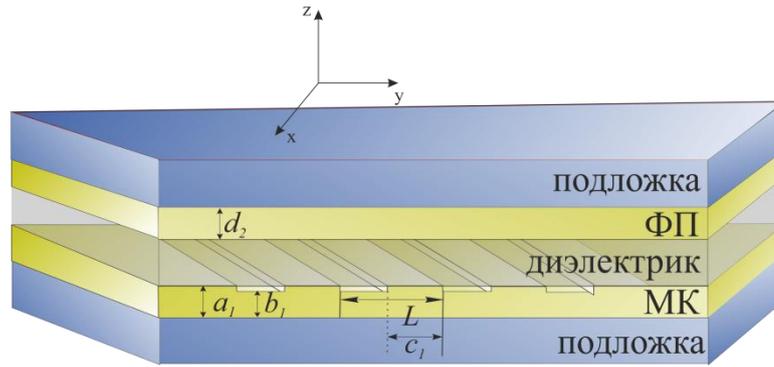


Рисунок 2.17 - Схема структуры МК/ФП.

Дисперсионные характеристики ПМСВ для такой структуры могут быть рассчитаны с использованием соотношения (1.62). В этом случае первые две строки определителя описывают МК, в третья и четвертая строки – ФП. Соответственно, для рассматриваемой структуры МК/ФП в третьей и четвертой строке определителя необходимо положить  $\delta d = 0$ , т.к. для ФП  $\Delta_2 = 0$ . Тогда получим дисперсионное соотношение для связанной структуры МК/ФП, которое будет иметь более простой вид, по сравнению с (1.62):

$$\begin{vmatrix} \Omega_{1_0}^S & \beta_{1_{-1}}^S & \theta_{1_0}^S & \rho_{1_0}^S \\ \beta_{1_0}^S & \Omega_{1_{-1}}^S & \rho_{1_{-1}}^S & \theta_{1_{-1}}^S \\ \theta_{2_0}^S & 0 & \Omega_{2_0}^S & 0 \\ 0 & \theta_{2_{-1}}^S & 0 & \Omega_{2_{-1}}^S \end{vmatrix} = 0. \quad (2.5)$$

На рис. 2.18 показаны дисперсионные характеристики для ПМСВ в структуре МК/ФП, рассчитанные по дисперсионному соотношению (2.5). Основной особенностью ПМСВ в структуре МК/ФП является формирование помимо двух запрещенных зон, характерных для структуры из двух одинаковых МК (закрашенные области 1 и 2) дополнительной третьей запрещенной зоны (закрашенная область 3). Дополнительная запрещенная зона образуется в результате взаимодействия прямой симметричной и отраженной антисимметричной, а также прямой антисимметричной и отраженной симметричной волн. Подробно характеристики данной зоны исследованы в работе [72]. Заметим, что третья запрещенная зона формируется также в несимметричной структуре, состоящей из МК-1 и МК-2 с разными геометрическими параметрами (случай МК/ФП является предельным, т.к. глубина канавки в ФП равна нулю) и структуре, состоящей из МК-1 и МК-2 с одинаковыми параметрами, но сдвинутыми относительно друг друга. Кроме этого, запрещенные зоны для симметричной и антисимметричной мод могут

перекрываться при малых значениях параметра  $K$ , как показано на рис. 2.18б. В этом случае в области перекрытия запрещенных зон образуется запрещенная зона для обоих типов волн – полная запрещенная зона, показанная темной заливкой на рис. 2.18б. Центральная частота данной запрещенной зоны совпадает с центральной частотой запрещенной зоны для одиночного МК  $f_B$ .

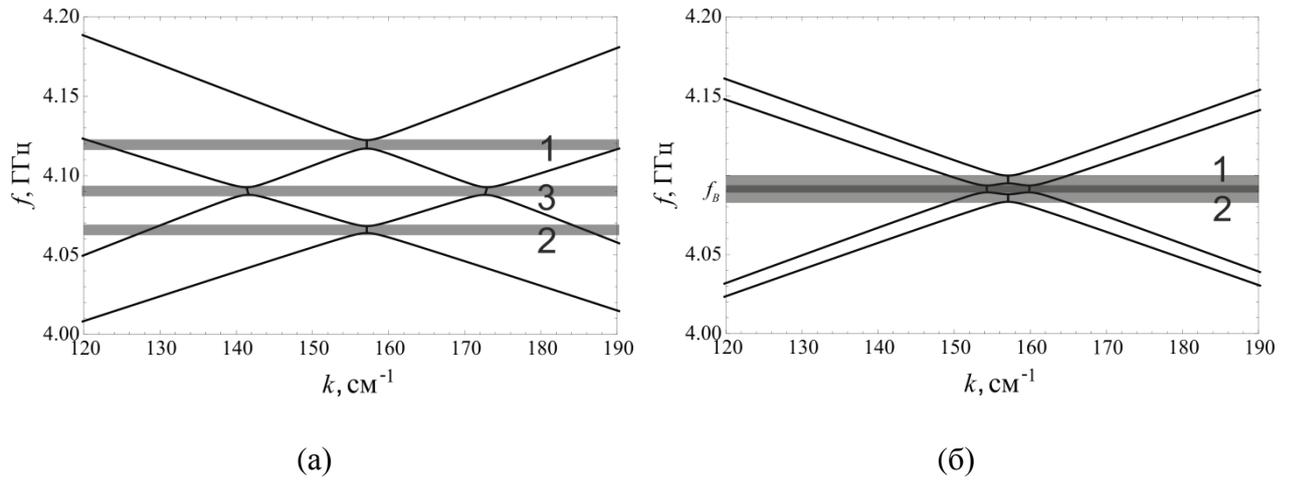


Рисунок 2.18 - Дисперсионные характеристики ПМСВ в структуре МК/ФП при (а)  $K = 0.1$ ,  
 (б)  $K = 0.02$  ( $\delta d_1 = 0.11$ ,  $c_1 = L/2$ ,  $a_1 = 13$  мкм,  $b_1 = 2$  мкм,  $a_2 = 12$  мкм,  
 $H_0 = 735 \text{ Э}$ ,  $4\pi M_0 = 1750$  Гс).

Для описания волновой эволюции амплитуд огибающих ПМСВ в структуре МК/ФП может также использоваться система уравнений (1.75), полученная для МК-1/МК-2. В этом случае первая пара уравнений будет описывать МК, а вторая пара уравнений - ФП. Во второй паре уравнений для ФП необходимо положить  $\kappa_2 = \sigma_2 = 0$ , т.к. для ФП  $\delta d_2 = 0$ . Перепишем получившуюся систему для рассматриваемого случая при  $d_0 = d_{0_1} = d_2$ ,  $\Delta_{1,2} = \Delta$ ,  $\omega_{M_{1,2}} = \omega_M$  в линейном приближении ( $\gamma = 0$ ):

$$\begin{cases} j\left(\frac{\partial A_1}{\partial t} + V \frac{\partial A_1}{\partial y}\right) + \eta_0 A_1 + \chi_0 A_2 + \kappa_0 B_1 + \sigma_0 B_2 = 0; \\ j\left(\frac{\partial B_1}{\partial t} - V \frac{\partial B_1}{\partial y}\right) + \eta_{-1} B_1 + \chi_{-1} B_2 + \kappa_{-1} A_1 + \sigma_{-1} A_2 = 0; \\ j\left(\frac{\partial A_2}{\partial t} + V \frac{\partial A_2}{\partial y}\right) + \eta_0 A_2 + \chi_0 A_1 = 0; \\ j\left(\frac{\partial B_2}{\partial t} - V \frac{\partial B_2}{\partial y}\right) + \eta_{-1} B_2 + \chi_{-1} B_1 = 0. \end{cases} \quad (2.6)$$

$$\text{где } V = \frac{\omega_M^2 d_0}{4\omega}; \quad \chi_{0,-1} = KVk_{0,-1}; \quad \kappa_{0,-1} = \frac{\delta d}{2} V k_{-1,0}; \quad \sigma_{0,-1} = \frac{K\delta d}{2} V k_{-1,0}, \quad \eta_{0,-1} = \omega_{0,-1} - \omega,$$

$$\omega_{0,-1} = \sqrt{\omega^2 - \omega_{\perp}^2 - \frac{\omega_M^2 k_{0,-1} d_0}{2}}.$$

Численное исследование распространение сигнала в такой структуре проводилось на основе численного решения системы (2.6) с начальными и граничными условиями, заданными соотношениями (2.2). Причем в этом случае  $A_{01}$  в соотношениях имеет смысл амплитуды импульса на входе в МК, а  $A_{02}$  – амплитуды импульса на входе в ФП.

Структура МК/ФП имеет один входной порт и четыре выходных, которые показаны на рис. 2.19а. Коэффициенты пропускания для первого слоя (МК) и второго слоя (ФП) введем соотношениями (2.3), (2.4). Коэффициент пропускания через МК ( $T_1$ ) – определяет долю входной мощности, вышедшую через порт 2; коэффициент пропускания через однородную плёнку ( $T_2$ ) – через порт 4.

Эволюция сигнала зависит от того, куда подается входной импульс: в ФП или в МК. Пусть входной сигнал подается в МК (порт 3), т.е. зададим  $A_{01} \neq 0, A_{02} = 0$  в граничных условиях (2.2). В этом случае, в зависимости от частоты сигнала возможны два режима. Первый режим реализуется, если частота сигнала лежит в полной запрещенной зоне (см. рис. 2.18б). Тогда в системе (2.6) имеем  $\eta_{0,-1} = 0$ . В этом случае наблюдается отражение сигнала от МК, механизм которого описан в разделе 1.1, что приводит к тому, что сигнал выйдет с порта 3. Второй режим реализуется, если частота сигнала не попадает в запрещенную зону. В этом случае имеет место периодическая перекачка мощности между слоями, как для случая ФП-1/ФП-2, рассмотренного в разделе 1.2. Если выбрать длину структуры кратной половине длины линейной перекачки (в соотношении (1.61)  $n = 1$ ), выходной сигнал поступит на порт 2.

Более интересным является случай, если входной сигнал подается в ФП (как показано красной стрелкой на рис. 2.19а), т.е.  $A_{01} = 0, A_{02} \neq 0$  в начальных и граничных условиях (2.2). Выберем длину структуры  $l$  кратной половине длины линейной перекачки ((в соотношении (1.61)  $n = 1$ )) и будем исследовать зависимость коэффициентов передачи от частоты входного сигнала. Из рис. 1.12 видно, что длина перекачки остается постоянной при изменении частоты лишь в некотором диапазоне значений (горизонтальные участки на кривых на рис. 1.12), который увеличивается при уменьшении расстояния между плёнками  $D$ . Поэтому далее будем выбирать параметры

задачи так, чтобы работать в данном диапазоне частот (при  $d = d_0 = 12$  мкм,  $D = 50$  мкм,  $H_0 = 735 \text{ \AA}$ ,  $4\pi M_0 = 1750$  Гс длина перекачки  $\lambda \approx 0.5$  мм для диапазона частот от 4 ГГц до 4.2 ГГц).

На рис. 2.19в приведена зависимость коэффициентов передачи для МК  $T_1$  (черная кривая) и для ФП  $T_2$  (синяя кривая) от частоты входного сигнала. Видно, что коэффициент пропускания для МК  $T_1$  имеет характерный минимум на частоте 4.09 ГГц, соответствующий центру запрещенной зоны связанной структуры МК/ФП. На этой же частоте наблюдается максимум коэффициента пропускания для однородной плёнки  $T_2$ . Следовательно, сигнал, поступающий в ФП на частоте запрещенной зоны, не перекачивается в МК, а проходит через ФП без искажений. Описанное поведение коэффициентов передачи приведет к разделению сигнала по выходным портам структуры МК/ФП. Сигнал на частоте запрещенной зоны будет выходить из ФП, т.е. через порт 2. Сигнал на частотах вне запрещенной зоны будет выходить из МК, т.е. через порт 4 (это связано с тем, что на выбранной длине сигнал полностью перекачивается в МК). Таким образом, в зависимости от частоты, сигнал выходит через разные порты структуры, т.е. структура МК/ФП позволяет осуществлять частотное разделение каналов.

С другой стороны, подавая сигнал на частоте запрещенной зоны в ФП, а сигнал с частотой вне запрещенной зоны в МК, получим оба сигнала на выходе ФП (см. рис. 2.19б). Данный эффект объясняется тем, что сигнал, подаваемый в МК на частоте, лежащей вне запрещенной зоны сигнал не будет испытывать влияния периодической решетки, а будет перекачиваться в ФП. В свою очередь сигнал, подаваемый в ФП на частоте, лежащей в запрещенной зоне, не будет перекачиваться в МК. Таким образом, структура МК/ФП позволяет также осуществлять частотное уплотнение каналов.

Описанный эффект позволяет рассматривать структуру МК/ФП в качестве базового элемента для частотного мультиплексирования/демультиплексирования сигналов. Причем данный элемент позволяет как разделять входные сигналы по частотам, выводя их через разные выходные порты; так и объединять сигналы на разных частотах, подаваемые на разные входные порты, выводя их с одного выходного порта. Устройства мультиплексирования/демультиплексирования в свою очередь являются одними из базовых элементов телекоммуникаций и, в частности, широко используются в компьютерных сетях и волоконной оптике [24; 25].

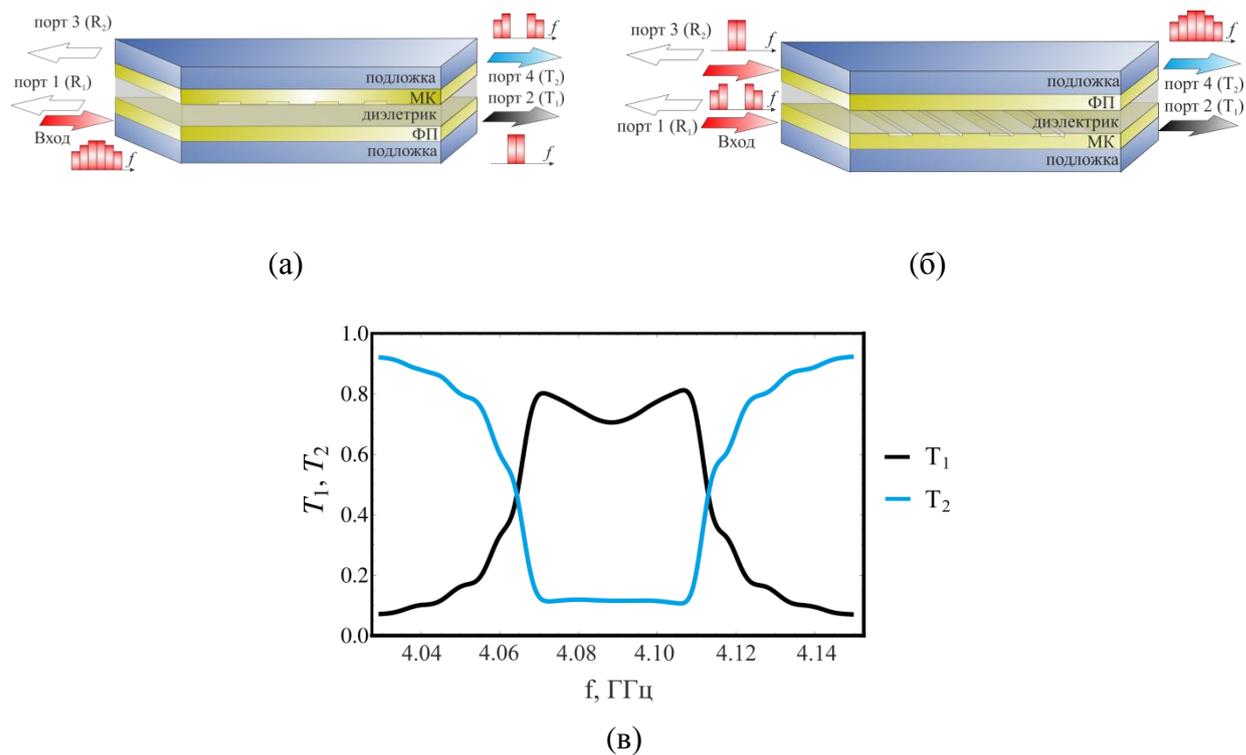


Рисунок 2.19 - Схема портов структуры МК/ФП в режиме (а) демультимплексора, (б) мультиплексора. (в) Зависимость коэффициентов передачи МК ( $T_1$  - черная кривая) и ФП ( $T_2$  – синяя кривая) от частоты входного сигнала при  $A_{01} = 0$ ,  $A_{02} \neq 0$ .

Заметим, что одиночный МК также позволяет выделять сигнал на частотах вне запрещенной зоны, однако, в этом случае сигнал на частотах запрещенной зоны выходит через входной порт структуры и его сложно отделить от входного сигнала. В структуре МК-1/МК-2 также возможно демультимплексирование: частоты в запрещенной зоне выйдут из порта 3, а вне запрещенной зоны - из порта 4 (см. рис. 2.1). Однако, механизм в этом случае принципиально отличается: сигнал на частотах запрещенной зоны поступает во второй слой (в данном случае – МК-2) и отражается от него, то время, как в структуре ФП/МК сигнал на частоте запрещенной зоны не может перекачаться в второй слой (в данном случае – МК), т.к. условия распространения в слое ФП более «благоприятные» (отсутствует решетка). В результате в структуре МК-1/МК-2 разделяемые сигналы на разных частотах распространяются в одном слое (в МК-2) в разных направлениях и выходят через разные порты. В структуре МК/ФП разделяемые сигналы на разных частотах распространяются в разных слоях (ФП и МК, соответственно) в одном направлении и выходят через разные порты, что позволяет проще разделять сигналы.

Известно, также, что в слоистой структуре на основе ФП-1/ФП-2 также существует возможность частотного разделения каналов [77]. Однако, механизм частотного разделения в этом случае принципиально отличается от описанного выше и связан и зависимостью длины перекачки от частоты (1.12). Недостатком использования структуры ФП-1/ФП-2 по сравнению со структурой МК/ФП является то, что эффективно разделяться будут только сигналы, для которых длина перекачки отличается вдвое.

### 2.3.2 Нелинейные переключения

Перейдём к рассмотрению особенностей нелинейных эффектов в структуре МК/ФП на частоте входного сигнала, лежащей в центре полной запрещенной зоны. Система нелинейных волновых уравнений для амплитуд огибающих в структуре МК/ФП в этом случае может быть получена из уравнений (2.1) для МК-1/МК-2 при условии, что  $\kappa = \sigma = 0$  в третьей и четвертой строке определителя, т.к. для ФП  $\delta d_2 = 0$  ( $\Delta_2 = 0$ ).

Для численного решения полученной системы использовались те же начальные и граничные условия, что и в линейном случае (2.2). Наиболее интересным является случай возбуждения двух нормальных волн в структуре, т.е. сигнал подается в один из слоев связанной структуры. При этом рассматривались две ситуации: либо  $A_{01} \neq 0$ ,  $A_{02} = 0$  (сигнал подается в МК), либо  $A_{01} = 0$ ,  $A_{02} \neq 0$  (сигнал подается в ФП). Длина структуры выбиралась равной половине длины линейной перекачки (в соотношении (1.61)  $n = 1$ ).

Проводилось исследование пространственно-временной эволюции амплитуды огибающей и рассчитывались коэффициенты пропускания и отражения для каждого слоя по формулам (2.3), (2.4). Аналогично, как это делалось для случая МК-1/МК-2 в разделе 2.1, исследовалось поведение коэффициентов пропускания и отражения для слоев структуры при увеличении амплитуды входного сигнала. На основании проведенных расчетов было показано, что в структуре МК/ФП также возможны нелинейные переключения, т.е. при увеличении входной амплитуды сигнал выходит из разных портов структуры. Расчеты проводились при следующих параметрах:  $f = 4.09$  ГГц,  $H_0 = 735$  Э,  $4\pi M_{0,2} = 1750$  Гс,  $d = d_0 = 12$  мкм, величины  $\Delta_1$  и  $D$ , от которых зависят параметры  $\chi$  и  $\kappa$  варьировались.

На основании проведенных расчетов были построены карты параметров ( $\kappa$ ,  $\chi$ ), на которых выделены области с разным количеством нелинейных переключений при увеличении амплитуды входного сигнала. Важной особенностью является то, что

полученные карты различны в зависимости от типа начального возбуждения – сигнал подается в ФП или в МК.

На рис. 2.20 показан случай, когда входной сигнал подается в ФП ( $A_{01} = 0, A_{02} \neq 0$ ), т.е. на порт 1 (рис. 2.19а). На карте видно две характерные области (область ОП-2 и область без переключений). При параметрах из области ОП-2 имеет место одно переключение: сигнал малой амплитуды выходит через порт 4, сигнал большой амплитуды через порт 2. Такое поведение объясняется следующим. В области ОП-2  $\chi > \kappa$  (связь между прямыми и отраженными волнами в МК слабее, чем связь между слоями), что приводит к тому, что структура МК/ФП ведет себя аналогично структуре ФП-1/ФП-2. В этом случае имеет место эффект подавления линейной перекачки при увеличении амплитуды входного сигнала, описанный в разделе 1.1.

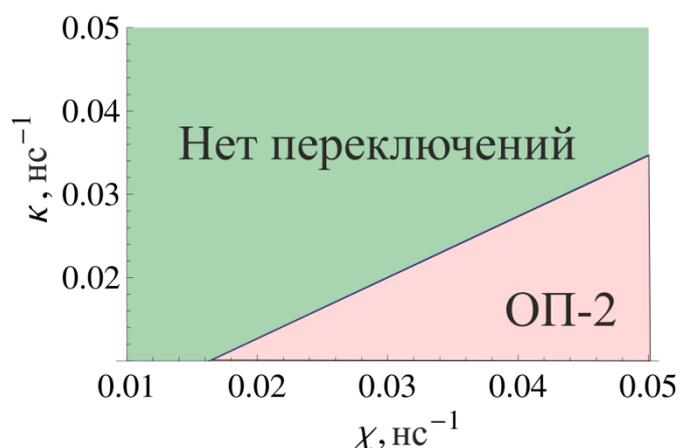


Рисунок 2.20 - Карта параметров ( $\kappa, \chi$ ), иллюстрирующая различные режимы нелинейных переключений в структуре МК/ФП при увеличении амплитуды входного сигнала при подаче сигнала в ФП.

При других параметрах сигнал не перекачивается в МК и выходит из порта 2, как при малой, так и при большой амплитуде входного сигнала. В этом случае  $\chi < \kappa$  (связь между прямыми и отраженными волнами в МК сильнее, чем связь между слоями) имеет место эффект, описанный в разделе 2.3.1 при малой амплитуде входного сигнала. При большой входной амплитуде имеет место эффект подавления линейной перекачки и сигнал также выходит из порта 2. При параметрах из этой области не наблюдается переключений между портами структуры при увеличении амплитуды входного сигнала. Главным отличием структуры МК/ФП от структуры МК-1/МК-2 является то, что при подаче сигнала в ФП в структуре МК/ФП не реализуется режим двойного нелинейного

переключения. Это связано с тем, что сигналу «выгоднее» распространяться в однородной плёнке, чем перекачиваться в МК при увеличении параметра  $\kappa$ .

Рассмотрим случай возбуждения МК ( $A_{01} \neq 0, A_{02} = 0$ ), т.е. сигнал подается в порт 1 (рис. 2.19б). При таком способе возбуждения на карте параметров ( $\kappa, \chi$ ) наблюдаются три характерные области (рис. 2.21). При параметрах из области ОП-2 происходит одно переключение между портами 4 и 2 при увеличении амплитуды входного сигнала: сигнал малой амплитуды выходит через порт 4 (т.к. длина структуры кратна половине длины линейной перекачки), сигнал большой амплитуды через порт 2. В этой области  $\chi > \kappa$  и ситуация аналогична области ОП-2 на рис. 2.20, т.е. имеет место эффект подавления линейной перекачки. При параметрах из области ОП-1 происходит одно переключение между портами 1 и 2: сигнал малой амплитуды выходит через порт 1, сигнал большой амплитуды через порт 2. В этой области  $\chi < \kappa$  и ситуация аналогична области ОП-2 на рис. 2.20, т.е. имеет место эффект нелинейного переключения МК. Наиболее интересной является область ДП, в которой  $\chi \approx \kappa$ . В этом случае имеет место двойное нелинейное переключение между портами 1, 4 и 2: сигнал малой амплитуды выходит через порт 1, сигнал с амплитудой, лежащей в некотором диапазоне значений, выходит через порт 4, сигнал большой амплитуды через порт 2. Будем назвать такое поведение системы – двойное нелинейное переключение типа 3 (ДП-3). Двойное нелинейное переключение, как и в структуре МК-1/МК-2 (см. раздел 2.1.2), объясняется совместным проявлением двух нелинейных эффектов, характерных для одиночного МК и ФП-1/ФП-2, а именно нелинейным переключением МК и подавлением линейной перекачки. Главным отличием двойного нелинейного в структуре МК/ФП от двойного нелинейного переключения типа 1 (ДП-1) и двойного нелинейного переключения типа 2 (ДП-2) в структуре МК-1/МК-2 является то, что ДП-3 в МК/ФП происходит между другими портами. Это связано с тем, что при подаче сигнала в МК, сигнал может перекачиваться в ФП, но не отражается от неё (т.к. в ней нет периодичности). Это приводит к тому, что в структуре МК/ФП сигнал не поступает на порт 3 ни при какой амплитуде входного сигнала. Заметим также, что в отличие от структуры МК-1/МК-2, двойное нелинейное переключение в структуре МК/ФП сложно наблюдать экспериментально, т.к. в этом случае порт 1 является входным портом и сложно разделить входной и выходной сигналы.

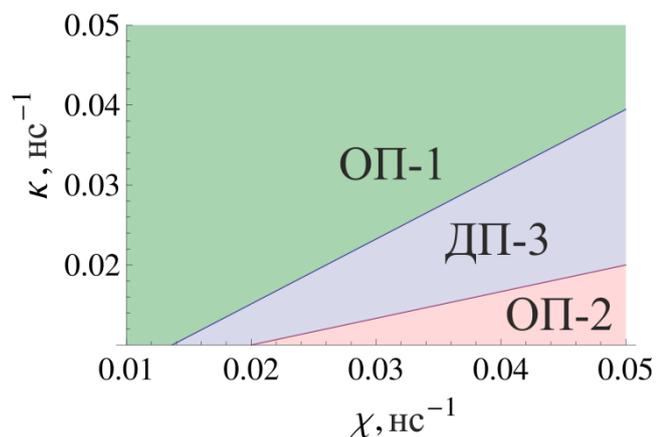


Рисунок 2.21 - Карта параметров ( $\kappa, \chi$ ), иллюстрирующая различные режимы нелинейных переключений в структуре МК/ФП при увеличении амплитуды входного сигнала при подаче сигнала в МК.

## 2.4 Выводы

В главе 2 на основе теоретического исследования выявлен ряд нелинейных эффектов в структурах МК-1/МК-2 и МК/ФП, обусловленных влиянием связи и периодичности структуры.

В структуре МК-1/МК-2 в зависимости от коэффициентов связи реализуются различные режимы разделения сигнала по слоям связанной структуры при увеличении амплитуды сигнала при условии, что на длине структуры укладывается кратное число полудлин линейной перекачки, а импульс подается в МК-1. При возбуждении двух нормальных волн на частоте, соответствующей центру запрещенной зоны, имеют место следующие нелинейные эффекты:

- Если коэффициент связи между слоями структуры много больше коэффициента между прямой и отраженной волнами, то при малой амплитуде сигнал перекачивается в МК-2, при большой входной амплитуде сигнал проходит через МК-1, как бы «не замечая» МК-2. Наблюдается, так называемый, «заграждающий режим». Имеет место одно нелинейное переключение. Если коэффициент связи между слоями структуры много меньше коэффициента между прямой и отраженной волнами, то при малой амплитуде подаваемый импульс отражается от МК-1, при большой – проходит через МК-1. Также имеет место одно нелинейное переключение.

- Если коэффициенты связи близки по значениям реализуется эффект двойного нелинейного переключения. Эффект двойного нелинейного переключения заключается в следующем: при малой входной амплитуде импульс отражается от МК-2, при увеличении входной амплитуды имеет место первое переключение – импульс проходит через связанную структуру и выходит из МК-2, при дальнейшем увеличении амплитуды имеет место второе переключение – импульс выходит из МК-1. Основным механизмом эффекта двойного нелинейного переключения является одновременное проявление нелинейных эффектов характерных для одиночного МК и для двух однородных плёнок, имеющих разные пороговые амплитуды. На основе эффекта двойного нелинейного переключения предложена принципиальная схема многофункционального нелинейного ответвителя, в котором в зависимости от входной мощности сигнал выходит через разные порты связанной структуры.

В структуре МК-1/МК-2 на частотах, лежащих в запрещенной зоне связанной структуры, имеет место формирование щелевых солитонов при увеличении амплитуды входного сигнала. Щелевой солитон формируется как в МК-1, так и в МК-2. По мере распространения происходит перекачка энергии из одного слоя в другой, в результате чего возникают пульсирующие в противофазе квазисолитоны, принадлежащие разным МК. Длина, на которой происходит перекачка энергии между слоями, зависит от параметра периодичности  $K$  и амплитуды входного сигнала. Кроме того, щелевые солитоны формируются только в некотором диапазоне значений параметра связи между МК.

Показано, что при распространении МСВ в структуре МК/ФП в линейном случае возможны эффекты частотного разделения/уплотнения сигнала по портам структуры. В случае, когда многочастотный сигнал подается в ФП, а на длине структуры укладывается кратное число полудлин линейной перекачки, то сигнал на частотах, лежащих вне запрещенной зоны, выходит из ФП, а сигнал на частотах запрещенной зоны выходит из МК. Если же сигнал на частоте вне запрещенной зоны подается в МК, а сигнал в запрещенной зоне подается в ФП, то оба сигнала окажутся на выходе ФП. Данная структура может быть положена в основу устройств мультиплексирования и демультиплексирования сигналов.

В структуре МК/ФП наблюдаются эффекты нелинейного переключения, причем характер переключений зависит от способа возбуждения структуры, т.е. от того, куда

подается входной сигнал, в ФП, либо МК. При подаче сигнала в ФП реализуется только одно переключение. При подаче сигнала в МК существует область параметров связи, в которой реализуется двойное нелинейное переключение. В отличие от двойного переключения в структуре МК/МК, двойное переключение в структуре МК/ФП происходит между другими портами.

### ГЛАВА 3. ВОЛНОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ В СЛОИСТОЙ МУЛЬТИФЕРРОИДНОЙ СТРУКТУРЕ НА ОСНОВЕ МК И СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКА (СЭ)

Как уже отмечалось во введении, мультиферроидные структуры открывают широкие возможности по управлению характеристиками волн, распространяющихся в них за счёт взаимодействия электрической и магнитной подсистем [108–110]. Наиболее простой мультиферроидной структурой на основе ферромагнитных плёнок является структура ферромагнитная пленка - сегнетоэлектрик (ФП/СЭ) [148]. Основной особенностью мультиферроидных структур типа ФП/СЭ является гибридизация электромагнитной волны (ЭМВ) и магнитостатической волны (МСВ) на частотах фазового синхронизма и возникновение гибридных электромагнитно-спиновых волн (ГЭМСВ) [92; 115–119].

Данная глава посвящена исследованию особенностей гибридизации волн в периодических мультиферроидных структурах. Рассматривается два типа структур: двуслойные периодические структуры магнетонный кристалл - сегнетоэлектрик (МК/СЭ) и трёхслойные периодические структуры магнетонный кристалл - сегнетоэлектрик - магнетонный кристалл (МК-1/СЭ/МК-2). Основное внимание уделено исследованию влияния слоя сегнетоэлектрика (СЭ) на формирование запрещенных зон в таких структурах. Получены дисперсионные соотношения для ГЭМСВ в данных структурах и исследованы особенности дисперсионных характеристик в зависимости от параметров структур. Продемонстрирована возможность двойного управления шириной и положением запрещенных зон при изменении величины магнитного и электрического поля. Рассматривается влияние магнитной и электрической нелинейности на характеристики запрещенных зон в структуре МК/СЭ.

#### 3.1 Гибридизация волн в слоистой структуре ФП/СЭ

Рассмотрим слоистую структуру, состоящую из ферромагнитной пленки (ФП) толщиной  $d$  и намагниченностью насыщения  $M_0$  и слоя СЭ толщиной  $S$  с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon$  (см. рис. 3.1). Структура бесконечна в направлении осей  $x$  и  $y$ . Внешнее магнитное поле  $\vec{H}_0$  приложено касательно к поверхности пленок вдоль оси  $x$ , а к слою СЭ приложено внешнее электрическое поле напряженности  $\vec{E}_0$  вдоль оси  $z$ .

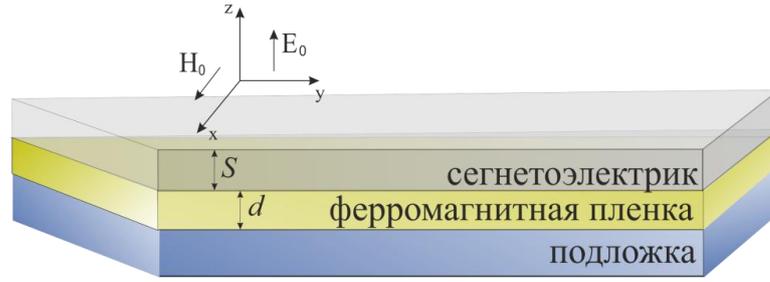


Рисунок 3.1 - Схема исследуемой структуры ФП-СЭ.

В отсутствие слоя СЭ при заданной конфигурации магнитного поля в ФП в направлении оси  $y$  распространяется поверхностная МСВ (ПМСВ), дисперсионное соотношение для которой для основной моды имеет вид [82]:

$$\Omega_0^S = 0, \quad (3.1)$$

где  $\Omega_0^S = \omega^2 - \omega_{\perp}^2 - \frac{\omega_M^2}{4}(1 - \exp(-k_0 d))$   $k_0$  – постоянная распространения волны,  $\omega_H = \gamma H_0$ ,  $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$ ,  $\omega_{\perp}^2 = \omega_H(\omega_H + \omega_M)$ . При  $k_0 d \ll 1$  соотношение для  $\Omega_0^S$  можно представить в виде:

$$\Omega_0^S = \omega^2 - \omega_{\perp}^2 - \frac{\omega_M^2 k_0 d}{4}. \quad (3.2)$$

В слое СЭ, который является диэлектрическим волноводом, распространяются ЭМВ, дисперсионное соотношение для которых имеет вид [118]:

$$\Omega_0^E = 0, \quad (3.3)$$

где  $\Omega_0^E = ABC$ ,  $A = \left( \frac{\omega^2 \varepsilon}{c^2} - k_0^2 \right)$ ,  $B = \left( \frac{\xi}{k_0} + \tan \frac{\xi S}{2} \right)$ ,  $C = \left( \frac{\xi}{k_0} - \cot \frac{\xi S}{2} \right)$ ,

$$\xi^2(k, \omega) = \omega^2 \varepsilon / c^2 - k_0^2.$$

При наложении слоя СЭ на ФП волны начинают влиять друг на друга: поля ПМСВ начинают проникать в СЭ, а поля ЭМВ в ФП. Электромагнитное поле распространяющейся в ФП ПМСВ обладает отличными от нуля компонентами  $E_x$ ,  $H_y$ ,  $H_z$ . ПМСВ порождает волну в слое СЭ с таким же распределением поля, что отвечает волнам ТЕ типа в прямоугольном диэлектрическом волноводе. Рассматриваемые волны имеют только одну компоненту электрического поля  $E_x$  и поэтому в уравнения входит только одна компонента тензора диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{xx} = \varepsilon$ . Поэтому дальнейшие выкладки остаются верными и для анизотропных СЭ, одна из главных осей

которых направлена вдоль  $x$ . ТЕ-волн в СЭ волноводе бесконечно много и их можно пронумеровать в порядке возрастания частоты при фиксированном  $k_0$ . Уравнение  $A=0$  дает решение для нулевой моды, уравнение  $B=0$  дает решение для четных мод, уравнение  $C=0$  дает решение для нечетных мод. Влияние ПМСВ на ТЕ-волну с номером  $i=0$  очень слабое, а на моды с номером  $i>0$ , наоборот, сильное. Это связано с распределением амплитуды электрического поля по толщине СЭ пластины, а для мод с  $i>0$  оно может изменяться. При этом максимальные амплитуды электрического и магнитного полей для ЭМВ независимо от их номера сравнимы по величине. В противоположность этому для ПМСВ электрическое поле меньше магнитного, что объясняется магнитостатической природой волны. Электрическое поле ПМСВ, направленное касательно к границе раздела ФП-СЭ, непрерывно проходит в СЭ и потому остается малым вблизи самой границы. При возбуждении нулевой моды ( $i=0$ ) оно остается малым также и во всех точках пластины, т.е. энергия ТЕ-волны оказывается малой. При возбуждении моды с номером  $i>0$  электрическое поле ПМСВ, проникающее в СЭ, обязано быть малым только на границе раздела. Внутри СЭ электрические и магнитные поля могут быть велики, т.е. велика и энергия ТЕ-волны. Поскольку групповые скорости ПМСВ всегда много меньше групповых скоростей ЭМВ, то возникает точка пересечения дисперсионных характеристик, в которой выполняется условие фазового синхронизма волн: взаимодействие волн резонансно возрастает и возможно образование гибридной электромагнитно-спиновой волны. Точка пересечения дисперсионных кривых МСВ и моды ЭМВ с номером  $i=1$  всегда существует, поскольку эта мода имеет нулевую частоту отсечки. Если при выбранной частоте других пересечений нет, то реализуется двухмодовый режим распространения ГЭМСВ. При увеличении магнитного поля дисперсионная кривая ПМСВ поднимается вверх по частоте, и возникают точки пересечения дисперсионной характеристики ПМСВ с модами ЭМВ с  $i>1$  - реализуется многомодовый режим. Далее будем рассматривать только двухмодовый режим.

Дисперсионное соотношение для ГЭМСВ в структуре ФП-СЭ этом случае имеет вид [118]:

$$\Omega_0^H = 0, \quad (3.4)$$

где  $\Omega_0^H = \Omega_0^S \Omega_0^E - \theta$ ,  $\theta = \varepsilon \omega^2 \omega_M (\omega + \omega_H + \omega_M / 2)(1 - \exp(-2k_0 d)) / 2k_0^2 c^2$  - коэффициент связи между МСВ в ФП и ЭМВ в СЭ, а  $\Omega_0^E$  - дисперсионное соотношение для первой моды ЭМВ ( $i=1$ ) в СЭ, которое при  $k_0 \rightarrow 0$  можно переписать в виде [118]:

$$\Omega_0^E = 0, \quad (3.5)$$

где  $\Omega_0^E = \omega^2 - c^2 \frac{2k_0}{\varepsilon S}$ .

На рис. 3.2 показана первая мода ЭМВ ( $i=1$ ) изолированного СЭ волновода (пунктирная кривая), а также закон дисперсии ПМСВ в изолированной ФП (штриховая кривая), рассчитанные по соотношениям (3.1), (3.3). Видно, что существует точка пересечения их дисперсионных характеристик (точка  $A$  с координатами  $(f_H, k_H)$ ), в которой МСВ и ЭМВ распространяются синхронно. Сплошной кривой показан закон дисперсии ГЭМСВ в структуре ФП-СЭ, рассчитанный по соотношению (3.4). Видно, что вблизи точки  $A$  (т.е. вблизи  $k_0 = k_H$ , здесь и далее на рисунках  $k_0$  обозначено как  $k$ ) происходит гибридизация волн, что приводит к расталкиванию дисперсионных кривых и образованию двух ветвей ГЭМСВ – медленной ГЭМСВ (ГЭМСВ-б, ветвь 1) и быстрой ГЭМСВ (ГЭМСВ-м, ветвь 2), показанной сплошной кривой на рис. 3.2. При увеличении  $\varepsilon$  уменьшается наклон дисперсионной ветви ЭМВ, а, следовательно, изменяется и положение точки гибридизации  $A$ , которая сдвигается в область больших  $k_0$ .

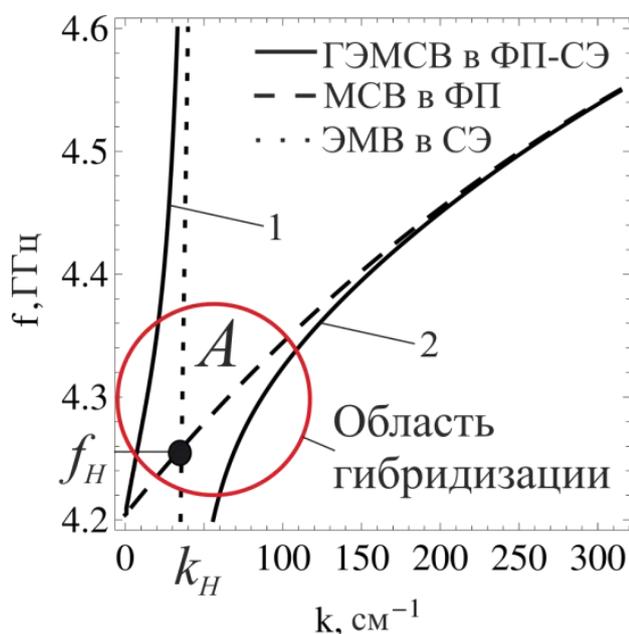


Рисунок 3.2 - Дисперсионные характеристики ЭМВ в изолированном СЭ (пунктирные кривые), МСВ в изолированном ФП (штриховые кривые), ГЭМСВ в ФП-СЭ (сплошные кривые) ( $\varepsilon = 3000$ ,  $d = 11$  мкм,  $S = 500$  мкм,  $H_0 = 860$  Э,  $4\pi M_0 = 1750$  Гс).

## 3.2 Гибридизация волн в слоистой структуре МК/СЭ

### 3.2.1 Вывод дисперсионного соотношения

Перейдём к рассмотрению периодической мультиферроидной структуры. Рассмотрим слоистую структуру, состоящую из МК и слоя СЭ (см. рис. 3.3). Магнетонный кристалл представляет собой ФП на поверхности которой создана периодическая система канавок, аналогично МК, описанному в главе 1. Слой СЭ аналогичен, описанному в предыдущем разделе 3.1. Структура бесконечна в направлении осей  $x$  и  $y$ . Электрическое и магнитное поля приложены так же, как описано в разделе 3.1.

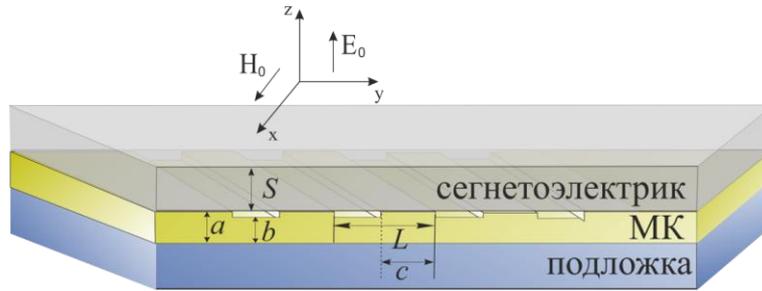


Рисунок 3.3 - Схема исследуемой структуры МК/СЭ.

Для получения дисперсионного уравнения для волн в периодической структуре МК/СЭ воспользуемся методом связанных волн, подробно описанном в разделе 1.1.1. Для получения дисперсионного соотношения с использованием метода связанных волн, необходимо знать волновое уравнение в структуре в отсутствие периодичности. Применим процедуру восстановления волнового уравнения для ГЭМСВ с амплитудой огибающей  $m$  из дисперсионного соотношения (3.4). Вводя в (3.4) следующие замены

$\omega \rightarrow j \frac{\partial}{\partial t}$ ,  $k_0 \rightarrow -j \frac{\partial}{\partial y}$  получим следующее уравнение:

$$\begin{aligned}
 & -\frac{2c^2}{\varepsilon S} \frac{\partial^4 m}{\partial t^2 \partial y^2} + j \frac{\partial^5 m}{\partial t^4 \partial y} - \frac{2c^2 \omega_{\perp}^2}{\varepsilon S} \frac{\partial^2 m}{\partial y^2} + j \omega_{\perp}^2 \frac{\partial^3 m}{\partial t^2 \partial y} - \\
 & -d \left( j \frac{c^2 k_0^2 \omega_M^2}{\varepsilon S} \frac{\partial^3 m}{\partial y^3} + \frac{\omega_M^2}{2} \frac{\partial^4 m}{\partial t^2 \partial y^2} \right) - \\
 & -d \frac{\exp(-2k_0 D) \varepsilon}{c^2} \left( j \omega_M \frac{\partial^3}{\partial t^3} - \left( \omega_H \omega_M + \frac{\omega_M^2}{2} \right) \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) m = 0.
 \end{aligned} \tag{3.6}$$

Далее толщину пленки  $d$  в уравнении (3.6) представим в виде периодической функции вида (1.5).

Решение волнового уравнения (3.6) можно представить в виде суммы пространственных гармоник [82; 140]:

$$m = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \exp[jk_n y], \quad (3.7)$$

где  $A_n$  - комплексные амплитуды гармоник,  $k_n$  - постоянные распространения. В первой зоне Бриллюэна ( $0 \leq k_n L \leq 2\pi$ ,  $n = \dots -2, -1, 0, 1, 2, \dots$ ) при рассмотрении волновых процессов в МК, будем учитывать только нулевые гармоники прямых волн ( $n = 0$ ) и «-1» гармоники отраженных волн ( $n = -1$ ). В этом случае решение волнового уравнения (3.6), с учётом (3.7) может быть представлено в виде суммы прямых и отраженных волн:

$$m = A \exp[j(\omega t - k_0 y)] + B \exp[j(\omega t + k_{-1} y)], \quad (3.8)$$

где  $A, B$  - амплитуды прямых и отраженных ГЭМСВ,  $k_0$  - постоянная распространения нулевой гармоники ( $n = 0$ ),  $k_{-1}$  относится к «-1» гармонике ( $n = -1$ ),  $\omega$  - частота. Величины  $k_0$  и  $k_{-1}$  связаны условием Брэгга (1.8).

Подставляя (1.5) и (3.8) в (3.6), а также отдельно записав системы для прямых и отраженных волн согласно методике, описанной в разделе 1.1.1, получим следующую систему:

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{2c^2}{\varepsilon S} \omega^2 k_0^2 A + \omega^4 k_0 A + \frac{2c^2 \omega_{\perp}^2}{\varepsilon S} k_0^2 A - \omega_{\perp}^2 \omega^2 k_0 A - \\ -k_0^2 d_0 \omega_M^2 \left( \frac{c^2}{\varepsilon S} k_0 - \frac{\omega^2}{2} \right) A - \\ -k_0^2 d_0 \delta d \omega_M^2 \left( -\frac{c^2}{\varepsilon S} k_0 - \frac{\omega^2}{2} \omega^2 \right) A \\ -d_0 (1 + \delta d) \frac{\varepsilon \omega^2}{c^2} \left( -\omega_M \omega - (\omega_H \omega_M + \frac{\omega_M^2}{2}) \right) A = 0; \\ -\frac{2c^2}{\varepsilon S} \omega^2 k_{-1}^2 B - \omega^4 k_{-1} B + \frac{2c^2 \omega_{\perp}^2}{\varepsilon S} k_{-1}^2 B + \omega_{\perp}^2 \omega^2 k_{-1} B - \\ -k_{-1}^2 d_0 \omega_M^2 \left( -\frac{c^2}{\varepsilon S} k_{-1} - \frac{\omega^2}{2} \omega^2 \right) B - \\ -k_{-1}^2 d_0 \delta d \omega_M^2 \left( \frac{c^2}{\varepsilon S} k_{-1} - \frac{\omega^2}{2} \right) B \\ -d_0 (1 + \delta d) \frac{\omega^2 \varepsilon}{c^2} \left( -\omega_M \omega - (\omega_H \omega_M + \frac{\omega_M^2}{2}) \right) B = 0. \end{array} \right. \quad (3.9)$$

Дисперсионное уравнение для ГЭМСВ в структуре МК/СЭ может быть получено из условия совместности системы (3.9) в следующем виде:

$$\begin{vmatrix} \Omega_0^H & \beta_0^H \\ \beta_{-1}^H & \Omega_{-1}^H \end{vmatrix} = 0. \quad (3.10)$$

Компоненты  $\Omega_0^H$ , приравненные к нулю, представляют собой дисперсионные соотношения для прямой ГЭМСВ и определяется соотношением (3.4) при  $d = d_0$ .

Компоненты  $\Omega_{-1}^H$ , приравненные к нулю - дисперсионные соотношения для отраженной ГЭМСВ и определяется соотношением (3.4) при  $d = d_0$  и  $k_0 \rightarrow k_{-1}$ . Компоненты

$$\beta_{0,-1}^H = -k_{0,-1}^2 d_0 \delta d \omega_M^2 \left( \pm \frac{c^2}{\varepsilon S} k_{0,-1} + \frac{\omega^2}{2} \right) + \frac{\omega^2 \varepsilon}{c^2} \left( \omega_M \omega + \left( \omega_H \omega_M + \frac{\omega_M^2}{2} \right) \right) \quad \text{определяют связь}$$

между прямой и отраженной ГЭМСВ.

### 3.2.2 Механизм формирования запрещенных зон

Рассмотрим предельные случаи решения дисперсионного соотношения (3.10), соответствующие случаю МК, нагруженного диэлектриком, и структуре, состоящей из ФП и слоя СЭ. В первом случае положим  $\varepsilon \rightarrow 1$ , в такой структуре распространяются ПМСВ, нагрузка из диэлектрика мало влияет на дисперсионные характеристики. Дисперсионные характеристики прямой и отраженной МСВ в МК в отсутствие связи между этими волнами (при  $\delta d = 0$ ) показаны штрихом на рис. 3.4. Дисперсионные характеристики этих волн имеют точку пересечения  $B$  с координатами  $(f_B, k_B)$ , вблизи которой взаимодействие волн резонансно возрастает и формируется брэгговская запрещенная зона (закрашенная область  $b$  на рис. 3.4).

Если ферромагнитный слой является однородным по толщине (т.е.  $\delta d = 0$ ), получаем второй предельный случай и уравнение (3.10) переходит в дисперсионное соотношение для структуры ФП/СЭ, которое совпадает с дисперсионным соотношением из [119], записанным для основной моды МСВ и первой моды ЭМВ (3.4). Решение данного дисперсионного соотношения показано на рис. 3.2.

На рис. 3.5 показаны дисперсионные характеристики ГЭМСВ в структуре МК/СЭ, рассчитанные по соотношению (3.10), в отсутствие связи между прямыми и отраженными волнами (штриховые кривые) и при наличии связи между волнами (сплошные кривые).

Видно, что в структуре МК/СЭ формируется две запрещенные зоны (закрашенные области  $b$  и  $c$ ). Одна запрещенная зон формируется в точке пересечения прямых и отраженных ГЭМСВ-м (ветви 2 и 2') (области  $b$ ). Будем называть её основной, т.к. механизм её формирования аналогичен механизму формирования ЗЗ в одиночном МК

(рис. 3.4). Другая запрещенная зона формируется в точке пересечения ГЭМСВ-б и ГЭМСВ-м, (ветви 1 и 1') (области  $c$ ). Будем называть её гибридной, т.к. механизм в одиночном МК такая запрещенная зона не формируется.

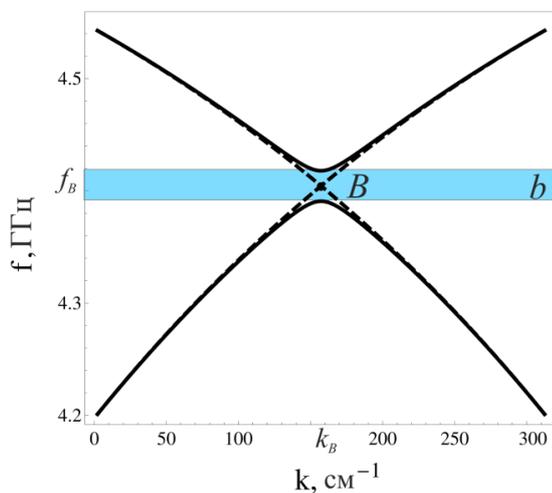


Рисунок 3.4 - Дисперсионные характеристики МСВ в одиночном МК в отсутствии связи между прямой и отраженной волнами (штриховые кривые) и при наличии связи между волнами (сплошные кривые) ( $a = 12$  мкм,  $\Delta = 1$  мкм,  $c_1 = L/2$ ,  $4\pi M_0 = 1750$  Гс,  $H_0 = 860$  Э).

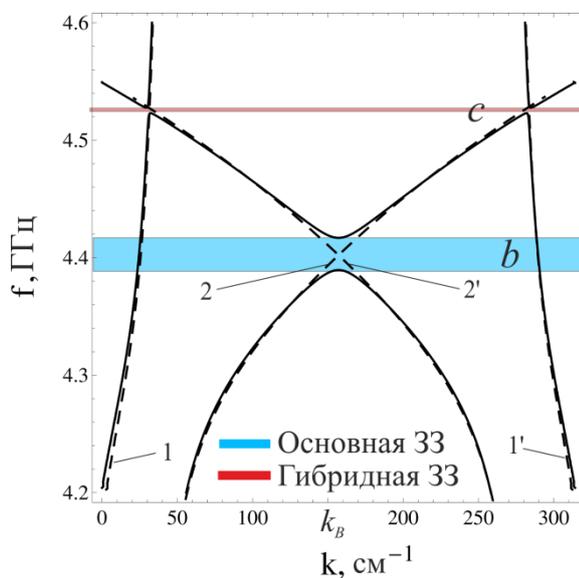


Рисунок 3.5 - Дисперсионные характеристики ГЭМСВ в МК/СЭ в отсутствии связи между прямыми и отраженными волнами (штриховые кривые) и при наличии связи между волнами (сплошные кривые) при  $\varepsilon = 3000$ ,  $S = 500$  мкм (остальные параметры те же, что на рис. 3.4).

Рассмотрим механизм формирования обеих запрещенных зон более детально. На рис. 3.6 приведены дисперсионные характеристики ГЭМСВ в структуре МК/СЭ, показанные на рис. 3.5. Также на рис. 3.6 приведены дисперсионные характеристики следующих типов волн в изолированных слоях:

- прямой и отраженной ЭМВ в СЭ в отсутствие связи между этими волнами (пунктирные кривые),
- прямой и отраженной МСВ в МК в отсутствие связи между этими волнами (штриховые кривые).

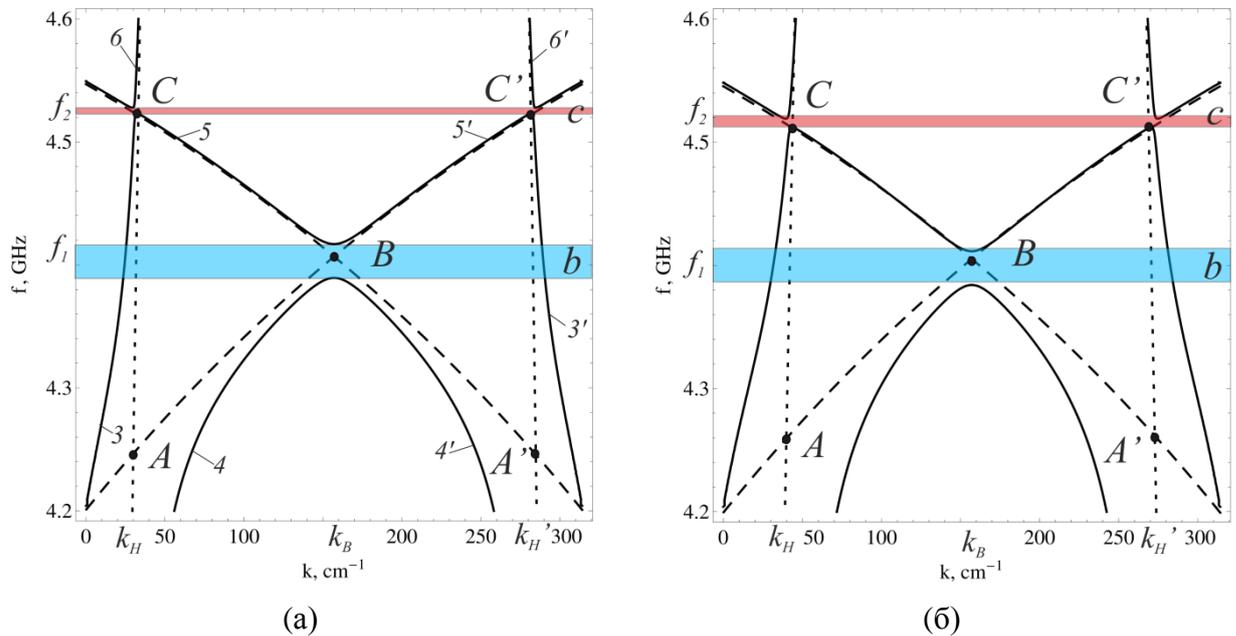


Рисунок 3.6 - Дисперсионные характеристики ЭМВ в изолированном СЭ (пунктирные кривые), МСВ в изолированном ФП (штриховые кривые), ГЭМСВ в МК/СЭ (сплошные кривые) при  $S = 500$  мкм (а)  $\varepsilon = 3000$ , (б)  $\varepsilon = 4000$  (остальные параметры те же, что на рис. 3.4).

Из дисперсионных зависимостей на рис. 3.6 видно, что существует 5 точек пересечения представленных кривых (точки  $A$ ,  $C$ ,  $A'$ ,  $C'$ ,  $B$ ). Гибридизация в точке  $A$  (точке пересечения дисперсионных характеристик прямой МСВ и прямой ЭМВ) происходит за счёт взаимодействия этих волн и аналогична гибридизации, представленной на рис. 3.2 для ФП/СЭ. В результате образуется две ветви ГЭМСВ (ветви 3 и 4, как показано на рис. 3.6а). Гибридизация в точке  $A'$  (точке пересечения дисперсионных характеристик отраженной МСВ и отраженной ЭМВ) имеет аналогичную природу. В результате образуется две ветви ГЭМСВ (ветви 3' и 4' на рис. 3.6а).

В точках  $C$ ,  $C'$  и  $B$  образуются две запрещённые зоны. Основная запрещённая зона (область  $b$ ) образуется вблизи точки  $B$ . Центральная частота основной запрещенной зоны  $f_1$  почти соответствует центральной частоте запрещённой зоны одиночного МК  $f_B$ , а ширина основной зоны  $\Delta f_1 = \Delta f_B$ , где  $\Delta f_B$  - ширина запрещённой зоны одиночного МК.

Гибридная запрещённая зона образуется вблизи точек  $C$ ,  $C'$  за счёт формирования гибридных ветвей 5 и 6 и ветвей 5' и 6' (область  $c$  на рис. 3.6). Гибридная запрещённая зона расположена выше по частоте, чем зона для одиночного МК ( $f_2 > f_B$ , где  $f_2$  – центральная частота гибридной запрещенной зоны) и имеет меньшую ширину  $\Delta f_2 < \Delta f_B = \Delta f_1$ . При  $\varepsilon \rightarrow 0$  гибридная запрещенная зона сужается и в пределе пропадает ( $\Delta f_2 \rightarrow 0$ ).

При увеличении  $\varepsilon$  (см. рис. 3.6б), т.е. при приближении  $k_H$  к  $k_B$ , ширина основной зоны остаётся постоянной, а центральная частота основной зоны  $f_1$  сдвигается к нижней границе полосы пропускания ПМСВ. В свою очередь, с ростом  $\varepsilon$  гибридная запрещенная зона расширяется и сдвигается вниз по частоте, причём центральная частота этой зоны  $f_2$  приближается к центральной частоте запрещённой зоны одиночного МК (к точке  $C$ , т.е.  $f_2 \rightarrow f_B$ ).

Исследуем более подробно возможность управления характеристиками основной и гибридной запрещенных зон. На рис. 3.7а представлены результаты расчёта положения и ширины основной запрещенной зоны (область  $b$ ) и гибридной зоны (область  $c$ ) в зависимости от диэлектрической проницаемости СЭ  $\varepsilon$ . Видно, что с увеличением диэлектрической проницаемости обе запрещенные зоны сдвигаются вниз по частоте. Ширина основной зоны не меняется, т.к. механизм её формирования обусловлен взаимодействием ПМСВ, а гибридная запрещенная зона расширяется, т.к. механизм её формирования связан с взаимодействием ПМСВ и ЭМВ. На рис. 3.7б показаны зависимости положения запрещенных зон от величины внешнего магнитного поля. Видно, что с увеличением поля обе запрещенные зоны сдвигаются вверх по частоте, ширина их не изменяется. На рис. 3.7в показана зависимость положения и ширины основной запрещенной зоны и гибридной зоны от толщины слоя СЭ. Видно, что увеличение толщины слоя приводит к сдвигу запрещенных зон вниз по частоте. Такое поведение объясняется уменьшением наклона ветви ЭМВ при увеличении толщины СЭ.

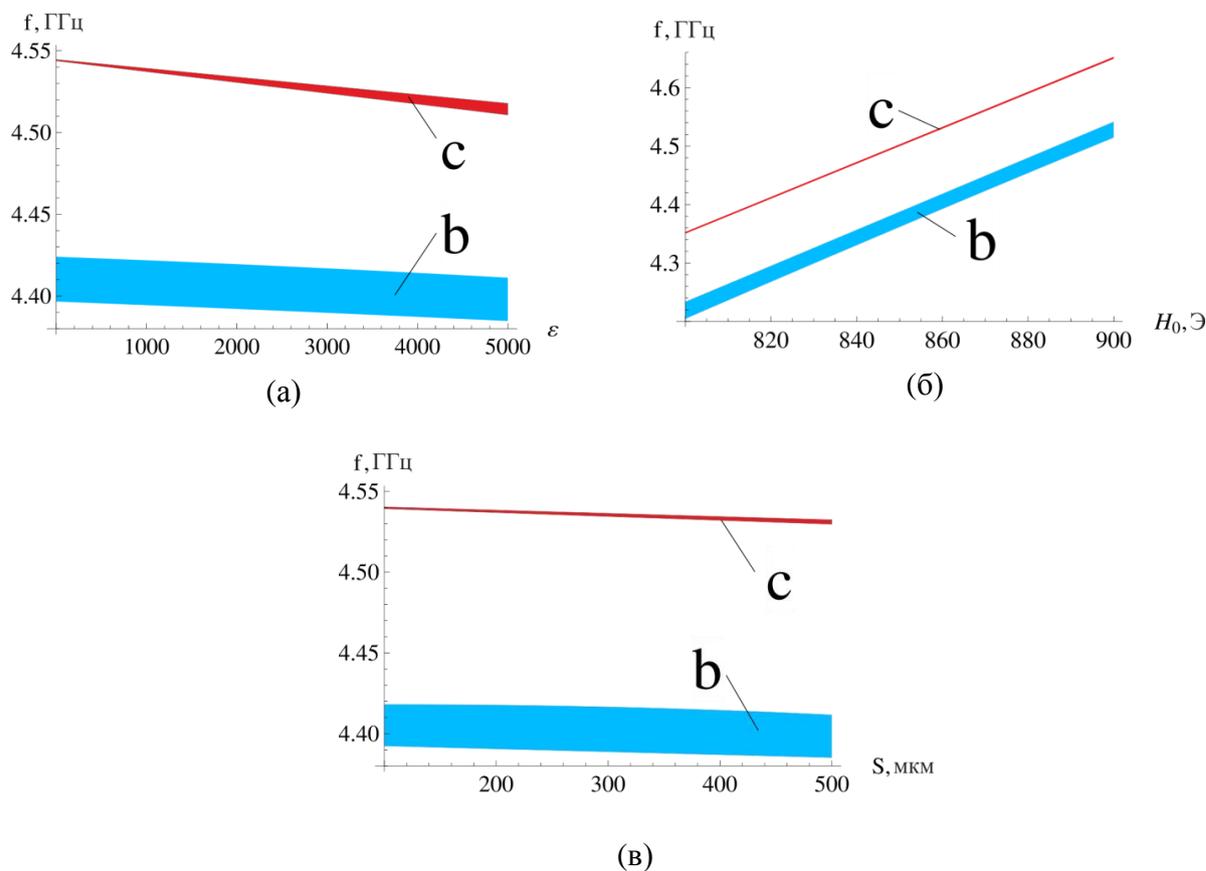


Рисунок 3.7 – Зависимость ширины и положения основной (светлая заливка) и гибридной (темная заливка) запрещенных зон в спектре ГЭМСВ от диэлектрической проницаемости СЭ (а), внешнего магнитного поля (б), толщины слоя СЭ (в).

### 3.3 Гибридизация волн в слоистой структуре МК-1/СЭ/МК-2

#### 3.3.1 Вывод дисперсионного соотношения. Предельные случаи

Для начала рассмотрим слоистую структуру, состоящую из ферромагнитных плёнок ФП-1 и ФП-2 постоянной толщины  $d_{1,2}$  с намагниченностью насыщения  $M_{0,1,2}$ , разделенных слоем СЭ толщиной  $S$ . Внешнее магнитное поле  $\vec{H}_0$  приложено касательно к поверхности пленок вдоль оси  $x$ , а к слою СЭ с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$  приложено внешнее электрическое поле напряженности  $\vec{E}_0$  вдоль оси  $z$ . Структура бесконечна в направлении осей  $x$  и  $y$ .

Будем считать, что в такой структуре имеет место возбуждение двух связанных ГЭМСВ, одна из которых (ГЭМСВ-1) распространяется в структуре ФП-1/СЭ, вторая (ГЭМСВ-2) в структуре ФП-2/СЭ. Связь между ГЭМСВ осуществляется только через слой СЭ. В этом случае волновые уравнения для каждой ГЭМСВ с амплитудами огибающих

$m_{1,2}$  в отсутствие связи между ними, будут иметь вид аналогичный (3.6) с точностью до замены  $d \rightarrow d_{1,2}$ ,  $\omega_M \rightarrow \omega_{M_{1,2}}$ , соответственно. Тогда последнее слагаемое в уравнении

(3.6), записанном для ГЭМСВ-1, имеет вид  $d_2 \frac{\varepsilon}{c^2} \left( j\omega_{M_1} \frac{\partial^3}{\partial t^3} - \left( \omega_H \omega_{M_1} + \frac{\omega_{M_1}^2}{2} \right) \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) m_1$  и

определяет влияние МСВ, распространяющейся в ФП-1 на ЭМВ в СЭ (а также обратное влияние ЭМВ на МСВ). В структуре ФП-1/СЭ/ФП-2 на ЭМВ в СЭ будет также оказывать влияние на МСВ, распространяющаяся в ФП-2. Величина такого влияния будет определяться величиной связи между МСВ в ФП-2 и ЭМВ в СЭ. Связь между МСВ в ФП-2 и ЭМВ в СЭ, в свою очередь описывается последним слагаемым в уравнении (3.6),

записанном для ГЭМСВ-2, и имеющим вид  $d_2 \frac{\varepsilon}{c^2} \left( j\omega_{M_2} \frac{\partial^3}{\partial t^3} - \left( \omega_H \omega_{M_2} + \frac{\omega_{M_2}^2}{2} \right) \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) m_2$ .

Таким образом, взаимное влияние ГЭМСВ-1 и ГЭМСВ-2 будет определяться суперпозицией данных слагаемых в каждом из уравнений для ГЭМСВ-1 и ГЭМСВ-2.

С учётом сделанных предположений и уравнения (3.6) система волновых уравнений для структуры ФП-1/СЭ/ФП-2 будет иметь следующий вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{2c^2}{\varepsilon S} \frac{\partial^4 m_1}{\partial t^2 \partial y^2} + j \frac{\partial^5 m_1}{\partial t^4 \partial y} - \frac{2c^2 \omega_{L_1}^2}{\varepsilon S} \frac{\partial^2 m_1}{\partial y^2} + j\omega_{L_1}^2 \frac{\partial^3 m_1}{\partial t^2 \partial y} - \\ -\omega_{M_1}^2 d_1 \left( j \frac{c^2 k_0^2}{\varepsilon S} \frac{\partial^3 m_1}{\partial y^3} + \frac{1}{2} \frac{\partial^4 m_1}{\partial t^2 \partial y^2} \right) - \\ -d_1 \frac{\varepsilon}{c^2} \left( j\omega_{M_1} \frac{\partial^3}{\partial t^3} - \left( \omega_H \omega_{M_1} + \frac{\omega_{M_1}^2}{2} \right) \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) m_1 \\ -d_2 \frac{\varepsilon}{c^2} \left( j\omega_{M_2} \frac{\partial^3}{\partial t^3} - \left( \omega_H \omega_{M_2} + \frac{\omega_{M_2}^2}{2} \right) \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) m_2 = 0; \\ -\frac{2c^2}{\varepsilon S} \frac{\partial^4 m_2}{\partial t^2 \partial y^2} + j \frac{\partial^5 m_2}{\partial t^4 \partial y} - \frac{2c^2 \omega_{L_2}^2}{\varepsilon S} \frac{\partial^2 m_2}{\partial y^2} + j\omega_{L_2}^2 \frac{\partial^3 m_2}{\partial t^2 \partial y} - \\ -d_2 \left( j \frac{c^2 k_0^2 \omega_{M_2}^2}{\varepsilon S} \frac{\partial^3 m_2}{\partial y^3} + \frac{\omega_{M_2}^2}{2} \frac{\partial^4 m_2}{\partial t^2 \partial y^2} \right) - \\ -d_2 \frac{\varepsilon}{c^2} j \left( \omega_{M_2} \frac{\partial^3}{\partial t^3} - \left( \omega_H \omega_{M_2} + \frac{\omega_{M_2}^2}{2} \right) \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) m_2 \\ -d_1 \frac{\varepsilon}{c^2} j \left( \omega_{M_1} \frac{\partial^3}{\partial t^3} - \left( \omega_H \omega_{M_1} + \frac{\omega_{M_1}^2}{2} \right) \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) m_1 = 0. \end{array} \right. \quad (3.11)$$

Как следует из (3.11) при  $\varepsilon \rightarrow 0$  выполняется предельный переход и уравнения для ФП-1 и ФП-2 оказываются развязанными. Это связано с тем, что в этом случае ГЭМСВ в

слой СЭ не может распространяться, связь между МСВ через слой СЭ пропадает и таким образом, МСВ в ФП-1 и ФП-2 распространяются независимо. В отличие от модели построенной в 1.2.1 для структуры ФП-1/ФП-2, при построении данной модели не учитывалась связь между МСВ в ФП-1 и ФП-2 через ВЧ электромагнитные поля, а учитывалась связь через слой СЭ. Данный вид связи оказывается преобладающим при большой толщине СЭ ( $S > 10^2$  мкм) и больших значениях ( $\varepsilon > 10^3$ ), которые и будут рассматриваться далее.

На следующем этапе будем считать, что на поверхности ФП-1 и ФП-2 создана периодическая система канавок. Т.е. рассматриваемая структура представляет собой два одномерных МК (МК-1 и МК-2) и слоя СЭ толщиной  $S$ , как показано на рис. 3.8 (структура МК-1/СЭ/МК-2). Каждый магнитный кристалл представляет собой ФП толщиной  $a_{1,2}$  с намагниченностью насыщения  $M_{0,1,2}$ , на поверхности которой нанесены неоднородности в виде системы канавок с периодом  $L$ , глубиной  $\Delta_{1,2} = a_{1,2} - b_{1,2}$  и шириной  $c_1$ .

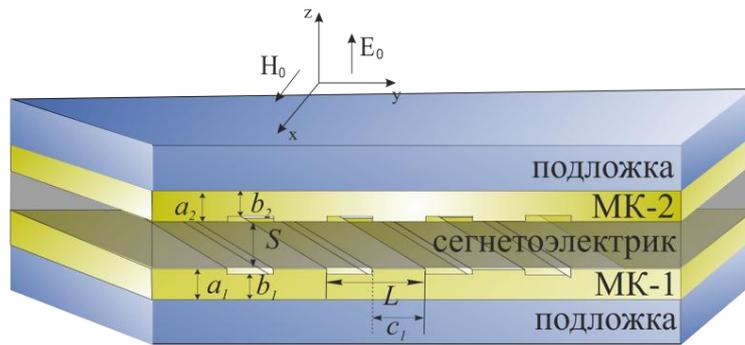


Рисунок 3.8 - Схема структуры МК-1/СЭ-МК-2.

Воспользуемся системой (3.11) с учётом, что  $d_{1,2}$  являются периодическими функциями в виде (1.65). Применим метод связанных волн и зададим решение системы (3.11) в виде суммы прямых и отраженных волн:

$$m_{1,2} = A_{1,2} \exp[j(\omega t - k_0 y)] + B_{1,2} \exp[j(\omega t + k_{-1} y)], \quad (3.12)$$

где  $A_{1,2}$  – амплитуды огибающих прямых волн ГЭМСВ-1 и ГЭМСВ-2,  $B_{1,2}$  – амплитуды огибающих отраженных ГЭМСВ-1 и ГЭМСВ-2,  $k_0$  – постоянная распространения прямых волн,  $k_{-1}$  – постоянная распространения отраженных волн.

Подставляя (1.65) и (3.12) в систему (3.11), получим линейризованную систему уравнений для огибающих прямых и отраженных волн в исследуемой структуре в следующем виде:

$$\begin{cases} \Omega_{1_0}^H A_1 + \theta_1^H A_2 + \beta_{1_{-1}}^H B_1 + \rho_1^H B_2 = 0; \\ \Omega_{1_{-1}}^H B_1 + \theta_1^H B_2 + \beta_{1_0}^H A_1 + \rho_1^H A_2 = 0; \\ \Omega_{2_0}^H A_2 + \theta_2^H A_1 + \beta_{2_{-1}}^H B_2 + \rho_2^H B_1 = 0; \\ \Omega_{2_{-1}}^H B_2 + \theta_2^H B_1 + \beta_{2_0}^H A_2 + \rho_2^H A_1 = 0. \end{cases} \quad (3.13)$$

Подробный вывод системы уравнений (3.13) приведен в приложении В. В системе (3.13) коэффициенты  $\Omega_{1_{0,2}}^H$ , приравненные к нулю, представляют собой дисперсионные соотношения для прямых ГЭМСВ-1 и ГЭМСВ-2, определенные соотношением (3.4) при  $d = d_{0_{1,2}}$ ,  $\omega_M = \omega_{M_{1,2}}$ , соответственно. Коэффициенты  $\Omega_{1_{2,-1}}^H$ , приравненные к нулю, представляют собой дисперсионные соотношения для отраженных ГЭМСВ-1 и ГЭМСВ-2, определенные соотношением (3.4) при  $d = d_{0_{1,2}}$ ,  $\omega_M = \omega_{M_{1,2}}$  и  $k_0 \rightarrow k_{-1}$ . Коэффициенты  $\beta_{1_{0,-1}}^H$  определяют связь между прямой и отраженной ГЭМСВ-1 и задаются соотношением (3.10) при  $d = d_{0_1}$ ,  $\omega_M = \omega_{M_1}$ . Коэффициенты  $\beta_{2_{0,-1}}^H$  определяют связь между прямой и отраженной ГЭМСВ-2 и задаются соотношением (3.10) при  $d = d_{0_2}$ ,  $\omega_M = \omega_{M_2}$ .

Коэффициенты  $\theta_{1,2}^H = -\frac{\omega^2 \varepsilon}{c^2} d_{0_{1,2}} \left( \omega_{M_{1,2}} \omega + \left( \omega_H \omega_{M_{1,2}} + \frac{\omega_{M_{1,2}}^2}{2} \right) \right)$  определяют связь между прямой ГЭМСВ-1 и прямой ГЭМСВ-2, а также между отраженной ГЭМСВ-1 и отраженной ГЭМСВ-2. Коэффициенты  $\rho_{1,2}^H = \delta d_{1,2} \theta_{1,2}^H$  определяют связь между прямой ГЭМСВ-1 и отраженной ГЭМСВ-2 ( $\rho_1^H$ ), а также между отраженной ГЭМСВ-1 и прямой ГЭМСВ-2 ( $\rho_2^H$ ).

Из условия совместности системы (3.13) можно получить дисперсионное соотношение для ГЭМСВ в структуре МК-1/СЭ/МК-2:

$$\begin{vmatrix} \Omega_{1_0}^H & \beta_{1_{-1}}^H & \theta_{1_0}^H & \rho_{1_0}^H \\ \beta_{1_0}^H & \Omega_{1_{-1}}^H & \rho_{1_{-1}}^H & \theta_{1_{-1}}^H \\ \theta_{2_0}^H & \rho_{2_0}^H & \Omega_{2_0}^H & \beta_{2_{-1}}^H \\ \rho_{2_{-1}}^H & \theta_{2_{-1}}^H & \beta_{2_0}^H & \Omega_{2_{-1}}^H \end{vmatrix} = 0. \quad (3.14)$$

Предельным переходом из уравнения (3.14) может быть получено дисперсионное уравнение для ГЭМСВ в структуре ФП-1/СЭ/ФП-2. Полагая  $\delta d_{1,2} = 0$  (т.к.  $\Delta_{1,2} = 0$ ) имеем

$\beta_{1,2,0,-1}^H = \rho_{1,2,0,-1}^H = 0$ ,  $\Omega_{1,2,-1}^H = 0$  и дисперсионное соотношение (3.14) примет вид:

$$\begin{vmatrix} \Omega_{1_0}^H & \theta_1^H \\ \theta_2^H & \Omega_{2_0}^H \end{vmatrix} = 0. \quad (3.15)$$

На рис. 3.9 показана дисперсионная характеристика первой моды ЭМВ ( $i=1$ ) изолированного СЭ слоя (пунктирная прямая), а также закон дисперсии МСВ в изолированных ФП-1 и ФП-2 (штриховые прямые). Механизм гибридизации в этом случае следующий: в первую очередь происходит гибридизация ЭМВ и МСВ в толстой пленке (в точке А), поскольку ее фазовая скорость больше фазовой скорости МСВ в тонкой пленке. После того, как образуется ГЭМСВ-1 (штрих-пунктирные кривые, решение может быть получено из уравнения (3.4)), фазовая скорость ее низкочастотной ветви оказывается близкой к скорости МСВ в тонкой пленке, и происходит дополнительное расталкивание дисперсионных кривых (в точке В). Результирующая ГЭМСВ, возникающая при взаимодействии ЭМВ с ФП-1 и ФП-2, имеет три ветви дисперсии (сплошные кривые): быстрая ГЭМСВ (ГЭМСВ-б, ветвь 1) и 2 медленные ГЭМСВ (ГЭМСВ-м1, ветвь 21 и ГЭМСВ-м2, ветвь 22).

Следует отметить, что точное дисперсионное соотношение для ГЭМСВ в структуре ФП-1/СЭ/ФП-2 было получено в работе [69] на основе решения уравнений Максвелла и сшивания компонент электрических и магнитных полей на границах раздела сред. Механизм гибридизации волн в структуре ФП-1/СЭ/ФП-2, описанный в данном разделе на основе построенной модели, согласуется с результатами работы [138]. Однако, имеет место количественное расхождение полученных результатов с результатами, представленными в данной работе, на величины не более 10 МГц и  $5 \text{ см}^{-1}$ . Данное отличие объясняется рядом приближений и упрощающих предположений, сделанных при построении данной модели.

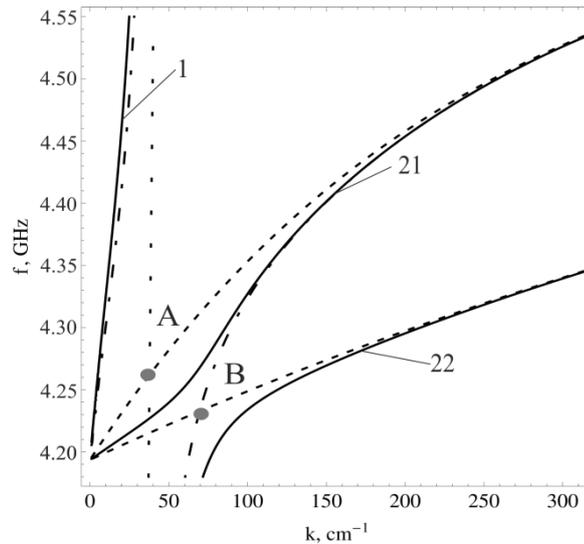


Рисунок 3.9 - Дисперсионные характеристики ГЭМСВ в структуре ФП-1/СЭ/ФП-2 (сплошные кривые), ГЭМСВ-1 (штрих-пунктирные кривая), ЭМВ изолированной слое СЭ (пунктирные кривые), МСВ в структуре ФП-1/ФП-2 (штриховые кривые) ( $a_1 = 26$  мкм,  $a_2 = 12$  мкм,  $S = 500$  мкм,  $\varepsilon = 3000$ ,  $H_0 = 860$  Э,  $4\pi M_0 = 1750$  Гс).

### 3.3.2 Механизм формирования запрещенных зон

На рис. 3.10 показаны дисперсионные характеристики ГЭМСВ в структуре МК-1/СЭ/МК-2, рассчитанные по соотношению (3.14), в отсутствии связи между прямыми и отраженными волнами (штриховые кривые) и при наличии связи между волнами (сплошные кривые). Слева на рисунке по горизонтальной оси отложены действительные значения волновых чисел  $k$ , справа – мнимые значения  $k$ .

Из дисперсионных зависимостей на рис. 3.10 видно, что существует 8 точек пересечения штриховых кривых (точки E, G, G', F, F', C, D, D'). В этих точках будут выполняться условия фазового синхронизма при взаимодействии различных типов волн:

1. Взаимодействие прямых и отраженных ГЭМСВ-м2 (ветви 22 и 22', точка E), образуется запрещенная зона  $c$ .
2. Взаимодействие прямых и отраженных ГЭМСВ-м1 (ветви 21 и 21', точка C), образуется запрещенная зона  $e$ .
3. Взаимодействие ГЭМСВ-м1 и ГЭМСВ-м2 (ветви 21 и 22', точка G; ветви 22 и 21', точка G'), образуется запрещенная зона  $g$ .
4. Взаимодействие прямой ГЭМСВ-б и ГЭМСВ-м1 (ветви 1 и 21', точка D; ветви 1' и 21, точка D'), образуется запрещенная зона  $d$ .

5. Взаимодействие прямой ГЭМСВ-б и ГЭМСВ-м2 (ветви 1 и 22', точка F; ветви 1' и 22, точка F'), образуется запрещенная зона  $f$ .

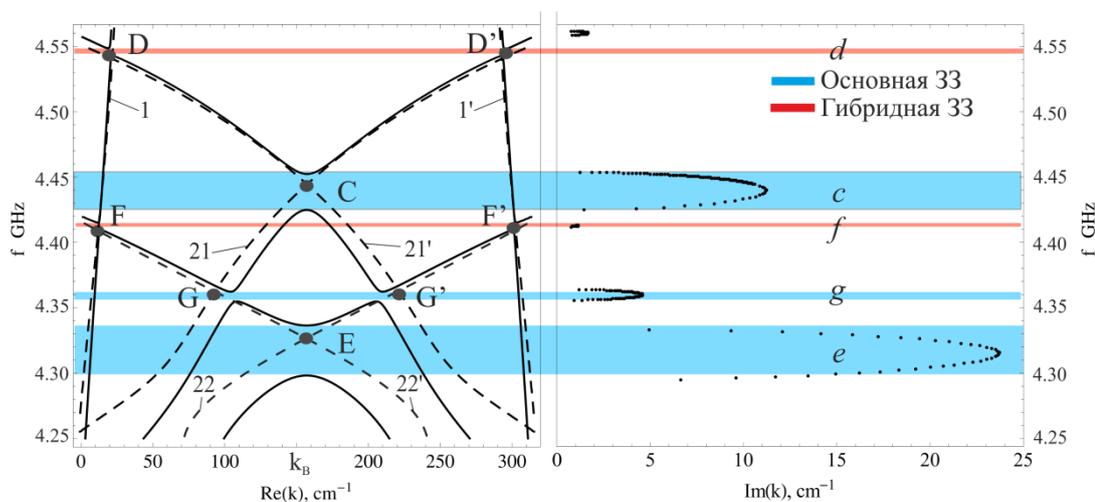


Рисунок 3.10 - Дисперсионные характеристики ГЭМСВ в МК-1/СЭ/МК-2 в отсутствии связи между прямыми и отраженными волнами (штриховые кривые) и при наличии связи между волнами (сплошные кривые) ( $a_1 = 26$  мкм,  $\Delta_1 = 2$  мкм,  $a_2 = 12$ ,  $\Delta_2 = 1$  мкм, остальные параметры как на рис. 3.9).

Таким образом, в структуре МК-1/СЭ/МК-2 имеет место формирование пяти запрещенных зон. Три из которых образованы взаимодействием медленных ГЭМСВ (зоны  $c$ ,  $e$ ,  $g$  показаны синей заливкой). Будем называть данные зоны основными, т.к. механизм их формирования аналогичен механизму формирования ЗЗ в несимметричной структуре МК-1/МК-2 (данный механизм описан в разделе 2.3.1 применительно к структуре МК/ФП и проиллюстрирован рис. 2.18). Третья и четвертая ЗЗ образованы за счёт взаимодействия прямой быстрой ГЭМСВ-б и отраженных медленных ГЭМСВ-м (зоны  $d$ ,  $f$  показаны красной заливкой). Будем называть эти зоны гибридными запрещенными зонами, т.к. они не формируются в структуре МК-1/МК-2, а механизм их формирования обусловлен взаимодействием с быстрой ветвью ГЭМСВ, которая формируется исключительно за счёт гибридизации ЭМВ и МСВ. При этом, как видно из графика для мнимых частей волнового числа, в основных запрещенных зонах  $c$ ,  $e$ ,  $g$  мнимая часть волнового числа принимает большие значения, т.е. происходит большее подавление сигнала.

### 3.3.3 Двойное управление запрещенными зонами

Управление положением запрещенных зон в спектре ГЭМСВ в структуре МК-1/СЭ/МК-2, может осуществляться как внешним электрическим полем, так и внешним магнитным.

На рис. 3.11 показаны зависимости ширины и положения всех запрещенных от величины магнитного поля и диэлектрической проницаемости. Из рис. 3.11а видно, что при малой величине  $\varepsilon$  имеет место формирование трех основных запрещенных зон  $c$ ,  $e$ ,  $g$  (синие области) (аналогично случаю, для структуры МК-1/МК-2, в которой МК-1 и МК-2 имеют разные геометрические параметры). Ширина основных запрещенных зон не зависит от  $\varepsilon$ . С увеличением  $\varepsilon$  формируются две гибридные запрещенные зоны  $d$ ,  $f$  (красные области), ширина которых увеличивается с ростом  $\varepsilon$ . Из рис. 3.11б следует, что при увеличении напряженности магнитного поля все запрещенные зоны сдвигаются вверх по частоте, что связано со сдвигом частоты отсечки ПМСВ.

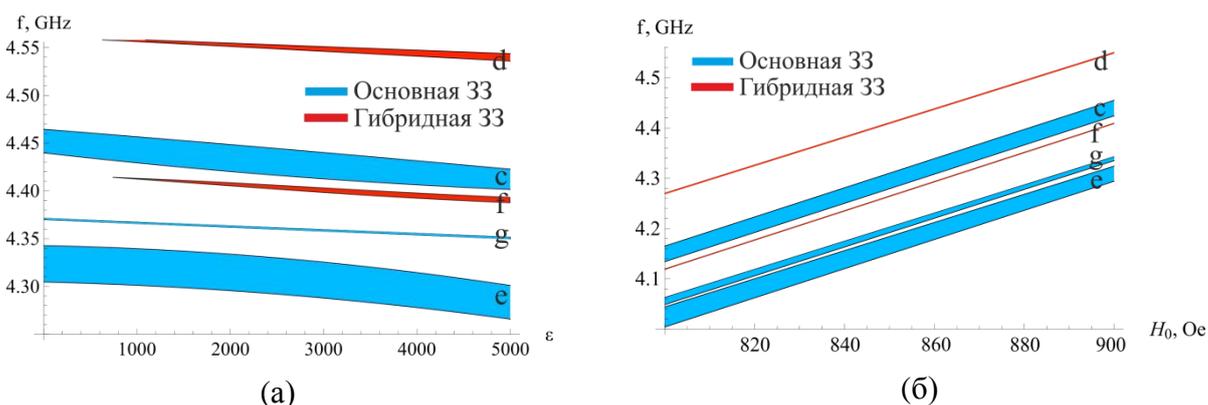


Рисунок 3.11 - Зависимость положения и ширины запрещенных зон в структуре МК-1/СЭ/МК-2 (а) от  $\varepsilon$  при  $H_0 = 860$  Э, (б) от  $H_0$  при  $\varepsilon = 3000$ .

### 3.4 Влияние нелинейности на характеристики запрещенных зон в структуре МК/СЭ

К настоящему времени существует большое количество работ, посвященных изучению нелинейных явлений в ферромагнетиках [1; 82] и сегнетоэлектриках [111; 112]. Увеличение амплитуды волны в ферромагнетике приводит к уменьшению постоянной составляющей намагниченности  $M_z$  [1; 7]. Рост амплитуды волны приводит к изменению статического свойства феррита - намагниченности насыщения, что влечет за собой изменение частоты прецессии, которое и приводит к изменению частоты спиновой волны. Как было показано в разделе 1.1, нелинейность ферромагнитного слоя в одиночном МК

приводит к сдвигу запрещенной зоны в область низких частот. В случае электромагнитных волн в диэлектрических волноводах при увеличении напряженности электрического поля волны изменяется диэлектрическая проницаемость [25]. Уменьшение диэлектрической проницаемости при увеличении напряженности электрического поля волны приводит к изменению частоты электромагнитной волны в СЭ. В структуре МК/СЭ оба слоя структуры обладают нелинейными свойствами. Следовательно, при увеличении амплитуды волны в структуре МК/СЭ необходимо учитывать как изменение намагниченности ферромагнитного слоя, так и изменение диэлектрической проницаемости слоя СЭ. Учёт обоих типов нелинейности, как отмечалось во введении, проводился ранее для неперриодических структур типа ФП/СЭ [135].

Рассмотрим структуру МК/СЭ. Введем магнитную нелинейность для ферромагнитной среды в виде (1.18). В этом случае получим:

$$\omega_M = 4\pi\gamma M_z = 4\pi\gamma M_0(1 - q|m|^2) = \omega_{M_0}(1 - |u|^2), \quad (3.16)$$

Где  $|u|^2 = q|m|^2$  - нормированная амплитуда прецессии намагниченности, пропорциональная мощности входного сигнала,  $q = q^S$  и определяется соотношением (1.19).

В сегнетоэлектрическом слое нелинейность может быть учтена в виде зависимости диэлектрической проницаемости пластины от электрического поля [24]:

$$\bar{\varepsilon}_N = \bar{\varepsilon} + N_\varepsilon |\bar{E}|^2, \quad (3.17)$$

где  $\bar{\varepsilon}_N$  - относительная диэлектрическая проницаемость СЭ,  $\bar{\varepsilon}$  - линейная часть диэлектрической проницаемости,  $N_\varepsilon$  - коэффициент нелинейности,  $\bar{E}$  - напряженность электрического поля. Поскольку ПМСВ порождает в слое СЭ ЭМВ ТЕ типа, электрическое поле которой имеет только одну компоненту  $E_x$ , то можно положить в уравнении (3.17)  $|\bar{E}|^2 = |E_x|^2$  и  $\varepsilon_{xx} = \varepsilon$ ,  $\varepsilon_{N_{xx}} = \varepsilon_N$ .

Связь между безразмерной амплитудой входного сигнала и напряженностью электрического поля в мультиферроидной структуре ФП/СЭ была получена в работе [135] в следующем виде:

$$|E_x|^2 = C(\omega, k)|u|^2. \quad (3.18)$$

Для вывода нелинейного закона дисперсии воспользуемся линейным законом дисперсии (3.10) и подставим в него выражения (3.16), (3.17), (3.18) которые описывают нелинейные свойства среды. На рис. 3.12а показаны дисперсионные характеристики

ГЭМСВ в структуре МК/СЭ, рассчитанные по полученному дисперсионному соотношению, в линейном случае при  $|u|^2=0.001$  (штриховые кривые) и с учётом магнитной и электрической нелинейностей (сплошные кривые). В линейном случае видно формирование двух запрещенных зон - основной (показана синей заливкой *b*) и гибридной (показана красной заливкой *c*), механизм формирования которых подробно описан в разделе 3.2. При увеличении амплитуды сигнала *u* основная и гибридная запрещенные зоны сдвигаются вниз по частоте.

Рассмотрим влияние амплитуды сигнала на формирование запрещенных зон более детально. На рис. 3.12б показан фрагмент дисперсионной характеристики ГЭМСВ в области гибридной запрещенной зоны (отмеченный зеленым овалом рис. 3.12а). Штриховыми кривыми показаны дисперсионные в линейном случае  $|u|^2=0.001$ , сплошными кривыми показаны дисперсионные характеристики с учётом только магнитной нелинейности (сплошные кривые) при  $|u|^2=0.01$ . Из графика видно, что в нелинейном случае дисперсионные характеристики, а также центр запрещенной зоны сдвигаются вниз как по частоте (на 20 МГц), так и в сторону больших волновых чисел (на  $1 \text{ см}^{-1}$ ). На рис. 3.12в показан фрагмент дисперсионной характеристики ГЭМСВ в области гибридной запрещенной зоны (отмеченный зеленым овалом рис. 3.12а) с учётом только электрической нелинейности при  $|u|^2=0.01$ . Видно, что дисперсионные характеристики, а соответственно, и центр гибридной запрещенной зоны, сдвигаются вверх по частоте примерно на 0.05 МГц и в сторону малых волновых чисел на  $0.005 \text{ см}^{-1}$ , т.е. влияние электрической нелинейности противоположно влиянию магнитной. Кроме того, видно, что влияние магнитной нелинейности значительно превышает влияние магнитной на положение гибридной запрещенной зоны.

Влияние электрической и магнитной нелинейности может быть объяснено с помощью простых геометрических соображений. На рис. 3.13 показаны прямые и отраженные ПМСВ в изолированной ФП (черные линии), ЭМВ в изолированном СЭ (красные линии). Штриховыми линиями показаны линейные режимы, сплошными - нелинейные. В линейном случае точке *B* будет соответствовать центр основной ЗЗ, а точке *C* – центр гибридной ЗЗ (подробно механизм формирования этих ЗЗ в линейном случае описан в разделе 3.2.2). При учете только магнитной нелинейности увеличение амплитуды приводит к уменьшению намагниченности МК в соответствии с (3.16) (т.к.  $q^S > 0$ , в соответствии с соотношением (1.48)). В результате происходит сдвиг дисперсионных характеристик вниз по частоте и центр основной запрещенной зоны

оказывается ниже по частоте (точка  $B^M$ ), чем в линейном случае, показанном точкой  $B$ . Центр гибридной запрещенной зоны (точка  $C$ ) сдвигается вниз по частоте и по волновому числу относительно линейного случая и попадает в точку  $C^M$ .

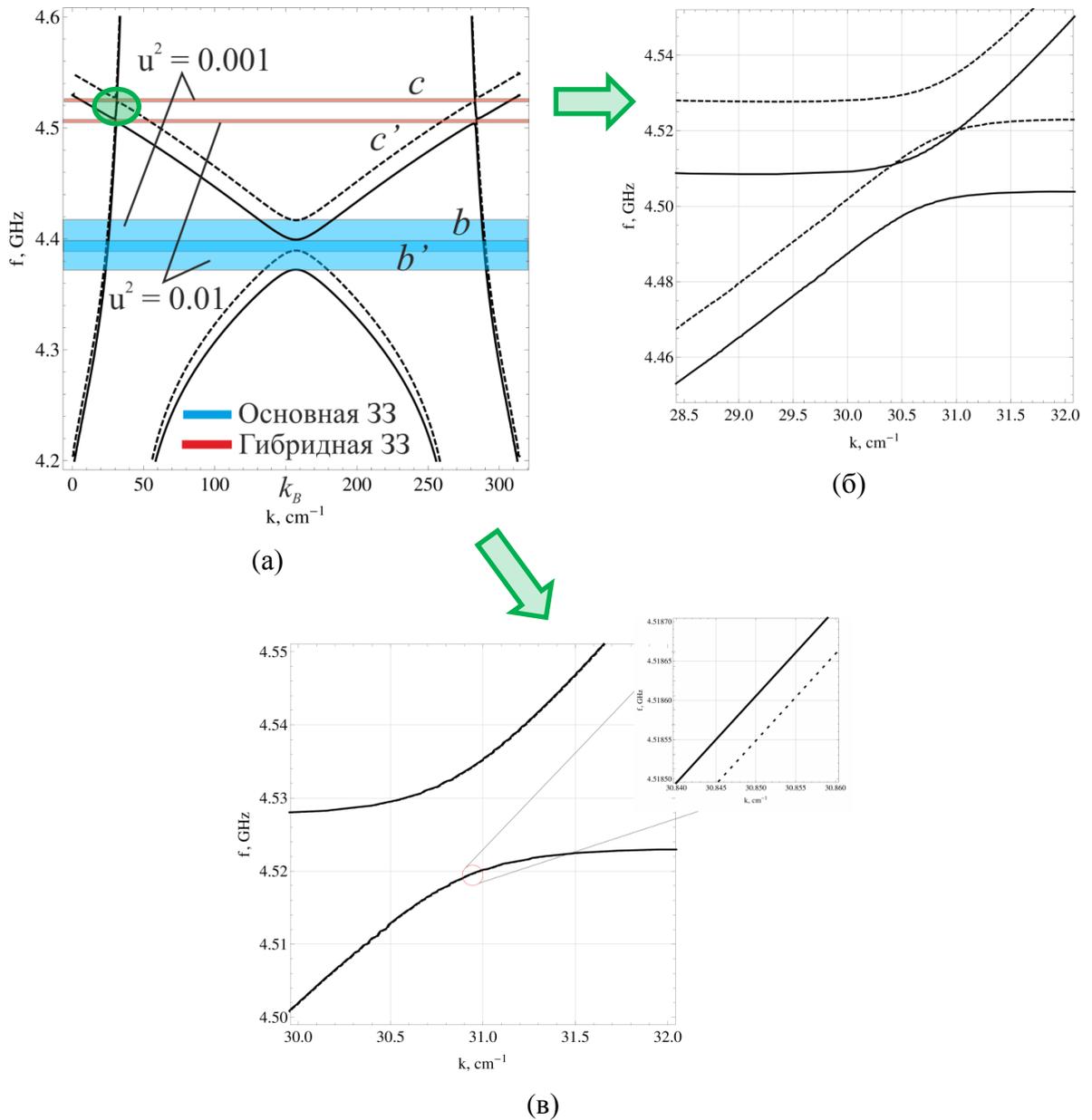


Рисунок 3.12 - Дисперсионные характеристики ГЭМСВ в структуре МК/СЭ при  $|u|^2 = 0.01$  (а) с учетом магнитной и электрической нелинейности, (б) с учетом только магнитной нелинейности, (в) с учетом только электрической нелинейности. На всех графиках дополнительно нанесены дисперсионные характеристики в линейном случае при  $|u|^2 = 0.001$  (штриховые кривые), остальные параметры те же, что на рис. 3.6а.

При учете только электрической нелинейности при увеличении амплитуды происходит уменьшение значения диэлектрической проницаемости СЭ, в соответствии с соотношением (3.17), (будем считать  $N_\epsilon < 0$ , что характерно для непрозрачных диэлектриков). В результате угол наклона ветви ЭМВ к оси волновых чисел увеличивается. В этом случае положение центра гибридной зоны сдвигается вверх по частоте (точка  $C^E$ ) и вниз по волновому числу относительно линейного случая, показанного точкой  $C$ . На положение центра основной зоны электрическая нелинейность не влияет.

При учете обоих типов нелинейности центр гибридной запрещенной зоны будет расположен, соответственно, в точке  $C^{EM}$ , а центр основной зоны - в точке  $B^M$ . Видно, что действие электрической нелинейности на положение гибридной запрещенной зоны противоположно действию магнитной нелинейности. Теоретически, действия электрической и магнитной нелинейности могут быть скомпенсированы и сдвига гибридной запрещенной зоны при увеличении амплитуды не произойдет. Величина сдвига запрещенных зон определяется значениями коэффициентов нелинейности  $q$ ,  $N_\epsilon$  и  $C(\omega, k)$ .

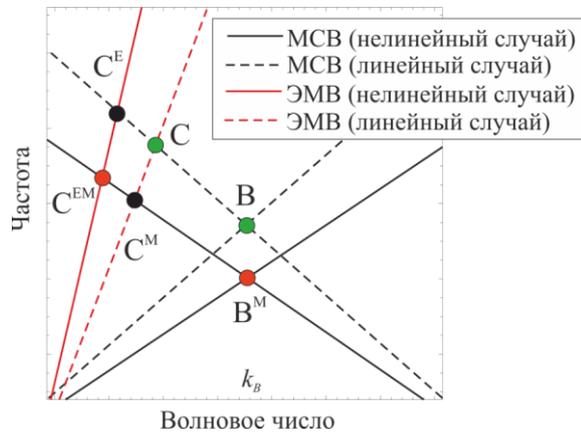


Рисунок 3.13 - Схематическое изображение дисперсионных характеристик МСВ в изолированной ФП (черные линии) и ЭМВ в изолированном СЭ (красные линии). Штриховыми линиями показаны линейные режимы, сплошными - нелинейные.

В частности, для структуры на основе пленки ЖИГ (в соответствии с (1.48) при выбранных параметрах задачи  $q = 0.7$ ) и пластины БСТ (характерное значение

$N_\varepsilon = -7.696 \cdot 10^{-8}$ ) коэффициент связи  $C(\omega, k) < 10$  во всем диапазоне частот ПМСВ. В связи с чем, влияние электрической нелинейности незначительно, как видно из рис. 3.12.

На рис. 3.14 показана зависимость ширины и положения основной запрещенной зоны (показана синей заливкой) и гибридной запрещенной зоны (показана красной заливкой) от квадрата амплитуды  $|u|^2$ . Видно, что увеличение амплитуды приводит к сдвигу обеих запрещенных зон вниз по частоте. Видно, что основное влияние на характеристики запрещенных зон в такой структуре МК/СЭ оказывает магнитная нелинейность.

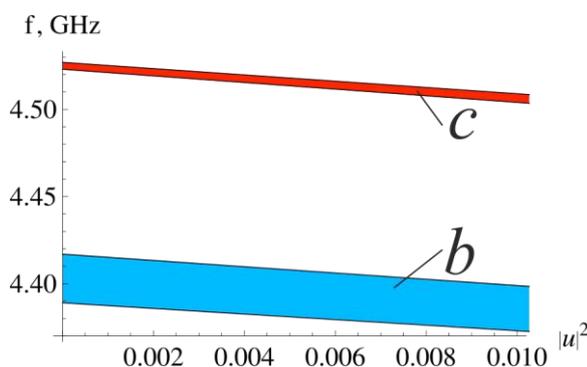


Рисунок 3.14 - Зависимость положения и ширины основной (синяя заливка) и гибридной (красная заливка) запрещенных зон в структуре МК/СЭ от квадрата амплитуды.

### 3.5 Выводы

Построена модель, описывающая дисперсионные характеристики ГЭМСВ в структуре МК/СЭ. Запрещенные зоны в такой структуре формируются за счёт взаимодействия на частотах фазового синхронизма прямых и отраженных быстрых и медленных ГЭМСВ. Показано, что основным механизмом формирования запрещенных зон в такой структуре является: 1) взаимодействие на частотах фазового синхронизма прямой магнитостатической волны с отраженной магнитостатической волной, в результате чего формируется основная запрещенная зона, а также 2) взаимодействие прямой электромагнитной волны и отраженной магнитостатической волны, в результате чего формируется гибридная запрещенная зона. Существует возможность двойного управления характеристиками запрещенных зон: при увеличении диэлектрической проницаемости СЭ обе запрещенные зоны сдвигаются вниз по частоте, а гибридная зона

расширяется; при увеличении магнитного поля обе запрещенные зоны сдвигаются вверх по частоте.

Построена модель, описывающая дисперсионные характеристики ГЭМСВ в структуре МК-1/СЭ/МК-2. Показано, что в такой структуре имеет место увеличение числа запрещенных зон в полосе первого брэгговского резонанса, по сравнению со структурой МК/СЭ. В частности, в структуре МК-1/СЭ/МК-2 формируется пять запрещенных зон. Три из которых образованы взаимодействием прямых и отраженных медленных ГЭМСВ в каждом слое (основные ЗЗ). Две ЗЗ образованы за счёт взаимодействия прямой быстрой ГЭМСВ и отраженных медленных ГЭМСВ в каждом слое (гибридные ЗЗ) и расширяются с увеличением диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$ . Показано, что в структуре МК-1/СЭ/МК-2 существует функциональная возможность двойного управления (электрическим и магнитным полями) плотностью и характеристиками запрещенных зон в спектре ГЭМСВ.

Проведен учёт двух типов нелинейности в системе – магнитной и электрической. Получено дисперсионное соотношение для ГЭМСВ в структуре МК/СЭ с учётом обоих типов нелинейности и исследовано их влияние на характеристики запрещенных зон. Показано, что учёт магнитной нелинейности приводит к сдвигу основной и гибридной запрещенных зон вниз по частоте. Учёт электрической нелинейности приводит к сдвигу только гибридной запрещенной зоны вверх по частоте, характеристики основной запрещенной зоны при этом не меняются. Для рассматриваемой структуры на основе пленки ЖИГ и пластины БСТ влияние электрической нелинейности незначительно, влияние магнитной нелинейности более существенно и приводит к сдвигу запрещенных зон вниз по частоте на величину порядка 20 МГц.

## **ГЛАВА 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ В СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ МК И СЭ**

В данной главе приводятся результаты экспериментальных исследований нелинейных спин-волновых процессов в структуре ФП-1/ФП-2, в МК, в структуре МК-1/МК-2 и в структуре МК/СЭ. Изложены результаты экспериментальных исследований спектральных характеристик линии задержки на основе таких структур, проведенных радиофизическими методами. Приводятся результаты экспериментальных исследований пространственно-временной эволюции интенсивности спиновой волны в плоскости ферромагнитных слоев, полученных с помощью метода бриллюэновской спектроскопии. Проводится сравнение экспериментальных данных с результатами теоретического исследования, полученными в главах 1, 2 и 3.

### **4.1 Экспериментальные методы и подходы**

Разработка макетов ферромагнитных структур типа ФП-1/ФП-2, МК, МК-1/МК-2, МК/СЭ осуществлялась на основе пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ), выращенных методами жидкофазной эпитаксии на подложке из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ). МК представляет собой плёнку ЖИГ, на поверхности которой создана периодическая система канавок. Канавки создавались с помощью методов фотолитографии. Геометрические параметры микроструктур определялись оптическими методами. Конкретные параметры разработанных структур будут приведены в соответствующих разделах данной главы.

Экспериментальное исследование спин-волновых процессов в исследуемых структурах проводилось с использованием подхода, основанного на совмещении радиофизических методов и оптического зондового метода с использованием бриллюэновской спектроскопии. Последнее позволяет не только измерять интегральные характеристики исследуемых структур (выходные характеристики), но и исследовать магнитную динамику спин волновых возбуждений внутри ферромагнитных слоев.

Для исследования магнитной динамики, пространственного распределения и образования структур спин-волновых возбуждений в ферромагнитных волноведущих микроструктурах использовалась установка, работающая на эффекте бриллюэновского рассеяния света БЛС (Brillouin Light Scattering, BLS) (рис. 4.1a). Теоретические основы применения метода БЛС к исследованию магнитоупорядоченных сред изложены в работах [149–152].

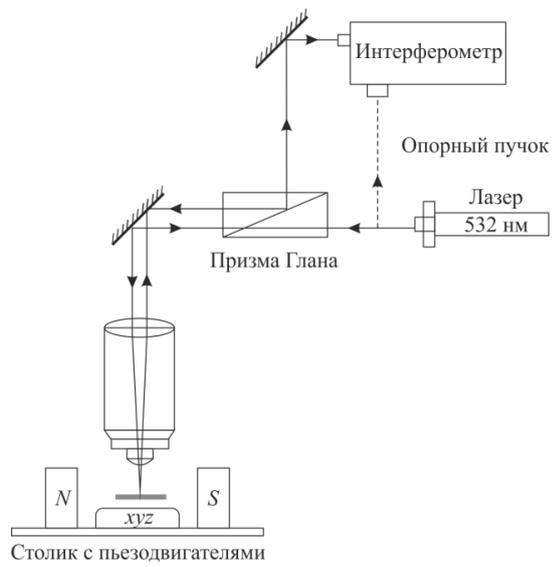
В состав установки входит многопроходный интерферометр Фабри-Перро, оптическая подсистема и лазер Excelsior 532-000-CDRH, работающий в непрерывном одномодовом режиме генерации, СВЧ-генераторы и модуляторы, электромагнит. Основой комплекса является многопроходный интерферометр Фабри-Перро с однофотонным детектором лазерного излучения (счетчиком фотонов). В качестве источника излучения используется одночастотный лазер с длиной волны 532 нм и линейной поляризацией. С выхода лазера световой пучок направляется на делитель пучка. Часть пучка используется в качестве опорного пучка для системы стабилизации интерферометра, другая часть (сигнальная) через систему зеркал и линз фокусируется на поверхности исследуемой магнитной структуры (рис. 4.1б). Структуры помещаются в систему пространственного позиционирования, которая обеспечивает сканирование поверхности структуры сфокусированным лазерным пучком. Интенсивность отраженного света при этом является величиной пропорциональной квадрату переменной намагниченности плёнки в данной точке пространства в данный момент времени (рис. 4.1в).

Указанная установка позволяет исследовать распределение спиновых волн, при этом в зависимости от выбранной оптической конфигурации, исследования могут проводиться во временной и пространственной областях в диапазоне от 1 ГГц до 0.5 ТГц при ширине фокусного пятна от 250 нм (микро-BLS) до 50 мкм (макро-BLS). С помощью комплекса БЛС возможно проведение экспериментального исследования динамики распространения импульсного и непрерывного излучения в ферромагнитных микро- и наноструктурах с временным разрешением 1 нс. Сбор и обработка экспериментальных данных, автоматизация экспериментальных исследований проводилась с помощью среды LabVIEW.

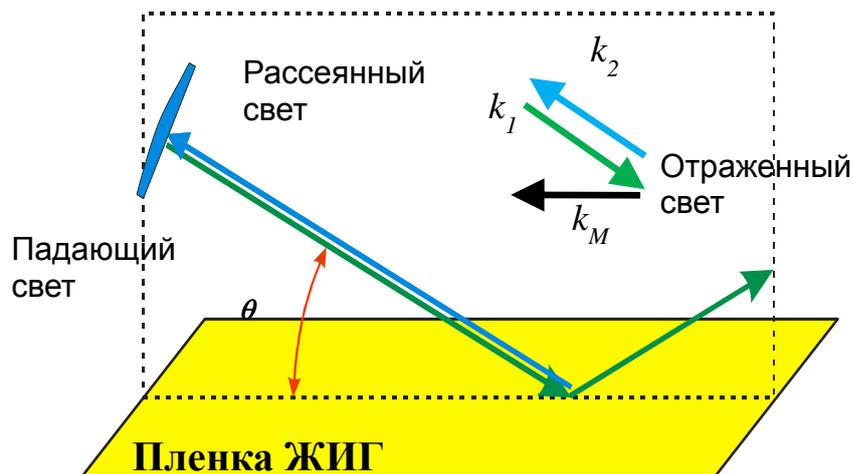
Передаточные характеристики ферромагнитных волноведущих микроструктур (амплитудночастотные характеристики (АЧХ) и фазочастотные характеристики (ФЧХ)) экспериментально исследовались на макетах микрополосковых линий передачи, используемых в микроволновом диапазоне для возбуждения в ферромагнитных микроволноводах спиновых волн. Измерения АЧХ и ФЧХ указанных линий передачи проводилось с использованием стандартной контрольно-измерительной аппаратуры в виде анализатора цепей Agilent Technologies E8362C (10 МГц - 20 ГГц).



(а)



(б)



(в)

Рисунок 4.1 - (а) Фотография экспериментальной установки Мандельштам - Бриллюэновского рассеяния света, (б) схема оптической системы комплекса, (в) принцип действия установки.

Для исследования спектральных характеристик линии задержки на основе созданных макетов была собрана установка, содержащая макет с исследуемой ферритовой микроструктурой (ФП/ФП, МК, МК/МК либо МК/СЭ), размещенной между полюсами электромагнита, СВЧ-анализатор цепей и транзисторный усилитель мощности (2-5 ГГц; 2 Вт) (рис. 4.2).

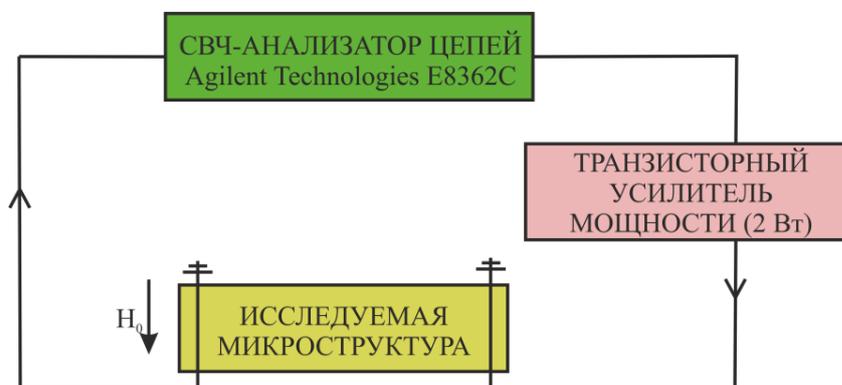


Рисунок 4.2 - Схема экспериментальной установки.

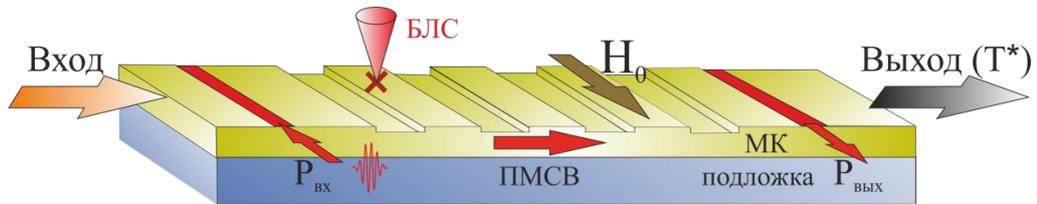
#### 4.2 Нелинейное переключение в одиночном МК

Для экспериментального исследования использовался макет, выполненный на основе плёнки ЖИГ толщиной  $d = 12$  мкм и намагниченностью насыщения  $4\pi M_0 = 1750$  Гс. На поверхности плёнки создавалась периодическая система канавок с периодом  $L = 200$  мкм, шириной канавки  $c_1 = 100$  мкм, глубиной канавки  $\Delta = 1$  мкм (см. рис. 4.3а,б). Полученный таким образом МК имел прямоугольную форму: ширина  $w = 2$  мм, длина 13 мм.

Для возбуждения и приема спиновой магнитостатической волны использовались микрополосковые преобразователи шириной 30 мкм. Преобразователи расположены на поверхности МК на расстоянии 7 мм друг относительно друга. Постоянное магнитное поле  $H_0 = 735$  Э прикладывалось параллельно преобразователям, при этом в МК возбуждалась поверхностная магнитостатическая волна (рис. 4.3б). Во избежание чрезмерного нагрева плёнок в этом и последующих экспериментах, рассмотренных в главе 4, возбуждение проводилось импульсами длительностью 120 нс через каждые 1 мкс.



(а)



(б)

Рисунок 4.3 – (а) Фотография поверхности МК, сделанное с помощью электронного микроскопа. (б) Схема экспериментального макета структуры МК.

На рис. 4.4 приведена АЧХ ПМСВ в МК при разных уровнях входного сигнала. На АЧХ при малой мощности входного сигнала  $P_{вх} = P_{01}^* = -4$  дБм, (синяя кривая) отчетливо наблюдается одна ЗЗ, которая имеет ярко выраженный минимум на частоте  $f_B = 4.09$  ГГц, что соответствует первому брэгговскому резонансу. При увеличении мощности входного сигнала  $P_{01}^* = 26$  дБм происходит сдвиг запрещенной зоны вниз по частоте (красная кривая). В результате увеличивается коэффициент пропускания сигнала на частотах, лежащих в запрещенной зоне в линейном случае.

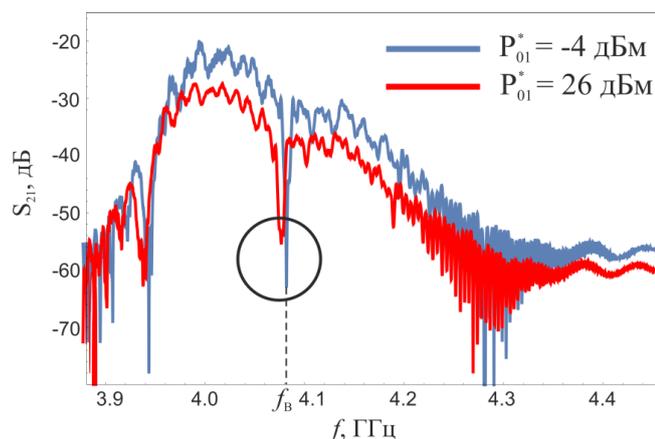


Рисунок 4.4 - Амплитудно-частотная характеристика МК при мощности входного сигнала -4 дБм (синяя кривая) и 26 дБм (красная кривая).

На рис. 4.5 приведены карты распределения интенсивности ПМСВ в плоскости МК, полученные методом бриллюэновской спектроскопии на частоте брэгговской запрещенной зоны  $f_B = 4.09$  ГГц. На рис. 4.5а представлена карта распределения интенсивности при мощности входного сигнала  $P_{01}^* = 6$  дБм, на рис. 4.5б при большей мощности  $P_{01}^* = 26$  дБм. Видно, что в обоих случаях сигнал затухает вдоль направления распространения.

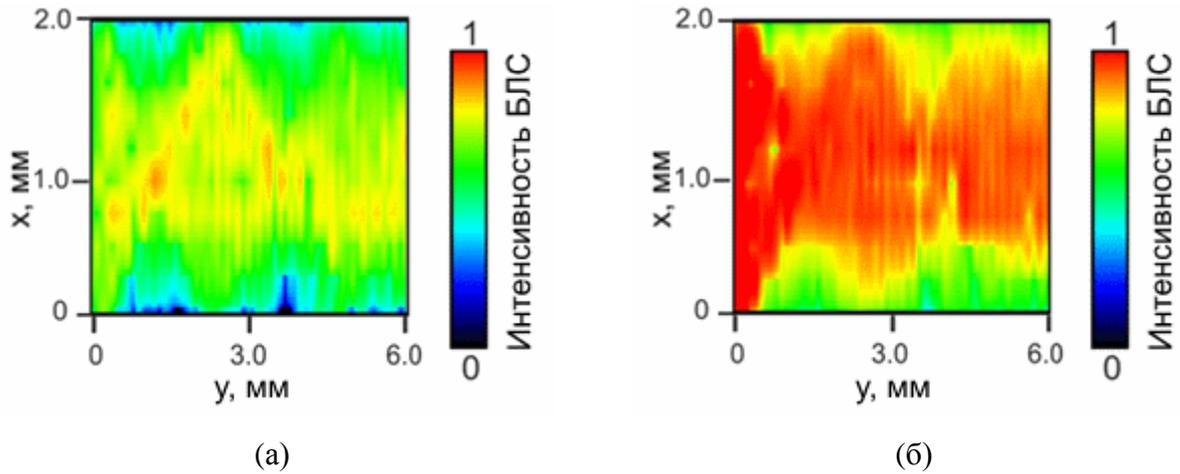


Рисунок 4.5 - Распределение интенсивности рассеянного свете в плоскости МК при мощности входного сигнала 6 дБм (а) 26 дБм (б).

Введем коэффициент пропускания для МК, как отношение интенсивности БЛС сигнала, проинтегрированной по поперечной координате  $x$  в заданном сечении  $y$  к интенсивности БЛС сигнала, проинтергированной по поперечной координате при  $y = 0$ . Коэффициент пропускания для МК будет иметь вид:

$$T_{МК}^*(y) = P^*(y) / P_{01}^*, \quad (4.1)$$

где  $P^*(y) = \frac{1}{t_{\max}} \int_0^w \int_0^{t_{\max}} I(x, y, t) dt dx$ , где  $I(x, y, t)$  - интенсивность БЛС сигнала в заданной

точке,  $P_{01}^* = \frac{1}{t_{\max}} \int_0^w \int_0^{t_{\max}} I_0(x, 0, t) dt dx$ ,  $I_0(x, 0, t)$  - интенсивность БЛС сигнала на входе МК,

$t_{\max}$  - время наблюдения.

Зависимость коэффициента пропускания МК  $T_{МК}^*$  от мощности входного сигнала  $P_{01}^*$  при  $y = 0.75$  мм приведена на рис. 4.6. Видно, что с увеличением мощности входного сигнала коэффициент пропускания растёт, т.е. структура начинает пропускать сигнал на

частоте, лежащей в запрещенной зоне, имеет место эффект нелинейного переключения МК. Данный эффект теоретически описан в разделе 1.1. Экспериментальная зависимость коэффициента пропускания от мощности входного сигнала, приведенная на рис. 4.6 качественно совпадает с теоретической зависимостью коэффициента пропускания МК от амплитуды входного сигнала, приведенной на рис. 1.4.

Связь между экспериментальным значением мощности в МК  $P_{01}^*$  и теоретической амплитудой  $A_{01}$  при  $k \rightarrow 0$  определяется асимптотическим выражением [7]:

$$A_{01} = \sqrt{\frac{P_{01}^* \cdot 10^7}{\pi w d^2 \omega_{\perp} M_0^2}}, \quad (4.2)$$

где  $P_{01}^*$  - мощность спиновой волны,  $w = 2$  мм - ширина пучка спиновой волны в поперечном направлении  $x$ , равная ширине возбуждающего полоска. Расчёт по данной формуле показывает, что теоретическому значению  $A_{01} = 0.01$  (при этом теоретическое значение коэффициента пропускания  $T_{МК} = 0.2$  (рис. 1.4)) соответствует мощность 6.4 дБм (при этом экспериментальное значение  $T_{МК}^* = 0.18$  рис. 4.6), значению  $A_{01} = 0.06$  (при этом теоретическое значение  $T_{МК} = 0.7$ ) соответствует мощность 22 дБм (при этом экспериментальное значение  $T_{МК}^* = 0.3$ ). Меньшие значения коэффициентов пропускания, полученные в эксперименте, объясняются наличием потерь в ферромагнитной среде и отражений мощности, на входе в МК, которые не учитывались в предложенной модели. Кроме того, теоретические расчеты приведенные на рис. 1.4 соответствуют меньшему значению длины структуры (зависимость  $T_{МК}$  от длины структуры приведена на рис. 2.3).

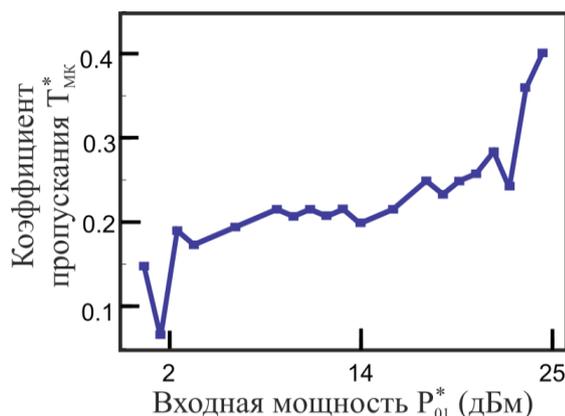


Рисунок 4.6 - Зависимость коэффициента пропускания МК  $T_{МК}^*$  от мощности входного сигнала  $P_{01}^*$ .

### 4.3 Нелинейное подавление перекачки в структуре ФП-1/ФП-2

Экспериментальные исследования выполнялись на макете структуры, схема которой представлена на рис. 4.1а. В качестве волноводных слоёв использовались пленки ЖИГ (ФП-1 и ФП-2) толщиной  $d = 11$  мкм, шириной  $w = 2$  мм с намагниченностью насыщения  $4\pi M_0 = 1750$  Гс. Длина ФП-1 равнялась 13 мм, длина ФП-2 равнялась 5 мм. Между ФП-1 и ФП-2 располагалась диэлектрическая слюдяная пластина толщиной  $D = 50$  мкм, длиной 5 мм, шириной  $w = 2$  мм. Область перекрытия ФП-1 и ФП-2 составляла 5 мм. Для возбуждения и приема спиновой магнитостатической волны использовались микрополосковые преобразователи шириной 30 мкм. Преобразователи расположены на поверхности ФП-1 на расстоянии 7 мм друг относительно друга, таким образом входной сигнал подавался в ФП-1. Постоянное магнитное поле  $H_0 = 735$  Э прикладывалось параллельно преобразователям, при этом в ФП-1 и ФП-2 возбуждалась поверхностная магнитостатическая волна. Рабочая частота выбиралась равной 4 ГГц, длина спиновой волны при этом составляла 0.12 мм.

Для демонстрации особенностей поведения ПМСВ в слоистой структуре использовался метод бриллюэновской спектроскопии. На рис. 4.7б,в приведены двумерные карты распределения интенсивности рассеянного света пропорциональной квадрату намагниченности в пленке. Карты получены в результате сканирования опорного лазерного луча вдоль осей  $x$  и  $z$  с пространственным разрешением 25 мкм и интегрированием по временному периоду 2 мкс. Для получения карты распределения интенсивности в верхней плёнке (ФП-2) (показаны в правом столбце) фокус оптической системы настраивался на эту плёнку. Для получения карты распределения интенсивности в плёнке ФП-1 (показаны в левом столбце), структура переворачивалась и фокус оптической системы снова настраивался на верхний слой, в данном случае ФП-1.

При малом уровне входной мощности ( $P_{\text{вх}} = P_{01}^* = 6$  дБм) (рис. 4.7б) отчетливо наблюдается картина чередующихся максимумов и минимумов, как в ФП-1, так и в ФП-2. Такая картина объясняется периодической перекачкой мощности между ФП-1 и ФП-2. Максимумы в ФП-1 сдвинуты относительно максимумов в ФП-2 на величину  $\lambda/2$ , где  $\lambda$  - пространственный период (или длина) перекачки мощности из одной плёнки в другую. Максимумы и минимумы повторяются на длине  $\lambda = 0.5$  мм. Данное значение при фиксированной частоте определяется расстоянием между плёнками  $D$ . На рис. 4.7в показано распределение интенсивности в плёнках при большой входной мощности  $P_{\text{вх}} = P_{01}^* = 36$  дБм. Видно, что в этом случае периодическое распределение мощности в

ФП-1 и ФП-2 не наблюдается. Часть мощности перекачалась из ФП-1 в ФП-2, однако обратной перекачки не наблюдается.

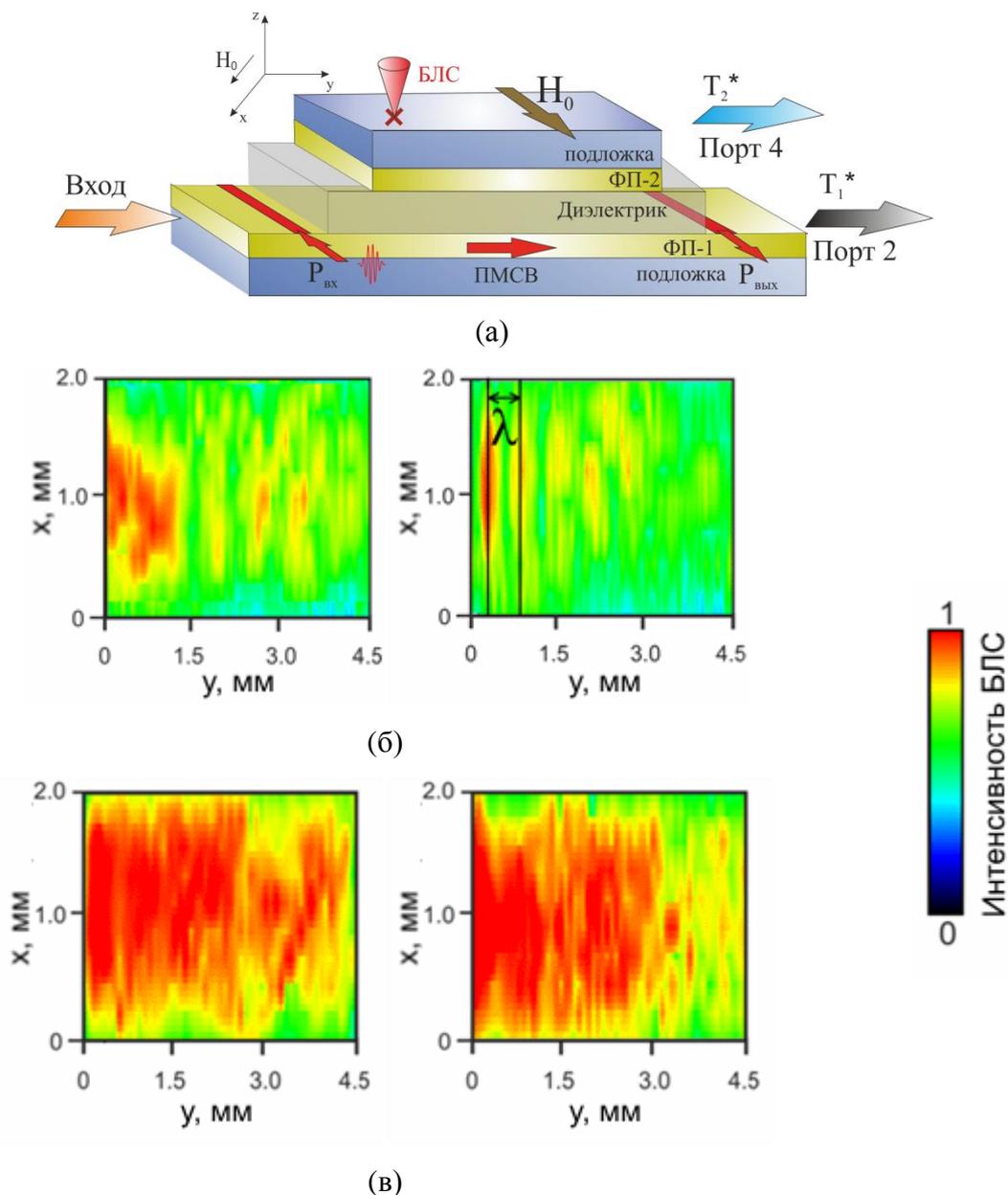


Рисунок 4.7 - (а) Схема экспериментального макета слоистой ферромагнитной структуры ФП-1/ФП-2. Распределение интенсивности БЛС сигнала, пропорционального квадрату намагниченности, в ФП-1 (левый столбец) и ФП-2 (правый столбец) при входной мощности  $P_{01}^* = 6 \text{ dBm}$  (б),  $P_{01}^* = 36 \text{ dBm}$  (в).

Для описания этого эффекта введем коэффициенты передачи для ФП-1 и ФП-2, как отношение интенсивности БЛС сигнала, проинтегрированной по поперечной координате  $x$  в заданном сечении  $y$  к интенсивности БЛС сигнала, проинтегрированной по поперечной

координате при  $y = 0$  в ФП-1. Коэффициенты передачи для ФП-1 и ФП-2 будут иметь вид:

$$T_{1,2}^*(x) = P_{1,2}^*(x) / P_{01}^*, \quad (4.3)$$

где  $P_{1,2}^*(y) = \frac{1}{\tau} \int_0^w \int_0^{t_{\max}} I_{1,2}(x, y, t) dt dx$ ,  $I_{1,2}(x, y, t)$  - интенсивность БЛС сигнала в ФП- 1 и ФП-2,

$t_{\max}$  - время наблюдения,  $P_{01}^* = \frac{1}{t_{\max}} \int_0^w \int_0^{t_{\max}} I_0(x, 0, t) dt dx$ ,  $I_0(x, 0, t)$  - интенсивность БЛС

сигнала на входе ФП-1.

На рис. 4.8а,б показано изменение коэффициента пропускания для ФП-2  $T_2^*(x)$  вдоль длины структуры  $y$ . При малой входной мощности  $P_{01}^* = 6$  дБм (рис. 4.8а) отчетливо видна периодическая модуляция коэффициента передачи вдоль направления распространения  $y$ , что соответствует периодической перекачке мощности между ФП-1 и ФП-2. При увеличении входной мощности периодическая модуляция пропадает (рис. 4.8б). Наблюдается эффект подавления периодической перекачки мощности между слоями структуры при увеличении мощности входного сигнала, теоретически описанный в разделе 1.2.

Выберем точку наблюдения в максимуме сигнала в ФП-2 при малом уровне входной мощности, например, на расстоянии  $l = n\lambda / 2$ , где  $n=3$ , от левого края ФП-2 (эта длина отмечена штриховой линией на рис. 4.8а). На данной длине вся мощность, которая подавалась в ФП-1, перекачалась в ФП-2. На рис. 4.8в приведена зависимость коэффициентов передачи ФП-1 и ФП-2  $T_{1,2}^*$  от мощности входного сигнала  $P_{01}^*$  при  $y = l$ . Видно, что существует пороговая мощность входного сигнала  $P_{01}^* = P_{ил}^* = 26$  дБм, при которой  $T_1^* = T_2^*$ . При малой входной мощности  $P_{01}^* < P_{ил}^*$  имеем  $T_1^* < T_2^*$ , т.е. большая часть мощности на выходе сосредоточена в ФП-2. При входной мощности  $P_{01}^* > P_{ил}^*$  имеем  $T_1^* > T_2^*$ , что свидетельствует о том, что большая часть мощности сосредоточена в ФП-1. Экспериментальная зависимость коэффициентов передачи ФП-1 и ФП-2 от мощности входного сигнала, приведенная на рис. 4.8в, качественно совпадает с теоретической зависимостью, приведенной на рис. 1.16.

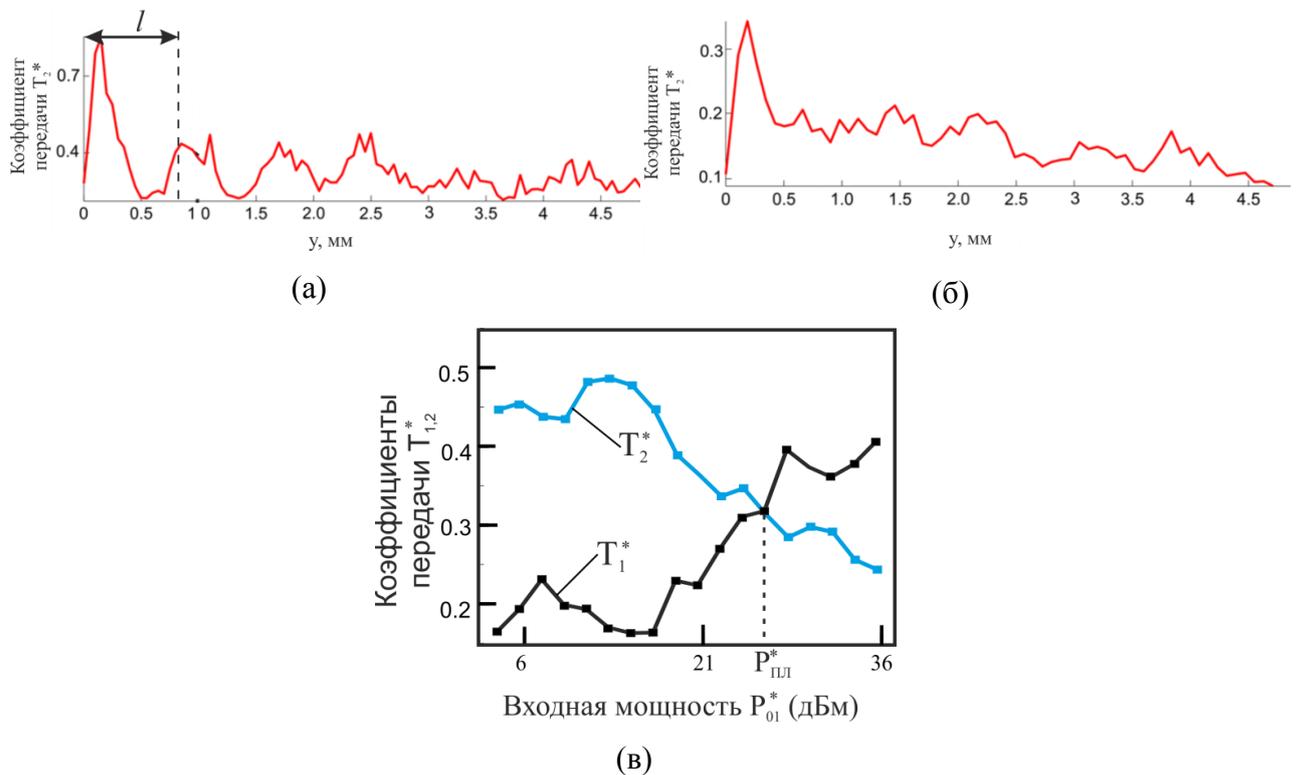


Рисунок 4.8 - Зависимость коэффициента пропускания для ФП-2  $T_2^*$  от продольной координаты  $y$  при мощности входного сигнала (а)  $P_{01}^* = 6$  дБм, (б)  $P_{01}^* = 36$  дБм. (в)

Зависимость коэффициентов пропускания для ФП-1  $T_1^*$  (черная кривая) и ФП-2  $T_2^*$  (синяя кривая) от мощности входного сигнала при  $y = 3\lambda/2$ ,  $P_{пл}^*$  - пороговая мощность.

Связь между экспериментальным значением входной мощности в ФП-1  $P_{01}^*$  и теоретической амплитудой  $A_{01}$  при  $k \rightarrow 0$  определяется асимптотическим выражением (4.2). Расчёт по данной формуле показывает, что теоретическому значению точки переключения  $A_{01} = A_{пл} = 0.06$  соответствует мощность 22 дБм. Отличие данного значения от экспериментального значения точки переключения  $P_{01}^* = P_{пл}^* = 26$  дБм объясняется наличием потерь в ферромагнитной среде и отражений мощности, как на входе в ФП-1, так и в точке перехода от однослойной структуры (ФП-1) к двухслойной структуре (ФП-1/ФП-2) в эксперименте.

Таким образом, в результате экспериментального исследования показано, что существует пороговое значение входного сигнала, при котором на определенной длине структуры сигнал делится поровну между плёнками и далее вдоль длины периодическая перекачка не наблюдается. При уровне входного сигнала, значительно превышающий пороговый, наблюдается эффект полного подавления пространственной перекачки в

рассматриваемой структуре. Данный эффект был показан теоретически в разделе 1.2 на основе системы нелинейных уравнений связанных волн (1.51). Описанный механизм может быть положен в основу нелинейного спин-волнового ответвителя, который может функционировать в качестве магنونного переключателя или делителя мощности.

#### 4.4 Двойное нелинейное переключение в структуре МК-1/МК-2

Для формирования структуры связанных магنونных кристаллов на поверхности МК-1, описанного в разделе 4.2, располагалась диэлектрическая слюдяная пластина толщиной  $D = 50$  мкм, длиной 5 мм, шириной 2 мм. На поверхности диэлектрической пластины размещался МК-2 идентичный первому (см. рис. 4.9). Длина МК-2 равнялась 5 мм. Таким образом, область перекрытия МК-1 и МК-2 составила 5 мм или 25 периодов МК. МК-2 накладывался так, что столбики МК-2 располагались точно над столбиками МК-1 (и канавки, соответственно).

Для возбуждения и приема МСВ использовались микрополосковые преобразователи шириной 30 мкм. Преобразователи расположены на поверхности МК-1 на расстоянии 7 мм друг относительно друга, таким образом входной сигнал подавался в МК-1. Постоянное магнитное поле  $H_0 = 735$  Э прикладывалось параллельно преобразователям, при этом в ферромагнитных плёнках возбуждалась поверхностная магнитостатическая волна.

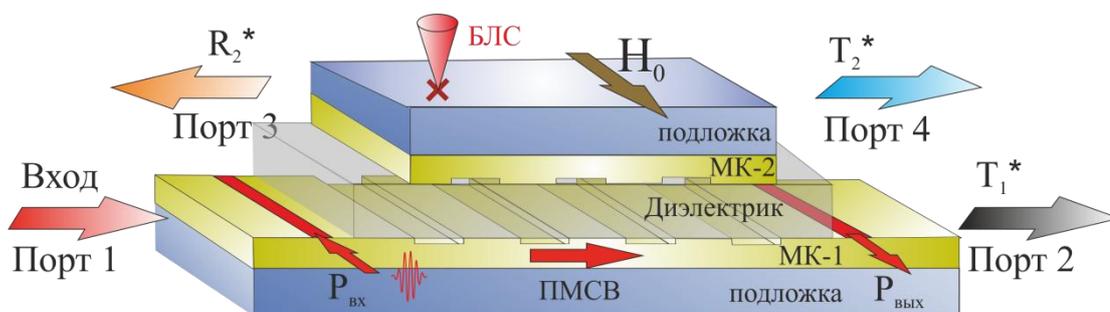


Рисунок 4.9- Схема экспериментального макета структуры МК-1/МК-2.

На рис. 4.10 приведена АЧХ ПМСВ в структуре МК-1/МК-2. На частоте  $f_B = 4.09$  ГГц виден ярко выделенный минимум, который соответствует запрещенной зоне связанной структуры (выделен черным овалом). Данная запрещенная зона, как показано теоретически, соответствует двум запрещенным зонам для симметричной и

антисимметричной волн, которые при данной величине связи между МК взаимно перекрываются (см. раздел 1.2.1).

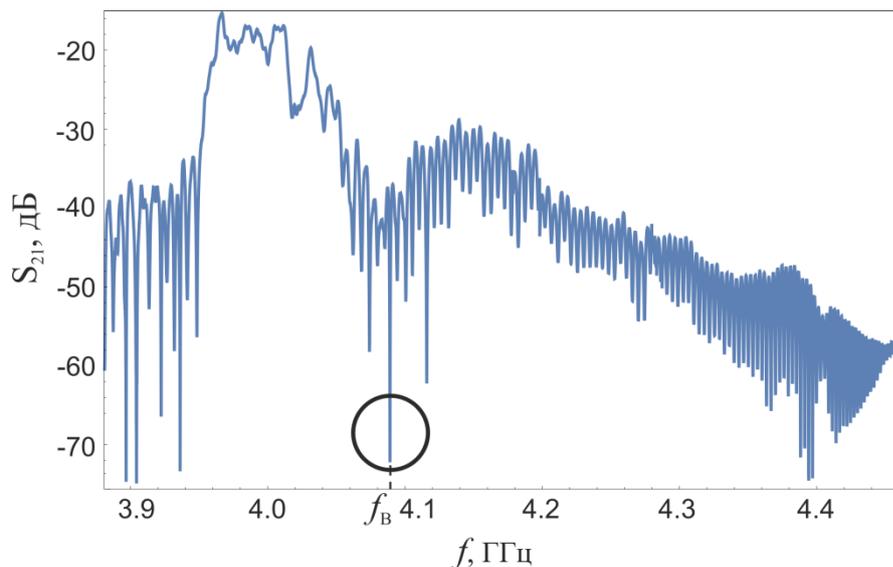


Рисунок 4.10 - Амплитудно-частотная характеристика ПМСВ в структуре МК-1/МК-2 при мощности входного сигнала -4 дБм.

На первом этапе рабочая частота выбиралась вне запрещенной зоны связанной структуры  $f = 4$  ГГц. При увеличении мощности входного сигнала в этом случае наблюдался эффект нелинейного подавления перекачки мощности между плёнками, характерный для структуры ФП-1/ФП-2 и описанный в разделе 4.3. На выбранной частоте падающая и отраженная от канавок волны не складываются в фазе, что приводит к нарушению условий брэгговского резонанса, в связи с чем волна ведет себя аналогично случаю неперриодической структуры типа ФП-1/ФП-2.

На следующем этапе рабочая частота выбиралась в запрещенной зоне такой структуре  $f = f_B = 4.09$  ГГц (см. рис. 4.10). На рис. 4.11 приведена картина распределения интенсивности рассеянного света в плоскости верхнего МК-2 (в который сигнал не подавался). Для получения карты распределения интенсивности фокус оптической системы настраивался на МК-2. На рис. 4.11а видно, что при малой мощности входного сигнала  $P_{\text{вх}} = P_{01}^* = 6$  дБм сигнал затухает вдоль направления распространения. При увеличении мощности входного сигнала  $P_{\text{вх}} = P_{01}^* = 20$  дБм видна картина чередующих максимумов и минимумов, что свидетельствует о периодической перекачке мощности между слоями (рис. 4.11б). При дальнейшем увеличении мощности  $P_{\text{вх}} = P_{01}^* = 36$  дБм периодическая перекачка мощности пропадает, как видно из рис. 4.11в. Таким образом,

как следует из рис. 4.11, перекачка сигнала между слоями наблюдается только в некотором диапазоне мощностей. Исследуем более подробно описанное поведение сигнала.

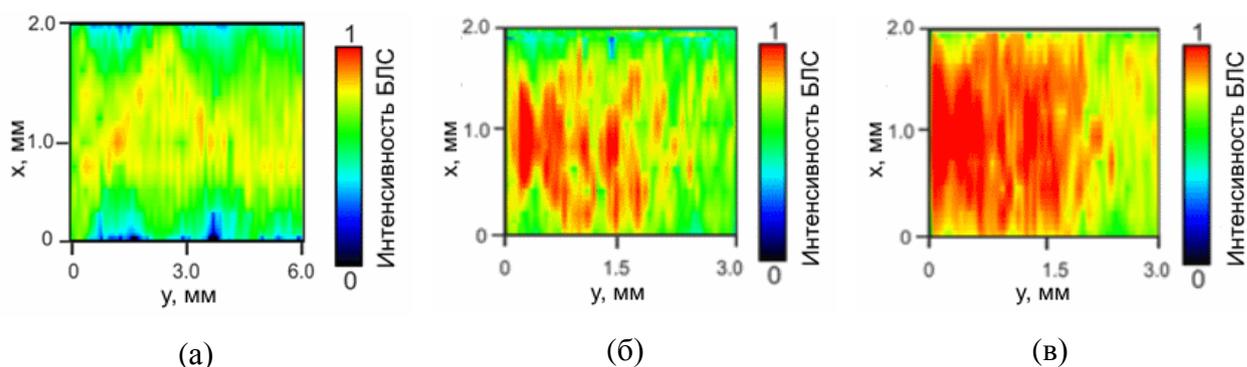


Рисунок 4.11 - Распределение интенсивности рассеянного свете в плоскости МК-2 при мощности входного сигнала (а) 6 дБм, (б), 20 дБм (в) 36 дБм.

На рис. 4.12 показано изменение коэффициента передачи МК-2  $T_2^*(y)$  вдоль длины структуры  $y$  при  $P_{01}^* = 20$  дБм. Видна периодическая модуляция коэффициента пропускания вдоль направления распространения  $y$ , что соответствует периодической перекачке мощности между МК-1 и МК-2.

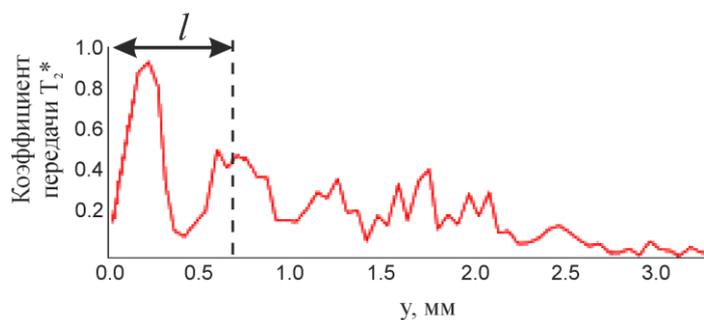


Рисунок 4.12 - Зависимость коэффициентов пропускания для МК-2 от продольной координаты при мощности входного сигнала  $P_{01}^* = 20$  дБм.

Выберем точку наблюдения в максимуме сигнала в МК-2 при мощности  $P_{01}^* = 20$  дБм, например, на расстоянии  $l = n\lambda / 2$ , где  $n = 3$ , от левого края МК-2 (эта длина

отмечена штриховой линией на рис. 4.12)<sup>7</sup>. На данной длине вся мощность, которая подавалась в МК-1, перекачалась в МК-2. В выбранной точке рассчитывались коэффициенты передачи МК-1 и МК-2 по формуле (4.1) при  $y=l$ . Для измерения коэффициента передачи в МК-1, структура переворачивалась и фокус оптической системы снова настраивался на верхний слой, в данном случае МК-1.

Рассчитывался также коэффициент отражения от МК-2 по формуле:

$$R_2^* = P_2^* / P_{01}^*, \quad (4.4)$$

где  $P_2^*(y) = \frac{1}{\tau} \int_0^w \int_0^\tau I_2(x, 0) dt dx$ .

Зависимости коэффициентов  $T_1^*$ ,  $T_2^*$  и  $R_2^*$  от мощности входного сигнала  $P_{01}^*$  для трёх разных частот, лежащих в запрещенной зоне:  $f_B = 4.09$  ГГц,  $f_B = 4.07$  ГГц,  $f_B = 4.12$  ГГц показаны на рис. 4.13. Видно, что для всех выбранных частот  $T_1^*$  растёт с увеличением мощности входного сигнала,  $R_2^*$  - убывает,  $T_2^*$  - растёт, затем убывает.

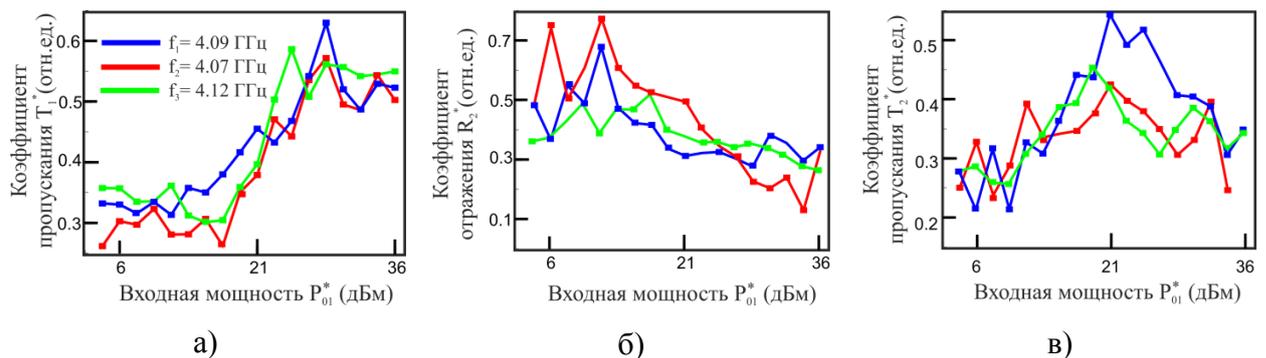


Рисунок 4.13 - Зависимости от мощности входного сигнала (а) коэффициентов пропускания МК-1, (б) коэффициентов отражения МК-2, (в) коэффициентов пропускания МК-2 для частоты входного сигнала  $f_B = 4.09$  ГГц, (синяя кривая),  $f_B = 4.07$  ГГц, (красная кривая),  $f_B = 4.12$  ГГц (зеленая кривая).

На следующем этапе проводилось сравнение экспериментальных результатов с теоретическими результатами для структуры МК-1/МК-2, изложенными в разделе 2.1. При проведении эксперимента входной сигнал подавался в один слой – МК-1, т.е. в

<sup>7</sup> Данное значение  $l$  для структуры МК-1/МК-2 приблизительно совпадает со значением  $l$  для структуры ФП-1/ФП-2 в линейном случае (см. рис. 4.8а).

структуре возбуждались обе нормальные волны, симметричная и антисимметричная, что соответствует случаю, теоретически рассмотренному в разделах 2.1.1 и 2.1.2. В частности, в разделе 2.1.2 представлены результаты расчётов, проведенных при значениях  $V = 0.005$  см/с и  $\gamma = -30$  нс<sup>-1</sup>, что соответствует экспериментальным данным. В этом случае, как показано в разделе 2.1, в зависимости от соотношения параметров  $\chi$  и  $\kappa$  можно реализовать как одиночное, так и двойное переключение в МК-1/МК-2 при увеличении мощности входного сигнала. При экспериментальных параметрах коэффициенты  $\chi$  и  $\kappa$  имеют следующие значения  $\chi \approx \kappa \approx 0.03$  нс<sup>-1</sup>. Как показано в разделе 2.1.2 при таких значениях параметров имеет место двойное нелинейное переключение при увеличении амплитуды входного сигнала. Передаточные характеристики для таких значений параметров на частоте, соответствующей центру запрещенной зоны, приведены на рис. 2.7.

Если условно считать, что структура имеет длину  $y = l$ , то коэффициент  $T_1^*$  описывает долю мощности, вышедшую с порта 2, коэффициент  $T_2^*$  описывает долю мощности вышедшую порта 4, а коэффициент  $R_2^*$  - долю мощности вышедшую с порта 3 (см. рис. 4.9). На рис. 4.14 представлены передаточные характеристики, полученные экспериментально, для портов 2, 3, 4, для частоты входного сигнала  $f_1 = 4.09$  ГГц. Видно, что существуют две точки переключения  $P_{МКМК}^{1*} = 18$  дБм и  $P_{МКМК}^{2*} = 23$  дБм, т.е. реализуется двойное нелинейное переключение между портами 2, 3 и 4 при увеличении мощности входного сигнала, теоретически описанное в разделе 2.1.2.

Сравнение экспериментальных и теоретических данных можно произвести, рассчитав связь между экспериментальной мощностью спиновой волны в МК  $P_{01}^*$  и теоретической амплитудой  $A_{01}$  по формуле (4.2). Расчёт по данной формуле показывает, что теоретическим значениям точек переключения  $A_{МКМК}^{1*} = 0.035$  и  $A_{МКМК}^{2*} = 0.06$  соответствуют значениям мощности 17 дБм и 22 дБм, соответственно. Отличие данных значений от экспериментальных значения точек переключения  $P_{МКМК}^{1*} = 18$  дБм и  $P_{МКМК}^{2*} = 23$  дБм объясняется наличием потерь в ферромагнитной среде и отражений мощности, как на входе в МК, так и в точке перехода от однослойной структуры (МК-1) к двухслойной структуре (МК-1/МК-2) в эксперименте.

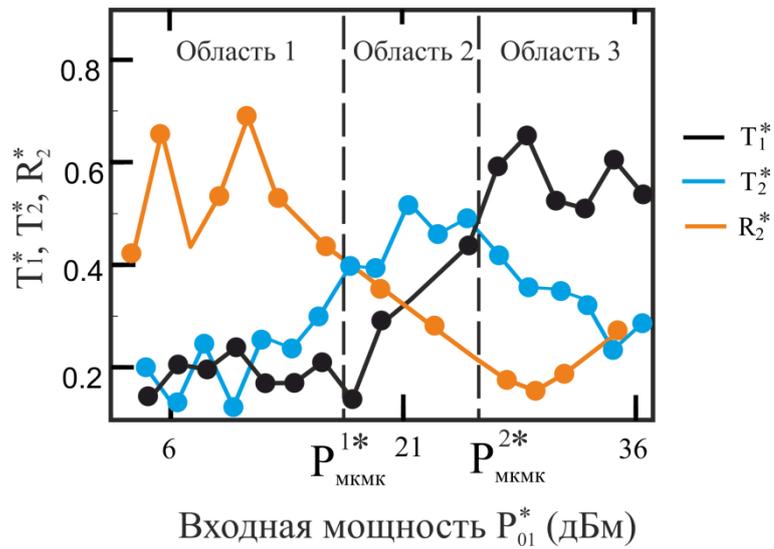


Рисунок 4.14 - Зависимость коэффициентов пропускания для порта 2 (черная кривая), порта 3 (оранжевая кривая), порта 4 (синяя кривая) от мощности входного сигнала для частоты сигнала  $f_B = 4.09$  ГГц.

На рис. 4.15 совмещены экспериментальные кривые (показанные на рис. 4.13) и теоретические кривые (показанные на рис. 2.7) для соответствующих портов МК-1/МК-2. Имеет место хорошее совпадение экспериментальных и теоретических результатов.

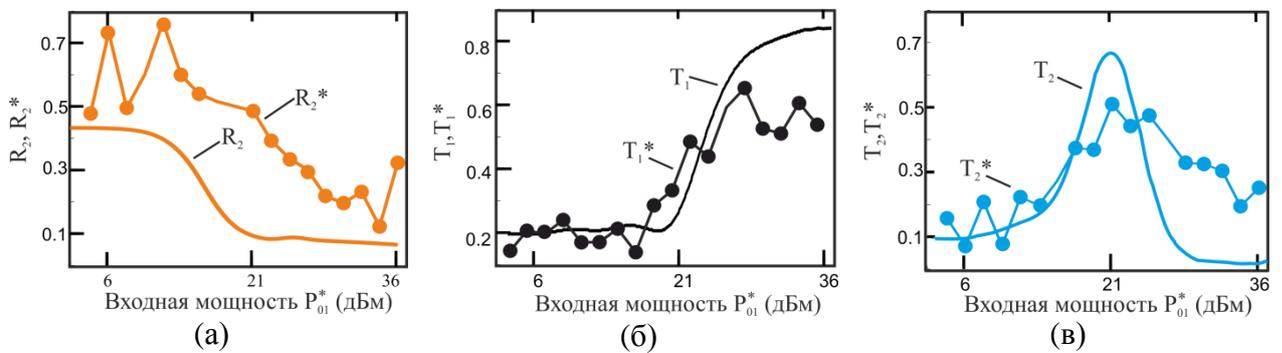


Рисунок 4.15- Экспериментальные (точечные кривые) и теоретические (сплошные кривые) зависимости коэффициентов пропускания для (а) порта 3, (б) порта 2, (в) порта 4 от мощности входного сигнала для частоты входного сигнала  $f_1 = 4.09$  ГГц.

Кроме того, из рис. 4.15 видно, что если снимать сигнал с порта 3 (рис. 4.15а), то структура МК-1/МК-2 позволяет осуществить выделение сигналов большой мощности, а малые сигналы подавляются, т.е. может использоваться, как подавитель малых сигналов. Если снимать сигнал с порта 2 (рис. 4.15б) то структура МК-1/МК-2 может

использоваться, как ограничитель мощности с большим динамическим диапазоном. Если снимать сигнал с порта 4 (рис. 4.15в), то структура МК-1/МК-2 функционирует в обоих описанных режимах, только в разном диапазоне мощностей, т.е. позволяет выделять сигнал в ограниченном диапазоне мощностей.

Как отмечалось в разделе 2.1.3 структура МК-1/МК-2 позволяет осуществлять функции нелинейного ответвителя - разделение сигналов разного уровня мощности. Из рис. 4.15а видно, что максимальное экспериментальное значение коэффициента пропускания для порта 3 наблюдается при  $P_{01}^* < 6$  дБм и имеет значение  $R_2^{*max} \approx 0.6$  (соответственно, теоретическое значение  $R_2^{max} = 0.48$ ). Указанным значениям соответствует развязка  $C_{13}^{*max} = 10Lg[1/R_2^{*max}] = 2.2$  дБ (соответствующее теоретическое значение  $C_{13}^{max} = 10Lg[1/R_2^{max}] = 3.2$  дБ). Из рис. 4.15б видно, что максимальное экспериментальное значение коэффициента пропускания для порта 2 наблюдается при  $P_{01}^* > 25$  дБм и имеет значение  $T_1^{*max} \approx 0.6$  (соответственно, теоретическое значение  $T_1^{max} = 0.8$ ). Указанным значениям соответствует минимальное значение рабочего ослабления  $C_{12}^{*max} = 10Lg[1/T_1^{*max}] = 2.22$  дБ (соответствующее теоретическое значение  $C_{12}^{max} = 10Lg[1/T_1^{max}] = 0.97$  дБ). Из рис. 4.15в видно, максимальное экспериментальное значение коэффициента пропускания для порта 4 наблюдается при  $P_{01}^* \approx 21$  дБм и имеет значение  $T_2^{*max} \approx 0.5$  (соответственно, теоретическое значение  $T_2^{max} = 0.7$ ). Указанным значениям соответствует минимальное значение переходного ослабления  $C_{14}^{*max} = 10Lg[1/T_2^{*max}] = 3.01$  дБ (теоретическое значение  $C_{14}^{max} = 10Lg[1/T_2^{max}] = 1.55$  дБ). Вопросы, связанные с потенциальной возможностью увеличения значений  $T_1^{max}$ ,  $T_2^{max}$ ,  $R_2^{max}$  до единицы (и соответственно, уменьшение  $C_{12}^{max}$ ,  $C_{13}^{max}$ ,  $C_{14}^{max}$  до нуля) обсуждались в разделе 2.1.3.

#### 4.5 Запрещенные зоны в структуре МК/СЭ

Для формирования структуры МК/СЭ на поверхности МК, описанного в разделе 4.2, располагалась СЭ пластина титаната бария-стронция (БСТ) толщиной  $S = 500$  мкм, длиной 5 мм, шириной 2 мм и диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = 4000$ , как показано на рис. 4.16. Таким образом, область перекрытия МК и СЭ составляла 5 мм. Для возбуждения и приема МСВ использовались микрополосковые преобразователи шириной 30 мкм. Преобразователи расположены на поверхности МК на расстоянии 7 мм друг

относительно друга. Расстояние от преобразователей до границ СЭ пластины составляло 1 мм. Постоянное магнитное поле  $H_0 = 860$  Э прикладывалось параллельно преобразователям, при этом в МК возбуждалась поверхностная магнитостатическая волна.

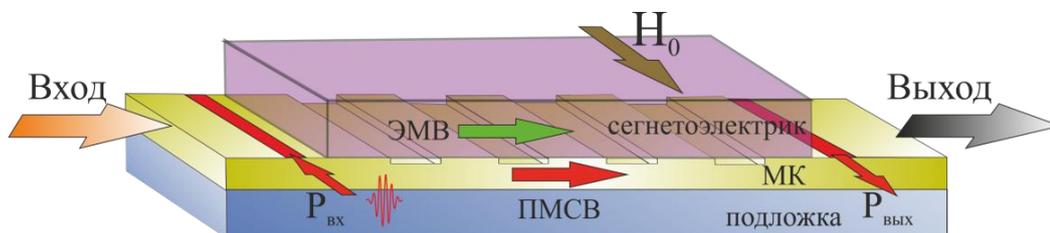


Рисунок 4.16 - Схема экспериментального макета структуры МК/СЭ.

На рис. 4.17 черными кривыми показана АЧХ ПМСВ в одиночном МК при уровне входного сигнала  $P_{вх} = P_{01}^* = -4$  дБм. Отчетливо видно два минимума, соответствующие запрещенным зонам первого и второго брэгговского резонанса в МК. Минимумы наблюдаются на частотах  $f_1 = 4.4$  ГГц (основная 33 (1)) и  $f_{12} = 4.52$  ГГц (основная 33 (2)). АЧХ ГЭМСВ в структуре МК/СЭ показана оранжевым цветом на рис. 4.17. Видно, что в этом случае между первой и второй брэгговскими запрещенными зонами (выделены синими овалами) на частоте  $f_2 = 4.49$  ГГц формируется дополнительная запрещенная зона (выделена красным овалом). Данную дополнительную запрещенную зону можно трактовать, как гибридную запрещенную зону, условия формирования которой подробно описаны в разделе 3.2. Также на рис. 4.17 виден дополнительный пик непропускания на частоте  $f = 4.27$  ГГц, отвечающей частоте фазового синхронизма ПМСВ и ЭМВ, его наличие объясняется гибридизацией волн вблизи частоты синхронизма. Данная гибридизация теоретически обсуждалась в разделах 3.1 и 3.2.1 и экспериментально наблюдалась ранее в структуре ФП/СЭ [116; 120]. Дисперсионная характеристика для ГЭМСВ в структуре МК/СЭ при параметрах эксперимента приведена на рис. 3.6б. Отличие теоретического значения частоты гибридной запрещенной зоны  $f_2$  от экспериментального значения составляет величину порядка 30 МГц и объясняется рядом упрощающих допущений сделанных при построении теоретической модели.

Таким образом, получено хорошее соответствие результатов построенной математической модели и результатов эксперимента.

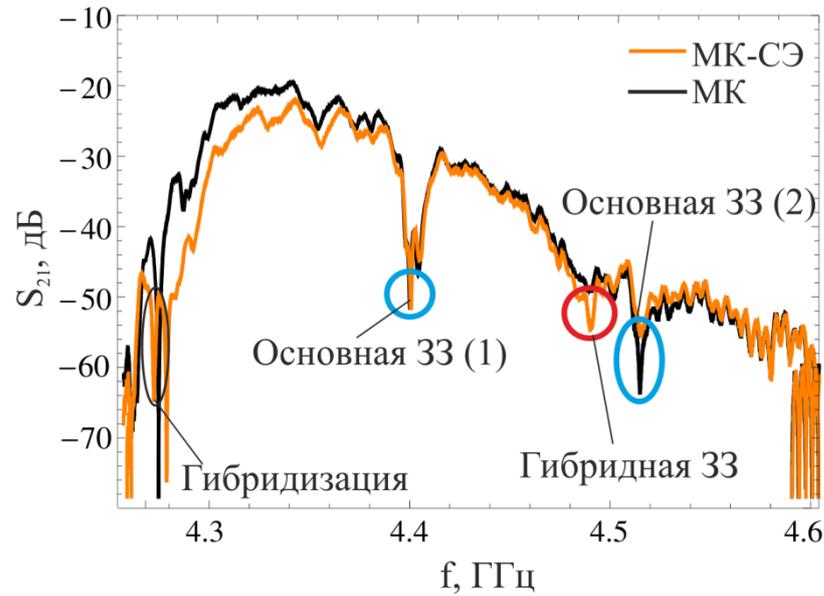


Рисунок 4.17 - Амплитудно-частотная характеристика ПМСВ в МК (черная кривая) и в структуре МК/СЭ (оранжевая кривая) при мощности входного сигнала -4 дБм.

На следующем этапе было исследовано влияние нелинейности в системе на характеристики запрещенных зон в МК/СЭ при увеличении мощности входного сигнала. На рис. 4.18 приведены АЧХ ГЭМСВ в структуре МК/СЭ при уровнях входного сигнала  $P_{01}^* = -4$  дБм (оранжевая кривая) и  $P_{01}^* = 9$  дБм (зеленая кривая). Видно, что при увеличении мощности входного сигнала имеет место сдвиг первой основной брэгговской запрещенной зоны (выделена синим овалом) и гибридной зоны (выделена красным овалом) на величину порядка 2 МГц. Для мощности  $P_{01}^* = 9$  дБм значение амплитуды сигнала, рассчитанное по соотношению (4.2) (где  $|u|^2 = q|A_{01}|^2$ ), составляет  $u = 0.013$ . Теоретическое значение сдвига запрещенной зоны при такой амплитуде составляет 3 МГц. Различие эксперимента и теории можно объяснить потерями в структуре, которые не учитывались в предложенной модели.

Таким образом, в результате эксперимента получено хорошее соответствие с теоретическими результатами на основе модели, построенной в разделе 3.4.

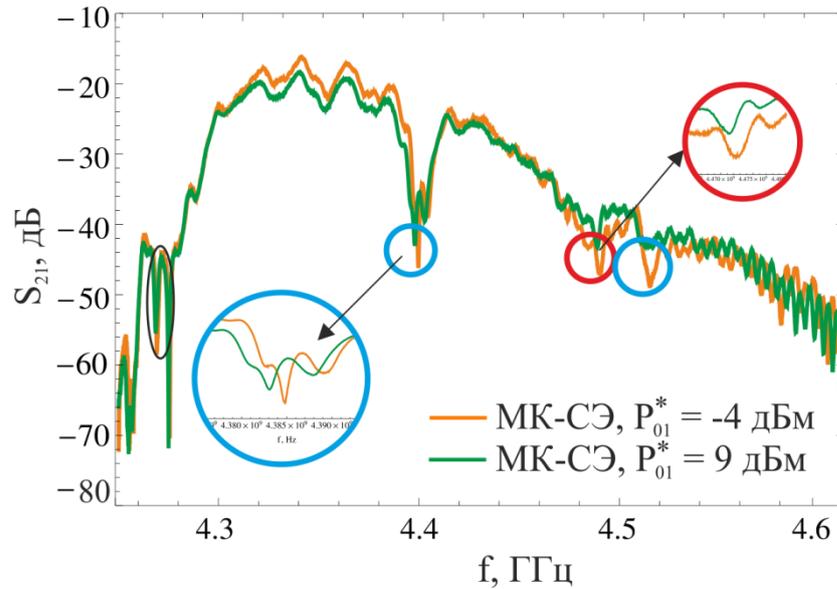


Рисунок 4.18 - Амплитудно-частотная характеристика ПМСВ в структуре МК/СЭ при мощности входного сигнала  $P_{01}^* = -4$  дБм (черная кривая) и  $P_{01}^* = 9$  дБм (оранжевая кривая). На вставках показаны увеличенные фрагменты запрещенных зон.

#### 4.6 Выводы

В главе 4 проведено экспериментальное исследование нелинейных волновых процессов при распространении ПМСВ в структурах типа МК, ФП-1/ФП-2, МК-1/МК-2 и МК/СЭ. Проведена послойная визуализация пространственно-временной эволюции интенсивности спиновой волны в ферромагнитных слоях с помощью технологии Бриллюэновского рассеяния света, а также исследованы спектральные характеристики в линиях задержки на основе таких структур радиофизическими методами. Экспериментально доказано, что в таких структурах имеет место ряд нелинейных эффектов, выявленных на основе теоретических исследований в главах 1, 2 и 3.

В одиночном МК при увеличении мощности входного сигнала наблюдается эффект нелинейного переключения. С увеличением мощности входного сигнала имеет место нелинейный сдвиг запрещенной зоны, при этом на фиксированной частоте, лежащей в запрещенной зоне в линейном случае, коэффициент пропускания растёт, т.е. структура начинает пропускать сигнал.

В структуре ФП-1/ФП-2 при увеличении мощности входного сигнала наблюдается эффект нелинейного подавления перекачки между слоями структуры. В результате экспериментального исследования показано, что существует пороговое значение входного сигнала ( $\sim 21$  дБм), при котором на определенной длине структуры сигнал делится

поровну между плёнками и далее вдоль длины периодическая перекачка не наблюдается. При уровне входного сигнала, значительно превышающий пороговый, наблюдается эффект полного подавления пространственной перекачки в рассматриваемой структуре.

В структуре МК-1/МК-2 наблюдается эффект двойного нелинейного переключения, который заключается в следующем. При малой входной мощности (<14 дБм) импульс отражается от МК-2 и большая часть мощности выходит через порт 3 (минимальное значение развязки наблюдается при 6 дБм и имеет значение 2.2 дБ). Порт 3 в этом случае выполняет функции ограничителя мощности. При входной мощности равной 14 дБм происходит первое переключение – большая часть мощности проходит через МК-1/МК-2 и выходит из МК-2 (минимальное значение переходного ослабления наблюдается при 21 дБм и имеет значение 3.01 дБ). При дальнейшем увеличении амплитуды имеет место второе переключение при 28 дБм - большая часть мощности выходит из МК-1 (минимальное значение переходного ослабления наблюдается при 36 дБм и имеет значение 2.22 дБ). Порт 2 в этом случае выполняет функции подавления слабых сигналов, а порт 4 выполняет функции выделения сигналов в заданном диапазоне значений (от 14 дБм до 28 дБм). Таким образом, экспериментально показано, что структура на основе МК-1/МК-2 позволяет осуществлять пространственное разделение сигналов разного уровня мощности, а также осуществлять ограничение мощности, подавление слабых сигналов и выделение сигналов в заданном диапазоне мощностей и может быть положена в основу многофункционального нелинейного устройства.

В структуре МК/СЭ подтверждена возможность формирования двух запрещенных зон: основной на частоте 4.4 ГГц и гибридной на частоте 4.49 ГГц, отстроенных друг относительно друга на 90 МГц. Показано, что при увеличении мощности входного сигнала до 9 дБм приводит к нелинейному сдвигу обеих запрещенных зон вниз по частоте на величину порядка 2 МГц.

Получено хорошее соответствие экспериментальных результатов, приведенных в главе 4 с соответствующими теоретическими результатами, полученными в главах 1, 2 и 3.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертационной работе проведено теоретическое и экспериментальное исследование нелинейных волновых процессов в новом классе распределенных систем - связанных периодических ферромагнитных и мультифероидных структурах. В ходе выполнения работы получены следующие основные результаты:

1. Построена нелинейная волновая модель, описывающая распространение магнитоэлектрических волн в структуре на основе связанных однородных плёнок. Выяснен механизм влияния нелинейной связи между волновыми процессами в такой структуре при увеличении уровня входного сигнала. Показано, что при уровне входного сигнала, значительно превышающем пороговый, наблюдается эффект полного подавления пространственной перекачки в рассматриваемой структуре. Основным механизмом подавления периодической перекачки обусловлен увеличением разности фаз между сигналами в каждой пленке за счет действия нелинейности. Эффект подавления перекачки наблюдался экспериментально для структуры на основе плёнок ЖИГ с использованием методики Манделъштам - Бриллюэновской спектроскопии посредством послойной визуализации пространственно-временной эволюции интенсивности спиновой волны. Пороговое значение мощности входного сигнала составляло  $\sim 21$  дБм.
2. На основе метода связанных волн, построена нелинейная волновая модель, описывающая распространение волн в периодической связанной ферромагнитной структуре в виде двух МК, а также МК и ФП. Волновая модель представляет собой систему четырёх нелинейных уравнений связанных волн, описывающих линейную и нелинейную связь между амплитудами огибающих прямых и отраженных волн в каждом слое структуры. Показано, что в окрестности первого брэгговского резонанса характер волновой эволюции определяется двумя линейными коэффициентами связи: первый обусловлен связью между МСВ, распространяющимися в каждом слое (зависит от расстояния между слоями), второй определяется связью между прямыми и отраженными волнами (зависит от геометрических размеров периодической «ячейки»), а также нелинейной связью между прямыми и отраженными волнами в каждом слое.
3. На основе численного исследования с использованием построенной модели показано, что в структуре МК-1/МК-2 в зависимости от коэффициентов связи реализуются различные режимы нелинейных переключений: одиночные либо

двойные переключения. Если коэффициенты связи близки по значениям реализуется эффект двойного нелинейного переключения. Эффект заключается в следующем: при амплитуде входного сигнала меньшей первого порогового значения сигнал отражается от МК-2; при амплитуде входного сигнала, лежащей между первым и вторым пороговыми значениями, сигнал проходит через структуру и выходит из МК-2 (при амплитуде сигнала равной первому пороговому значению происходит первое переключение); при амплитуде входного сигнала больше второго порогового значения сигнал выходит из МК-1 (при амплитуде сигнала равной второму пороговому значению происходит второе переключение). Основным механизмом данного эффекта является совместное проявление нелинейных эффектов, характерных для одиночного МК и для структуры из двух однородных плёнок ФП-1/ФП-2, имеющих разные пороговые мощности. Эффект двойного переключения наблюдался при экспериментальном исследовании структуры МК-1/МК-2 методом Манделъштам - Бриллюэновской спектроскопии. Пороговые значения мощности входного сигнала составляли 14 дБм и 28 дБм, соответственно. Эффект двойного нелинейного переключения позволяет рассматривать структуру МК-1/МК-2 в качестве элемента нелинейного СВЧ-устройства для многофункциональной обработки сигналов, осуществляющего подавление слабого сигнала, подавление сигнала большой мощности, выделение сигнала в заданном диапазоне мощностей, пространственное разделение сигналов разного уровня мощности.

4. В структуре МК-1/МК-2 на частотах, лежащих в запрещенной зоне связанной структуры возможно формирование щелевых солитонов при увеличении амплитуды входного сигнала. Щелевой солитон формируется как в МК-1, так и в МК-2. По мере распространения происходит перекачка энергии из одного слоя в другой, в результате чего возникают пульсирующие в противофазе квазисолитоны, принадлежащие разным МК. Длина, на которой происходит перекачка энергии между слоями, зависит от параметра периодичности и амплитуды входного сигнала. Кроме того, щелевые солитоны формируются только в некотором диапазоне значений параметра связи между МК.
5. При распространении МСВ в структуре МК/ФП в линейном случае возможен эффект частотного разделения/объединения сигналов. Если многочастотный сигнал подается в ФП, то сигнал на частотах, лежащих вне запрещенной зоны, выходит из МК, а сигнал на частотах запрещенной зоны выходит из ФП. Данная структура

может быть положена в основу устройства демультимплексирования сигналов. Если сигнал на частоте запрещенной зоны подается в ФП, а на частотах вне запрещенной зоны в МК, то структура осуществляет мультимплексирование сигнала и сигнал на всех частотах выйдет из ФП.

6. В структуре МК/ФП наблюдаются эффекты одиночного и двойного нелинейного переключения, причем характер переключений зависит от способа возбуждения структуры, т.е. от того, куда подается входной сигнал, в ФП, либо МК. При подаче сигнала в ФП реализуется только одно переключение. При подаче сигнала в МК существует область параметров связи, в которой реализуется двойное нелинейное переключение.
7. Построена модель, описывающая дисперсионные характеристики ГЭМСВ в мультиферроидной структуре МК/СЭ. Показана возможность формирования дополнительной гибридной запрещенной зоны в области первого брэгговского резонанса. Основным механизмом формирования гибридной запрещенной зоны является взаимодействие на частотах фазового синхронизма прямой быстрой ГЭМСВ и отраженной медленной ГЭМСВ. Показана возможность двойного (электрического и магнитного) управления характеристиками запрещенных зон. Для структуры на основе плёнки ЖИГ и пластины БСТ экспериментально подтверждено формирование двух запрещенных зон (основной на частоте 4.4 ГГц и гибридной на частоте 4.49 ГГц), отстроенных друг относительно друга на 90 МГц. Получено хорошее соответствие экспериментальных и теоретических результатов.
8. Построена теоретическая модель, описывающая дисперсионные характеристики ГЭМСВ в структуре МК-1/СЭ/МК-2. В такой структуре связь между МК является электрически управляемой за счёт изменения величины электрического поля, приложенного к СЭ. В такой структуре имеет место формирование пяти запрещенных зон в области первого брэгговского резонанса. Три из которых образованы взаимодействием прямых и отраженных медленных ГЭМСВ в каждом слое (основные ЗЗ). Две ЗЗ образованы за счёт взаимодействия прямых быстрых ГЭМСВ и отраженных медленных ГЭМСВ в каждом слое (гибридные ЗЗ). Показано, что при увеличении диэлектрической проницаемости СЭ гибридные зоны расширяются и все запрещенные зоны сдвигаются вниз по частоте, при увеличении магнитного поля все запрещенные зоны сдвигаются вверх по частоте.
9. Получено дисперсионное соотношение для ГЭМСВ в структуре МК/СЭ с учётом электрической и магнитной нелинейности. Показано, что учёт магнитной

нелинейности приводит к сдвигу обеих запрещенных зон вниз по частоте. Учёт электрической нелинейности приводит к сдвигу только гибридной запрещенной зоны вверх по частоте. В общем случае действие электрической и магнитной нелинейности на гибридную запрещенную зону может быть скомпенсировано. Для структуры на основе плёнки ЖИГ и пластины БСТ экспериментально показано, что увеличение мощности входного сигнала от -4 дБм до 9 дБм приводит к нелинейному сдвигу обеих запрещенных зон вниз по частоте на величину порядка 2 МГц. Получено хорошее соответствие экспериментальных и теоретических результатов.

Проведенные исследования показали, что в композитных структурах на основе ферромагнитных плёнок, магнитных кристаллов и сегнетоэлектрических пластин наблюдается ряд уникальных нелинейных эффектов. Полученные в работе результаты, относящиеся к теоретическому и экспериментальному исследованию нелинейных волновых процессов в связанных периодических ферромагнитных и мультиферроидных структурах, позволяют сделать вывод о том, что наличие связи между слоями структуры и периодичности каждого слоя приводит к появлению ряда принципиально новых нелинейных эффектов. В частности, таких эффектов, как подавление пространственной перекачки при увеличении мощности входного сигнала в структуре ФП-1/ФП-2, двойное нелинейное переключение в структурах МК-1/МК-2 и МК/ФП, формирование пульсирующих щелевых солитонов в структуре МК-1/МК-2, формирование и нелинейный сдвиг дополнительных гибридных запрещенных зон в области первого брэгговского резонанса в структурах МК/СЭ и МК-1/СЭ/МК-2. Выявленные эффекты могут быть положены в основу базовых принципов обработки спин-волновых сигналов на основе предложенных структур для создания СВЧ устройств магноники.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wigen P.E. Nonlinear phenomena and chaos in magnetic materials / P.E. Wigen. – World Scientific Publishing Company, 1994. – 260 p.
2. Влияние СВЧ сигнала большой мощности на распространение магнитостатических волн в ферритовых пленках / А.В. Вашковский и др. // ФТТ. – 1988. – Т. 30. – С. 827.
3. Melkov G.A. Kinetic instability of spin waves in thin ferrite films / G.A. Melkov, S. V Sholom // JETP. – 1991. – Vol. 72. – P. 341.
4. Parametrically stimulated recovery of a microwave signal using standing spin-wave modes of a magnetic film / A. V Chumak et al. // Phys. Rev. B. – 2009. – Vol. 79. – P. 014405.
5. Formation of envelope solitons from parametrically amplified and conjugated spin wave pulses / A.A. Serga et al. // J. Appl. Phys. – 2003. – Vol. 93. – P. 8758.
6. Selfgeneration of dissipative solitons in magnonic quasicrystal active ring resonator / S. V Grishin et al. // J. Appl. Phys. – 2014. – Vol. 115. – P. 53908.
7. Zvezdin A. Contribution to the nonlinear theory of magnetostatic spin waves / A. Zvezdin, A. Popkov // Sov. Phys. JETP. – 1983. – Vol. 57. – P. 350.
8. Bright magnetostatic spin-wave envelope solitons in ferromagnetic films / A.D. Boardman et al. // J. Mag. Mag. Mat. – 1995. – Vol. 145. – P. 357.
9. Formation, propagation, reflection, and collision of microwave envelope solitons in yttrium iron garnet films / N.G. Kovshikov et al. // Phys. Rev. B. – 1996. – Vol. 54. – P. 15210.
10. Collision properties of quasi-one-dimensional spin wave solitons and two-dimensional spin wave bullets / A.N. Slavin et al. // Chaos. – 2003. – Vol. 13. – P. 693.
11. Славин А.Н. Переход от модуляционной неустойчивости к хаосу в пленках ЖИГ / А.Н. Славин, Г.М. Дудко // ЖТФ. – 1989. – Т. 31. – С. 114.
12. Modulational instability of surface magnetostatic waves in ferromagnetic films / S.A. Nikitov et al. // J. Mag. Mag. Mat. – 1995. – Vol. 145. – P. L6.
13. Шараевский Ю.П. Модуляционная неустойчивость поверхностных магнитостатических волн в структурах типа ферромагнетик- диэлектрик-ферромагнетик / Ю.П. Шараевский, М.А. Мальгина, Е.В. Яровая // ПЖТФ. – 2006. – Т. 32. – С. 33.
14. Self-Generation of Two-Dimensional Spin-Wave Bullets / A.A. Serga et al. // Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 92. – P. 117203.
15. Дудко Г.М. Самофокусировка ограниченных пучков обратных объемных магнитостатических волн в ферромагнитных плёнках: численный эксперимент / Г.М. Дудко, Ю.А. Филимонов // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. – 1997. – Т. 5. –

С. 29.

16. Дудко Г.М. Численное исследование явлений самовоздействия ограниченных пучков обратных объёмных магнитостатических волн в ферромагнитных плёнках / Г.М. Дудко, Ю.А. Филимонов // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. – 1999. – Т. 7. – С. 17.
17. Галишников А.А. Влияние внешнего периодического воздействия на режим самомодуляции магнитостатических волн / А.А. Галишников, Г.М. Дудко, Ю.А. Филимонов // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. – 2001. – Т. 9. – С. 95.
18. Лукомский В.П. Нелинейные магнитостатические волны в ферромагнитных пластинах / В.П. Лукомский // Укр. физ.ж. – 1978. – Т. 23. – С. 134.
19. Krawczyk M. Review and prospects of magnonic crystals and devices with reprogrammable band structure / M. Krawczyk, D. Grundler // J.Phys.:Condens.Matter. – 2014. – Vol. 26. – P. 123202.
20. Kruglyak V. V. Magnonics / V. V Kruglyak, S.O. Demokritov, D. Grundler // J. Phys. D, Appl. Phys. – 2006. – Vol. 43. – P. 264001.
21. Serga A.A. YIG magnonics / A.A. Serga, A. V Chumak, B. Hillebrands // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2010. – Vol. 43. – P. 264002.
22. Demokritov S.O. Spin Wave Confinement: Propagating Waves / S.O. Demokritov. – Singapore: Pan Stanford Publishing Pte. Ltd, 2017. – 436 p.
23. Chumak A. V. Magnonic crystals for data processing / A. V Chumak, A.A. Serga, B. Hillebrands // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2017. – Т. 50. – С. 244001.
24. Kashyap R. Fiber Bragg Gratings / R. Kashyap. – San Diego: Academic press, 1999. – 458 p.
25. Agrawal G.P. Applications of Nonlinear Fiber Optics / G.P. Agrawal. – San Diego: Academic press, 2001. – 459 p.
26. Гуляев Ю.В. Магнонные кристаллы и спиновые волны в периодических структурах / Ю.В. Гуляев, С.А. Никитов // ДАН, Сер. Физика. – 2001. – Т. 380. – С. 469.
27. Broadband injection and scattering of spin waves in lossy width-modulated magnonic crystal waveguides / M. Arian et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2013. – Vol. 46. – P. 135003.
28. Spin wave propagation in three-dimensional magnonic crystals and coupled structures / P.A. Popov и др. // J. Magn. Magn. Mat. – 2018. – Т. 476. – С. 423.
29. Bragg resonances of magnetostatic surface spin waves in a layered structure: Magnonic crystal-dielectric-metal / E.N. Beginin et al. // Applied Physics Letters. – 2012. – Vol. 100. – P. 252412.

30. One-dimensional magnonic crystal with Cu stripes for forward volume spin waves / T. Goto и др. // *Phys. Rev. Appl.* – 2019. – Т. 11. – С. 014033.
31. Magnetostatic surface wave propagation in a one-dimensional magnonic crystal with broken translational symmetry / Y.A. Filimonov et al. // *Applied Physics Letters*. – 2012. – Vol. 101. – P. 242408.
32. Magnonic band gaps in waveguides with a periodic variation of the saturation magnetization / F. Ciubotaru et al. // *Phys. Rev. B*. – 2013. – Vol. 88. – P. 134406.
33. Nikitov S.A. Spin waves in periodic magnetic structures—magnonic crystals / S.A. Nikitov, P. Tailhadesand, C.S. Tsai // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2001. – Vol. 236. – P. 320.
34. Low-loss YIG-based magnonic crystals with large tunable bandgaps / H. Qin и др. // *Nat. Comm.* – 2018. – Т. 9. – С. 5445.
35. Kryshnal R.G. Influence of magnetic anisotropy on dynamic magnonic crystals created by surface acoustic waves in yttrium iron garnet films / R.G. Kryshnal, A. V Medved // *J. Magn. Magn. Mat.* – 2017. – Т. 426. – С. 666.
36. A current-controlled, dynamic magnonic crystal / A. V Chumak et al. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2009. – Vol. 42. – P. 205005.
37. Magnonic band structures in two-dimensional bi-component magnonic crystals with in-plane magnetization / M. Krawczyk et al. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2013. – Vol. 46. – P. 495003.
38. Costa C.H.O. Band gaps and transmission spectra in generalized Fibonacci (p,q) one-dimensional magnonic quasicrystals / C.H.O. Costa, M.S. Vasconcelos // *J. Phys.: Condens. Matter*. – 2013. – Vol. 25. – P. 286002.
39. Effects of symmetry reduction on magnon band gaps in two-dimensional magnonic crystals / Q. Wang et al. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2014. – Vol. 47. – P. 65004.
40. Chi K.H. Confinement of magnetostatic forward volume waves in two-dimensional magnonic crystals with line defects / K.H. Chi, Y. Zhu, C.S. Tsai // *J. Appl. Phys.* – 2014. – Vol. 115. – P. 17D125.
41. Band gap control in a line-defect magnonic crystal waveguide / M.A. Morozova и др. // *Appl. Phys. Lett.* – 2015. – Т. 107. – С. 242402.
42. Spin-wave propagation through a magnonic crystal in a thermal gradient / T. Langner и др. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2018. – Т. 51. – С. 344002.
43. Sheshukova S.E. Formation of gap solitons in a finite magnonic crystal / S.E. Sheshukova, M.A. Morozova, E.N. Beginin // *Phys. Wave Phenom.* – 2013. – Vol. 21. – P. 304.
44. Mechanisms of Gap Solitons Formation in Periodic Ferromagnetic Structures / M.A.

- Morozova et al. // *Acta Physica Polonica A*. – 2012. – Vol. 121. – P. 1173.
45. Self-Generation of Chaotic Dissipative Soliton Trains in Active Ring Resonators with 1D Magnonic Crystals / E.N. Beginin et al. // *IEEE Trans. on Magn.* – 2011. – Vol. 80. – P. 264001.
46. Spatiotemporal dynamics of magnetostatic and spin waves in a transversely confined ferrite waveguide / E.N. Beginin et al. // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. – 2013. – Vol. 77. – P. 1429.
47. Ustinov A.B. Multifunctional nonlinear magnonic devices for microwave signal processing / A.B. Ustinov, A. V Drozdovskii, B.A. Kalinikos // *Appl. Phys. Lett.* – 2010. – Vol. 96. – P. 142513.
48. Устинов А.Б. Солитоны огибающей и модуляционная неустойчивость спиновых волн в магнетонных кристаллах / А.Б. Устинов, А.В. Дроздовский, Б.А. Калиникос // *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика*. – 2012. – Т. 5. – С. 95.
49. Устинов А.Б. Наблюдение солитонов огибающей спиновых волн в периодических магнитных пленочных структурах / А.Б. Устинов, Н.Ю. Григорьева, Б.А. Калиникос // *Письма в ЖЭТФ*. – 2008. – Т. 88. – С. 34.
50. Formation of gap solitons in ferromagnetic films with a periodic metal grating / A.B. Ustinov et al. // *Phys. Rev. B*. – 2010. – Vol. 81. – P. 180406.
51. Образование солитонов огибающей при распространении спин-волновых пакетов в тонкопленочных магнетонных кристаллах / А.В. Дроздовский и др. // *Письма в ЖЭТФ*. – 2010. – Т. 91. – С. 17.
52. Морозова М.А. Механизмы формирования солитонов огибающей в периодических ферромагнитных структурах / М.А. Морозова, С.Е. Шешукова, Ю.П. Шараевский // *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика*. – 2010. – Т. 18. – С. 113.
53. Шешукова С.Е. Нелинейные магнитостатические волны в слоистых ферромагнитных структурах и магнетонных кристаллах : диссертация канд. физ.-мат. наук / С.Е. Шешукова. – 2012.
54. Wang Q. Theory of nonlinear magnetostatic surface wave in a periodically corrugated ferromagnetic slab / Q. Wang, J. Shi, J. Bao // *J. Appl. Phys.* – 1995. – Vol. 77. – P. 5831.
55. Chen N.N. Gap solitons in periodic structures: Modulated magnetic thin films / N.N. Chen, A.N. Slavin, M.G. Cottam // *Phys. Rev. B*. – 1993. – Vol. 47. – P. 8667.
56. Magnon spintronics / A. V Chumak et al. // *Nature Physics*. – 2015. – Vol. 11. – P. 453.
57. Khitun A. Magnonic logic circuits / A. Khitun, M. Bao, K.L. Wang // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2010. – Vol. 43. – P. 264005.
58. Магноника — новое направление спинтроники и спин-волновой электроники / С.А.

- Никитов и др. // Успехи физических наук. – 2015. – Т. 10. – С. 1099.
59. Spin-wave propagation in ultra-thin YIG based waveguides / M. Collet et al. // *Appl. Phys. Lett.* – 2017. – Vol. 110. – P. 092408.
  60. Magnonic interferometric switch for multi-valued logic circuits / M. Balynsky et al. // *J. Appl. Phys.* – 2017. – Vol. 121. – P. 024504.
  61. Excitation of propagating spin waves in ferromagnetic nanowires by microwave voltage-controlled magnetic anisotropy / R. Verba et al. // *Scientific Reports.* – 2016. – Vol. 6. – P. 25018.
  62. Realization of spin-wave logic gates / T. Schneider et al. // *Appl. Phys. Lett.* – 2008. – Vol. 92. – P. 022505.
  63. Chumak A. V. Magnon transistor for all-magnon data processing / A. V Chumak, A.A. Serga, B. Hillebrands // *Nature communications.* – 2014. – Vol. 5. – P. 4700.
  64. Ustinov A.B. Nonlinear phase shifters based on forward volume spin waves / A.B. Ustinov, B.A. Kalinikos, E. Lahderanta // *J. Appl. Phys.* – 2013. – Vol. 113. – P. 113904.
  65. Castera J.P. Adjustable magnetostatic surface-wave multistrip directional coupler / J.P. Castera, P. Hartemann // *Electronics Letters.* – 1980. – Vol. 16. – P. 195.
  66. Toward nonlinear magnonics: Intensity-dependent spin-wave switching in insulating side-coupled magnetic stripes / A. V Sadovnikov et al. // *Phys. Rev. B.* – 2017. – Vol. 96. – P. 144428.
  67. Nonlinear magnetostatic surface waves in ferromagnetic films / A.D. Boardman et al. // *IEEE Trans. in Mag.* – 1994. – Vol. 30. – P. 14.
  68. Voltage-Controlled Spin-Wave Coupling in Adjacent Ferromagnetic-Ferroelectric Heterostructures / A. V Sadovnikov et al. // *Phys. Rev. Appl.* – 2017. – Vol. 7. – P. 014013.
  69. Spin-wave logic devices based on isotropic forward volume magnetostatic waves / S. Klingler et al. // *Appl. Phys. Lett.* – 2015. – Vol. 106. – P. 212406.
  70. Realization of a spin-wave multiplexer / K. Vogt et al. // *Nature communications.* – 2014. – Vol. 5. – P. 3727.
  71. Puzzkarski H. Theory of interface magnons in magnetic multilayer films / H. Puzzkarski // *Surface science reports.* – 1994. – Vol. 20. – P. 45.
  72. Band gap formation and control in coupled periodic ferromagnetic structures / M.A. Morozova et al. // *Journal of Applied Physics.* – 2016. – Vol. 120. – P. 223901.
  73. Goos-Hänchen shift of a spin-wave beam at the interface between two ferromagnets / M. Mailyan et al. // *IEEE Trans. Magn.* – 2017. – Vol. 53. – P. 7100605.
  74. Grunberg P. Magnetostatic spin-wave modes of a ferromagnetic multilayer / P. Grunberg,

- K. Mika // *Phys. Rev. B.* – 1983. – Vol. 27. – P. 2955.
75. Daniel M.R. Magnetostatic volume wave propagation in a ferrimagnetic double layer / M.R. Daniel, P.R. Emtage // *J. Appl. Phys.* – 1982. – Vol. 53. – P. 3723.
76. Evidence of the exchange coupling effect in the spin wave spectrum of a structure with two different magnetic layers / Y. Filimonov et al. // *JMMM.* – 1994. – Vol. 131. – P. 235.
77. Sasaki H. Directional coupling of magnetostatic surface waves in a layered structure of YIG films / H. Sasaki, N. Mikoshiba // *J. Appl. Phys.* – 1981. – Vol. 52. – P. 3546.
78. Bi-Stability of Magnetic Skyrmions in Ultrathin Multilayer Nanodots Induced by Magnetostatic Interaction / M. Zelent et al. // *Phys. Status Solidi.* – 2017. – P. 1700256.
79. Spin-wave nonreciprocity and magnonic band structure in a thin permalloy film induced by dynamical coupling with an array of Ni stripes / M. Mruczkiewicz et al. // *Phys. Rev. B.* – 2017. – Vol. 96. – P. 104411.
80. Graczyk P. Co- and contra-directional vertical coupling between ferromagnetic layers with grating for short-wavelength spin wave generation / P. Graczyk, M. Zelent, M. Krawczyk // *New Journal of Physics.* – 2018. – Vol. 20. – P. 053021.
81. Люиселл У. Связанные и параметрические колебания в электронике / У. Люиселл. – Москва: Иностранной литературы, 1963. – 352 с.
82. Вашковский А.В. Магнитостатические волны в электронике СВЧ / А.В. Вашковский, В.С. Стальмахов, Ю.П. Шараевский. – Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1993. – 311 с.
83. Розанов Н.Н. Диссипативные оптические солитоны. От микро- к нано- и атто- / Н.Н. Розанов. – Москва: Физматлит, 2011. – 527 с.
84. Reconfigurable nano-scale spin-wave directional coupler / Q. Wang et al. // *Science Advances.* – 2018. – Vol. 4. – P. e1701517.
85. Magnonic bandgap control in coupled magnonic crystals / M.A. Morozova et al. // *IEEE Trans. on Magnetism.* – 2014. – Vol. 50. – P. 4007204.
86. Nonlinear spin wave coupling in adjacent magnonic crystals / A. V Sadovnikov et al. // *Appl. Phys. Lett.* – 2016. – Vol. 109. – P. 42407.
87. Связанные спиновые волны в индуцированных упругими деформациями магнитных волноводах в структуре ЖИГ-пьезоэлектрик / А.В. Садовников и др. // *Письма в ЖЭТФ.* – 2017. – Т. 106. – С. 445.
88. Вашковский А.В. Дисперсия магнитостатических волн в двухслойных структурах феррит-феррит / А.В. Вашковский, А.В. Стальмахов // *Радиотехника и электроника.* – 1984. – Т. 29. – С. 901.

89. Объемные магнитостатические волны в обменно-связанных ферритовых пленках / С.Л. Высоцкий и др. // ЖТФ. – 1998. – Т. 68. – С. 97.
90. Луцев Л.В. Исследование дисперсионных характеристик МСВ в 2-слойных ферромагнитных пленках / Л.В. Луцев, И.Л. Березин, Ю.М. Яковлев // ЖТФ. – 1990. – Т. 5. – С. 180.
91. Дудко Г.М. Самомодуляция дипольно-обменных магнитостатических волн в нормально намагниченной связанной ферромагнитной структуре / Г.М. Дудко, М.А. Малюгина, Ю.П. Шараевский // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. – 2004. – Т. 12. – С. 40.
92. Стальмахов В.С. Лекции по спиновым волнам / В.С. Стальмахов, А.А. Игнатьев. – Саратов: Изд. СГУ, 1983. – 181 с.
93. Magnetostatic waves / J.D. Adam et al. – Boston: Thin Films Adv. Electron Devices, 1991. – 141 p.
94. Xin-Wen S. Magnetostatic wave propagation in a double-layered film structure under inclined magnetic field / S. Xin-Wen, L. Gong-Qiang // J. Mag. Mag. Mat. – 2001. – Vol. 223. – P. 147.
95. Методы нелинейной динамики и теории хаоса в задачах электроники сверхвысоких частот. В 2 т. Т. 2. Нестационарные и хаотические процессы / ред. А.А. Короновский, Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов. – Москва: Физматлит, 2009. – 392 с.
96. Зависляк И.В. Магнитостатические волны в двухслойных структурах с внутренним возбуждением / И.В. Зависляк, В.А. Кондратюк // Укр. физ.ж. – 1993. – Т. 12. – С. 1845.
97. Hillebrands B. Calculation of spin waves in multilayered structures including interface anisotropies and exchange contributions / B. Hillebrands // Phys. Rev. B. – 1988. – Vol. 16. – P. 9885.
98. Kindyak A.S. Surface magnetostatic spin wave envelope solitons in ferrite semiconductor structure / A.S. Kindyak, A.D. Boardman, V. V Kindyak // J. Mag. Mag. Mat. – 2002. – Vol. 253. – P. 8.
99. Wang X.Z. Nonlinear magnetostatic surface waves of magnetic multilayers: Effective medium theory / X.Z. Wang, S.R. Xu // Phys. Rev. B. – 2001. – Vol. 63. – P. 54415.
100. Ueda T. Nonlinear behavior of magnetostatic surface waves in ferrite-film multilayer structure / T. Ueda, M. Tsutsumi // IEEE Trans. Magn. – 2002. – Vol. 38. – P. 3114.
101. Бегинин Е.Н. Нелинейные эффекты самовоздействия волн в 2D-связанных ферромагнитных структурах / Е.Н. Бегинин, М.А. Морозова, Ю.П. Шараевский // ФТТ. – 2010. – Т. 52. – С. 76.

102. Исследование эффектов самовоздействия магнитостатических волн в ферромагнитной структуре на основе системы уравнений Шредингера с когерентной или некогерентной связью / М.А. Морозова и др. // ФТТ. – 2012. – Т. 54. – С. 1478.
103. Дудко Г.М. Распространение импульсов магнитостатических волн в двухслойной ферромагнитной структуре / Г.М. Дудко, М.А. Малюгина, Ю.П. Шараевский // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. – 2003. – Т. 8. – С. 116.
104. Шутый А.М. Квазисолитоны магнитостатических волн в двухслойной структуре при од-номодовом возбуждении / А.М. Шутый, Д.И. Семенов // ЖЭТФ. – 2005. – Т. 127. – С. 1207.
105. Шутый А.М. Связанные магнитостатические волны и биения огибающей в двуслойной феррит-гранатовой структуре / А.М. Шутый, Д.И. Семенов // ЖТФ. – 2010. – Т. 76. – С. 110.
106. Ceramic phase shifters for electronically steerable antenna systems / V.K. Varadan et al. // Microwave journal. – 1992. – Vol. 35. – P. 116.
107. 20 GHz tunable filter based on ferroelectric (Ba,Sr)TiO/sub 3/ film varactors / V.N. Keis et al. // Electronic Letters. – 1998. – Vol. 34. – P. 1107.
108. Пятаков А.П. Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики / А.П. Пятаков, А.К. Звездин // УФН. – 2012. – Т. 182. – С. 593.
109. Sun N.X. Voltage control of magnetism in multiferroic heterostructures and devices / N.X. Sun, G. Srinivasan // Spin. – 2012. – Vol. 2. – P. 1420004.
110. Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions / G. Srinivasan et al. // J. Appl. Phys. – 2008. – Vol. 103. – P. 31101.
111. Сегнетоэлектрики в технике СВЧ / ред. О.Г. Вендик. – Москва: Сов. радио, 1979. – 272 с.
112. Физика сегнетоэлектрических явлений / ред. Г.А. Смоленский. – Ленинград: Наука, 1985. – 396 с.
113. Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики / Г.А. Смоленский и др. – Ленинград: Наука, 1971. – 476 с.
114. Дисперсионные характеристики поверхностных электромагнитно-спиновых волн в слоистых структурах феррит-сегнетоэлектрик-диэлектрик-металл / В.Е. Демидов и др. // ПЖТФ. – 2002. – Т. 28. – С. 75.
115. Анфиногенов В.Б. Распространение магнитостатических волн в феррит-сегнетоэлектрической структуре / В.Б. Анфиногенов, Т.Н. Вербицкая, П.Е. Зильберман // ПЖТФ. – 1986. – Т. 12. – С. 454.

116. Резонансное взаимодействие магнитостатических и медленных электромагнитных волн в композитной среде пленка ЖИГ-сегнетоэлектрическая пластина / В.Б. Анфиногенов и др. // ПЖТФ. – 1986. – Т. 12. – С. 938.
117. Резонансное взаимодействие обратных объемных магнитостатических волн с замедленными электромагнитными волнами в структурах феррит-сегнетоэлектрик / В.Б. Анфиногенов и др. // ЖТФ. – 1990. – Т. 60. – С. 114.
118. Гибридные электромагнитно-спиновые волны в контактирующих слоях феррита и сегнетоэлектрика / В.Б. Анфиногенов и др. // Радиотехника и электроника. – 1989. – Т. 34. – С. 494.
119. Вендик О.Г. Дисперсионное уравнение для электромагнитных и спиновых волн в слоистой структуре / О.Г. Вендик, Б.А. Калиникос, С.И. Митева // Изв.вузов. Радиоэлектроника. – 1981. – Т. 24. – С. 52.
120. Гуляев Ю.В. Спинволновая электроника. Сер. Радиоэлектроника и связь / Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман. – Москва: Знание, 1988. – 64 с.
121. Electric field tunable ferrite-ferroelectric hybrid wave microwave resonators: experiment and theory / A.V. Ustinov et al. // J. Appl. Phys. – 2006. – Vol. 100. – P. 93905.
122. Устинов А.Б. Нелинейный сверхвысокочастотный фазовращатель на электромагнитно-спиновых волнах / А.Б. Устинов, Б.А. Калиникос, Г. Сринивасан // ЖТФ. – 2014. – Т. 9. – С. 146.
123. Сверхвысокочастотный интерферометр на феррит-сегнетоэлектрической слоистой структуре / И.А. Устинова и др. // ЖТФ. – 2016. – Т. 42. – С. 20.
124. Demidov V.E. Dipole-exchange theory of hybrid electromagnetic-spin waves in layered film structure / V.E. Demidov, B.A. Kalinikos, P. Edenhofer // J. Appl. Phys. – 2002. – Vol. 91. – P. 10007.
125. Демидов В.Е. Особенности спектра дипольно-обменных электромагнитно-спиновых волн в несимметричных структурах металл– диэлектрик–ферромагнетик– диэлектрик–металл / В.Е. Демидов, Б.А. Калиникос // ЖТФ. – 2001. – Т. 71. – С. 89.
126. Fetisov Y.K. Electrically tunable ferrite-ferroelectric microwave delay lines / Y.K. Fetisov, G. Srinivasan // Appl. Phys. Lett. – 2005. – Vol. 87. – P. 103502.
127. Dual-tunable hybrid wave ferrite-ferroelectric microwave resonator / A.A. Semenov et al. // Electronic Letters. – 2006. – Vol. 42. – P. 1.
128. Теоретическое исследование сверхвысокочастотных свойств феррит-сегнетоэлектрического магнетонного кристалла / А.В. Дроздовский и др. // ЖТФ. – 2014. – Т. 84. – С. 87.

129. Устинова И.А. Динамический магنونный кристалл на основе феррит-сегнетоэлектрической слоистой структуры / И.А. Устинова, А.А. Никитин, А.Б. Устинов // ЖТФ. – 2016. – Т. 86. – С. 155.
130. Theory of dual-tunable thin-film multiferroic magnonic crystal / A.A. Nikitin et al. // J. Appl. Phys. – 2017. – Vol. 122. – P. 153903.
131. Морозова М.А. Управление запрещенными зонами в слоистой структуре магنونный кристалл—сегнетоэлектрик / М.А. Морозова, Ю.П. Шараевский, С.А. Никитов // Радиотехника и электроника. – 2014. – Т. 59. – С. 510.
132. Устинов А.Б. Мультиферроидные периодические структуры на основе магنونных кристаллов для электронно-перестраиваемых сверхвысокочастотных устройств / А.Б. Устинов, Б.А. Калиникос // ПЖТФ. – 2014. – Т. 40. – С. 58.
133. Magnetostatic surface wave propagation in layered structure ferrite magnonic crystal – ferroelectric plate / S.L. Vysotsky et al. // Spin Waves. – 2013. – P. 156.
134. Agrawal G.P. Modulation instability by cross-phase modulation in optical fibres / G.P. Agrawal // Phys. Rev. A. – 1989. – Vol. 39. – P. 3406.
135. Черкасский М.А. Теория мультинелинейных сред и ее приложение к солитонным процессам в феррит-сегнетоэлектрических структурах / М.А. Черкасский, А.А. Никитин, Б.А. Калиникос // ЖЭТФ. – 2016. – Т. 149. – С. 839.
136. Черкасский М.А. Солитоны огибающей электромагнитно-спиновых волн в искусственном слоистом мультиферроике / М.А. Черкасский, Б.А. Калиникос // Письма в ЖЭТФ. – 2013. – Т. 97. – С. 707.
137. Глущенко А.Г. Поверхностные нелинейные волны в структуре феррит - сегнетоэлектрик / А.Г. Глущенко // ФТТ. – 1991. – Vol. 33. – P. 1635.
138. Spin-electromagnetic waves in planar multiferroic multilayers / A.A. Nikitin et al. // J. Appl. Phys. – 2017. – Vol. 122. – P. 014102.
139. Малюгина М.А. Нелинейные волновые явления в связанных ферромагнитных структурах: диссертация канд. физ.-мат. наук / М.А. Малюгина. – 2004.
140. Marcuse D. Theory of Dielectric Optical Waveguides / D. Marcuse. – New York: Academic press, 1974. – 257 p.
141. Спектр и потери поверхностных магнитостатических волн в одномерном магنونном кристалле / С.Л. Высоцкий и др. // ЖТФ. – 2011. – Т. 81. – С. 150.
142. Маломед Б. Контроль солитонов в периодических средах / Б. Маломед; ред. А.И. Маймистов. – Москва: Физматлит, 2009. – 192 с.
143. Кившарь Ю.С. Оптические солитоны / Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал; ред. Н.Н.

Розанов. – Москва: Физматлит, 2005. – 648 с.

144. Стальмахов В.С. Магнитостатические волны в нелинейных средах. Лекции по электронике СВЧ и радиофизике / В.С. Стальмахов, Ю.П. Шараевский. – Саратов: Изд. СГУ, 1983. – 123 с.

145. Гуревич А.Г. Магнитные колебания и волны / А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. – Москва: Наука, 1994. – 464 с.

146. Солитоны и нелинейные волновые уравнения / Р. Додд и др. – Москва: Мир, 1988. – 694 с.

147. Kittel C. Ferromagnetic resonance / C. Kittel // J. Phys. Radium. – 1951. – Vol. 12. – P. 291.

148. Исследование мультиферроидных многослойных структур на основе пленок ферритов и сегнетоэлектриков / А.А. Семенов и др. // Современные проблемы науки и образования. – 2013. – Т. 1.

149. Боровик-Романов А.С. Рассеяние света на тепловых и возбужденных СВЧ магнонах / А.С. Боровик-Романов, Н.М. Крейнс, В.Г. Жотиков // УФН. – 1978. – Т. 25. – С. 355.

150. Camley R.E. Theory of light scattering by spin waves / R.E. Camley, D.L. Mills // Journal of Applied Physics. – 1979. – Vol. 50. – P. 7779.

151. Rojdestvenski I. V. A dipole-exchange theory for Brillouin light scattering from ferromagnetic thin films / I. V Rojdestvenski, M.G. Cottam, A.N. Slavin // Journal of Applied Physics. – 1993. – Vol. 73. – P. 7001.

152. Demokritov S. Brillouin light scattering studies of confined spin waves: linear and nonlinear confinement / S. Demokritov, B. Hillebrands, A.N. Slavin // Physics Reports. Amsterdam: North-Holland Pub. Co., 1971. – 2001. – Vol. 348. – P. 441.

## СПИСОК РАБОТ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- A1. Suppression of periodic spatial power transfer in a layered structure based on ferromagnetic films / M.A. Morozova et al // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2018. – Vol. 466. – P. 119-124.
- A2. Морозова М.А. Распространение импульсов в нелинейной системе на основе связанных магнонных кристаллов / М.А. Морозова, О.В. Матвеев, Ю.П. Шараевский // Физика Твердого Тела. – 2016. – Т. 58. – С. 1899-1906.
- A3. Управление запрещенными зонами в слоистой структуре магнонный кристалл- сегнетоэлектрик-магнонный кристалл / М.А. Морозова и др. // Физика Твердого Тела. – 2016. – Т. 58. – С. 266-272.
- A4. Morozova M.A. Propagation of Nonlinear Pulses of Magnetostatic Waves in Coupled Magnonic Crystals / M.A. Morozova, O. V Matveev // Physics of Wave Phenomena. – 2015. – Vol. 23. – P. 114-121.
- A5. Numerical modeling of wave processes in coupled magnonic crystals with periods shifted relative to each other / M.A. Morozova et al. // Physics of Wave Phenomena. – 2016. – Vol. 24. – P. 1-6.
- A6. Морозова М.А. Нелинейные эффекты в связанных магнонных кристаллах / М.А. Морозова, О.В. Матвеев // Ученые записки физического факультета МГУ. – 2014. – Т. 4. – С. 67-69.
- A7. Матвеев О.В. Электрическое управление дисперсионными характеристиками гибридных волн в структуре магнонный кристалл – сегнетоэлектрик – магнонный кристалл / О.В. Матвеев, М.А. Морозова // Ученые записки физического факультета МГУ. – 2015. – Т. 4. – С. 154335.
- A8. Матвеев О.В. Нелинейные эффекты при распространении магнитостатических волн в связанных магнонных кристаллах / О.В. Матвеев, М.А. Морозова // VIII Всероссийская конференция молодых ученых «Нанофотоника, наноэлектроника, нелинейная физика». – Саратов, 2013. – С. 158-159.
- A9. Матвеев О.В. Нелинейное переключение в структурах на основе связанных магнонных кристаллов и ферромагнитных пленок / О.В. Матвеев, М.А. Морозова // X школа-конференция «Хаотические автоколебания и образование структур». – Саратов, 2013. - С. 46
- A10. Морозова М.А. Нелинейные эффекты в связанных магнонных кристаллах / М.А. Морозова, О.В. Матвеев, Ю.П. Шараевский // Всероссийская научная школа-

семинар «Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами». – Саратов, 2014. – С. 53-55.

A11. Morozova M.A. Nonlinear waves in coupled magnonic crystals / M.A. Morozova, O.V. Matveev, Y.P. Sharaevskii // International Workshop Brillouin and Microwave Spectroscopy of Magnetic Micro- and Nanostructures. – Saratov, 2014. - P. 37.

A12. Морозова М.А. Дисперсионные характеристики структуры магнонный кристалл-сегнетоэлектрик-магнонный кристалл / М.А. Морозова, О.В. Матвеев // IX Всероссийская конференция молодых ученых «Нанофотоника, наноэлектроника, нелинейная физика» – Саратов, 2014. – С. 104-105.

A13. Матвеев О.В. Нелинейные дисперсионные характеристики гибридных волн в мультиферроидных структурах / О.В. Матвеев, М.А. Морозова // XVI Международная зимняя школа-семинар по радиофизике и электронике сверхвысоких частот. – Саратов, 2015. – С. 102.

A14. Морозова М.А. Дисперсионные характеристики поверхностных магнитостатических волн в структуре магнонный кристалл-сегнетоэлектрик-магнонный кристалл / М.А. Морозова, О.В. Матвеев // Всероссийская научная школа-семинар «Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами». – Саратов, 2015. – С. 55-57.

A15. Матвеев О.В. Функциональная обработка свч-сигналов на основе периодических магнитных материалов / О.В. Матвеев, М.А. Морозова // Сборник материалов 25-й Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо'2015). – Севастополь, 2015. – С. 556-557.

A16. Матвеев О.В. Нелинейный направленный ответвитель на основе связанных магнонных / О.В. Матвеев, М.А. Морозова // Сборник материалов 25-й Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо'2015). – Севастополь, 2015. – С. 545-546.

A17. Матвеев О.В. Управление запрещенными зонами гибридных электромагнитно-спиновых волн в слоистых мультиферроидных структурах / О.В. Матвеев, М.А. Морозова // X Всероссийская конференция молодых ученых «Нанофотоника, наноэлектроника, нелинейная физика». – Саратов, 2015. – С. 96.

- A18. Матвеев О.В. Нелинейные дисперсионные характеристики гибридных волн в двухслойных мультиферроиках / О.В. Матвеев, М.А. Морозова // XVII научная школа «Нелинейные волны». – Нижний Новгород, 2016. – С. 98.
- A19. Морозова М.А. Влияние геометрических параметров на нелинейные эффекты в структуре связанных магнетонных кристаллов / М.А. Морозова, О.В. Матвеев // Всероссийская научная школа-семинар «Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами». – Саратов, 2016. – С. 71-72.
- A20. Matveev O. V. Nonlinear dispersion characteristics of hybrid spinelectromagnetic waves in two-layered multiferroics / O.V Matveev, M.A. Morozova // VI Euro-Asian Symposium «Trends in MAGnetism» (EASTMAG-2016). - Krasnoyarsk, 2016. – P. 582.
- A21. Матвеев О.В. Система связанных магнетонных кристаллов для функциональной обработки нелинейных СВЧ сигналов / О.В. Матвеев, М.А. Морозова // Сборник материалов 26-й Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии». - Севастополь, 2016. - С. 1411-1417.
- A22. Матвеев О.В. Нелинейные эффекты в слоистой мультиферроидной структуре Магнетонный кристалл – сегнетоэлектрик / О.В. Матвеев, М.А. Морозова // Сборник материалов 26-й Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии». – Севастополь, 2016. - С. 1418-1423.
- A23. Матвеев О.В. Влияние нелинейных явлений на распространение волн в мультиферроидной структуре магнетонный кристалл – сегнетоэлектрик / О.В. Матвеев, М.А. Морозова // XI Всероссийская конференция молодых ученых «Нанопотоника, наноэлектроника, нелинейная физика». – Саратов, 2016. – С. 254-255.
- A24. Матвеев О.В. Нелинейное переключение в структурах на основе связанных магнетонных кристаллов и ферромагнитных пленок / О.В. Матвеев, М.А. Морозова // XI школа-конференция «Хаотические автоколебания и образование структур». – Саратов, 2016. - С. 43.
- A25. Матвеев О.В. Исследование нелинейных дисперсионных характеристик гибридных электромагнитно-спиновых волн в мультиферроидной структуре магнетонный кристалл - сегнетоэлектрическая пластина / О.В. Матвеев, М.А. Морозова, Ю.П. Шараевский // IV Всероссийская научная молодежная конференция с международным участием «Актуальные проблемы микро- и наноэлектроники». – Уфа, 2016. – С. 201.
- A26. Nonlinear phenomena in layered structures based on magnonic crystals / M.A. Morozova et al. // Moscow International Symposium on Magnetism (MISM). - Moscow, 2017. – P. 215.

- A27. Morozova M.A. Tunable band gaps in a layered structure based on magnonic crystals and ferroelectrics / M.A. Morozova, O.V. Matveev, D.V. Romanenko // Moscow International Symposium on Magnetism (MISM). - Moscow, 2017. – P. 217.
- A28. Морозова М.А. Исследование композитных мультиферроидных гетероструктур на базе магнонных кристаллов и сегнетоэлектриков / М.А. Морозова, О.В. Матвеев, Д.В. Романенко. // Сборник материалов 27-й Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии». – Севастополь, 2017. – С.926-932.
- A29. Исследование структуры связанных магнонных кристаллов методом бриллюэновской спектроскопии / М.А. Морозова и др. // Сборник материалов 27-й Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии». – Севастополь, 2017. – С.940-945.
- A30. Матвеев О.В. Функциональная обработка нелинейных сигналов в связанных магнонных кристаллах / О.В. Матвеев, Д.В. Романенко, М.А. Морозова // XII Всероссийская конференция молодых ученых «Нанофотоника, наноэлектроника, нелинейная физика». – Саратов, 2017. – С. 334.
- A31. Матвеев О.В. Экспериментальное исследование мультиферроидной слоистой структуры магнонный кристалл - сегнетоэлектрик / О.В. Матвеев, М.А. Морозова, Романенко Д.В. // XVII Международная зимняя школа-семинар по радиофизике и электронике сверхвысоких частот. – Саратов, 2018. – С. 108.
- A32. Матвеев О.В. Нелинейное переключение в структуре двух связанных магнонных кристаллов: теория и эксперимент / О.В. Матвеев, М.А. Морозова // Всероссийская научная школа-семинар «Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами». – Саратов, 2018. – С. 27-28.
- A33. Nonlinear directional coupler based on coupled magnonic crystals: theory and experiment / M.A. Morozova et al. // International Symposium «Spin Waves 2018». - Saint Petersburg, 2018. - P. 132.
- A34. Morozova M.A. Tunable band gaps in composite multiferroic structures based on magnonic crystals and ferroelectric slab / M.A. Morozova, D.V. Romanenko, O.V. Matveev // International Symposium «Spin Waves 2018». - Saint Petersburg, 2018 - P. 133.
- A35. Матвеев О.В. Влияние нелинейности на спектр гибридных электромагнитно-спиновых волн в структуре магнонный кристалл – сегнетоэлектрик / О.В. Матвеев, Д.В. Романенко, М.А. Морозова // XIII Всероссийская конференция молодых ученых «Нанофотоника, наноэлектроника, нелинейная физика». – Саратов, 2018. – С. 187-188.

А36. Матвеев О.В. Исследование особенностей распространения щелевых солитонов в структуре связанных магнонных кристаллов / О.В. Матвеев, М.А. Морозова // Сборник материалов 28-й Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии». – Севастополь, 2018. – С.891-895.

А37. Матвеев О.В. Нелинейные эффекты в связанной структуре «магнонный кристалл — ферромагнитная пленка» / О.В. Матвеев, М.А. Морозова // Сборник материалов 28-й Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии». – Севастополь, 2018. – С.896-900.

**Приложение А. Вывод системы нелинейных волновых уравнений для огибающих прямых и отраженных волн в структуре МК-1/МК-2 (нормальное намагничивание)**

Подставим (1.65) и (1.67) в систему (1.66). Принимая во внимание, что амплитуды огибающих является медленно меняющимися величинами<sup>8</sup>, будем пренебрегать производными второго и высшего порядка, в результате получим:

$$\begin{aligned}
 & 2j\omega \frac{\partial A_{1,2}}{\partial t} e^{j(\omega t - k_0 y)} + 2j\omega \frac{\partial B_{1,2}}{\partial t} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} - \omega^2 A_{1,2} e^{j(\omega t - k_0 y)} - \omega^2 B_{1,2} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} \\
 & + \omega_H^2 A_{1,2} e^{j(\omega t - k_0 y)} + \omega_H^2 B_{1,2} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} - \frac{\omega_H \omega_{M_{1,2}} d_{0,1,2}}{2k} \left( 1 + \delta d_{1,2} \frac{e^{j(2k_B y)} + e^{-j(2k_B y)}}{2} \right) \\
 & \left( -k_0^2 A_{1,2} e^{j(\omega t - k_0 y)} - k_{-1}^2 B_{1,2} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} - 2jk_0 \frac{\partial A_{1,2}}{\partial t} e^{j(\omega t - k_0 y)} + 2jk_{-1} \frac{\partial B_{1,2}}{\partial t} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} + \right. \\
 & \left. K \left( -k_0^2 A_{2,1} e^{j(\omega t - k_0 y)} - k_{-1}^2 B_{2,1} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} - 2jk_0 \frac{\partial A_{2,1}}{\partial t} e^{j(\omega t - k_0 y)} + 2jk_{-1} \frac{\partial B_{2,1}}{\partial t} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} \right) \right) \\
 & + 2\omega_H \omega_{M_{1,2}} q \left( |A_{1,2}|^2 + |B_{1,2}|^2 + A_{1,2}^* B_{1,2} e^{j(k_{-1} + k_0)y} + A_{1,2} B_{1,2}^* e^{-j(k_{-1} + k_0)y} \right) \\
 & \left( A_{1,2} e^{j(\omega t - k_0 y)} + B_{1,2} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} \right) - \frac{q\omega_H \omega_{M_{1,2}} d_{0,1,2}}{2k} \left( 1 - \frac{\omega_{M_{1,2}}^2}{\omega_H^2} \right) \\
 & \left( |A_{1,2}|^2 + |B_{1,2}|^2 + A_{1,2}^* B_{1,2} e^{j(k_{-1} + k_0)y} + A_{1,2} B_{1,2}^* e^{-j(k_{-1} + k_0)y} \right) \left( 1 + \delta d_{1,2} \frac{e^{j(2k_B y)} + e^{-j(2k_B y)}}{2} \right) \\
 & \left( -k_0^2 A_{1,2} e^{j(\omega t - k_0 y)} - k_{-1}^2 B_{1,2} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} - 2jk_0 \frac{\partial A_{1,2}}{\partial t} e^{j(\omega t - k_0 y)} + 2jk_{-1} \frac{\partial B_{1,2}}{\partial t} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} + \right. \\
 & \left. K \left( -k_0^2 A_{2,1} e^{j(\omega t - k_0 y)} - k_{-1}^2 B_{2,1} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} - 2jk_0 \frac{\partial A_{2,1}}{\partial t} e^{j(\omega t - k_0 y)} + 2jk_{-1} \frac{\partial B_{2,1}}{\partial t} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} \right) \right).
 \end{aligned} \tag{A.1}$$

Раскрывая скобки в (А.1) получаем:

$$\begin{aligned}
 & 2j\omega \frac{\partial A_{1,2}}{\partial t} e^{j(\omega t - k_0 y)} + 2j\omega \frac{\partial B_{1,2}}{\partial t} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} - \omega^2 A_{1,2} e^{j(\omega t - k_0 y)} - \omega^2 B_{1,2} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} + \\
 & \omega_H^2 A_{1,2} e^{j(\omega t - k_0 y)} + \omega_H^2 B_{1,2} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} - \frac{\omega_H \omega_{M_{1,2}} d_{0,1,2}}{2k} \left( (-k_0^2 A_{1,2} e^{j(\omega t - k_0 y)} - k_{-1}^2 B_{1,2} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} \right. \\
 & \left. - 2jk_0 \frac{\partial A_{1,2}}{\partial t} e^{j(\omega t - k_0 y)} + 2jk_{-1} \frac{\partial B_{1,2}}{\partial t} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} + \right.
 \end{aligned} \tag{A.2}$$

<sup>8</sup> Допустимость данного предположения объяснена в разделах 1.1.1 и 1.2.1 при получении волновых уравнений для МК и ФП-1/ФП-2.

$$\begin{aligned}
& +2j\omega \frac{\partial A_{1,2}}{\partial t} e^{j(\omega t - k_0 y)} + 2j\omega \frac{\partial B_{1,2}}{\partial t} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} - \omega^2 A_{1,2} e^{j(\omega t - k_0 y)} - \omega^2 B_{1,2} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} + \\
& \omega_H^2 A_{1,2} e^{j(\omega t - k_0 y)} + \omega_H^2 B_{1,2} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} - \frac{\omega_H \omega_{M_{1,2}} d_{0,1,2}}{2k} \left( (-k_0^2 A_{1,2} e^{j(\omega t - k_0 y)} - k_{-1}^2 B_{1,2} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} \right. \\
& \left. - 2jk_0 \frac{\partial A_{1,2}}{\partial t} e^{j(\omega t - k_0 y)} + 2jk_{-1} \frac{\partial B_{1,2}}{\partial t} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} + \right. \\
& \left. K \left( -k_0^2 A_{2,1} e^{j(\omega t - k_0 y)} - k_{-1}^2 B_{2,1} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} - 2jk_0 \frac{\partial A_{2,1}}{\partial t} e^{j(\omega t - k_0 y)} + 2jk_{-1} \frac{\partial B_{2,1}}{\partial t} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} \right) \right) + \\
& \frac{\delta d_{1,2}}{2} \left( -k_0^2 A_{1,2} e^{j(\omega t + (2k_B - k_0) y)} - k_{-1}^2 B_{1,2} e^{j(\omega t + (2k_B + k_{-1}) y)} - k_0^2 A_{1,2} e^{j(\omega t - (2k_B + k_0) y)} - \right. \\
& \left. k_{-1}^2 B_{1,2} e^{j(\omega t + (2k_B - k_{-1}) y)} - 2jk_0 \frac{\partial A_{1,2}}{\partial t} e^{j(\omega t + (2k_B - k_0) y)} + 2jk_{-1} \frac{\partial B_{1,2}}{\partial t} e^{j(\omega t + (2k_B + k_{-1}) y)} - \right. \\
& \left. 2jk_0 \frac{\partial A_{1,2}}{\partial t} e^{j(\omega t - (2k_B + k_0) y)} + 2jk_{-1} \frac{\partial B_{1,2}}{\partial t} e^{j(\omega t + (2k_B - k_{-1}) y)} \right) + K \left( -k_0^2 A_{2,1} e^{j(\omega t + (2k_B - k_0) y)} - \right. \\
& \left. k_{-1}^2 B_{2,1} e^{j(\omega t + (2k_B + k_{-1}) y)} - k_0^2 A_{2,1} e^{j(\omega t - (2k_B + k_0) y)} - k_{-1}^2 B_{2,1} e^{j(\omega t + (2k_B - k_{-1}) y)} - \right. \\
& \left. 2jk_0 \frac{\partial A_{2,1}}{\partial t} e^{j(\omega t + (2k_B - k_0) y)} + 2jk_{-1} \frac{\partial B_{2,1}}{\partial t} e^{j(\omega t + (2k_B + k_{-1}) y)} - 2jk_0 \frac{\partial A_{2,1}}{\partial t} e^{j(\omega t - (2k_B + k_0) y)} + \right. \\
& \left. 2jk_{-1} \frac{\partial B_{2,1}}{\partial t} e^{j(\omega t + (2k_B - k_{-1}) y)} \right) + 2\omega_H \omega_{M_{1,2}} q \left( \left( |A_{1,2}|^2 + 2|B_{1,2}|^2 \right) A_{1,2} e^{j(\omega t - k_0 y)} + \right. \\
& \left( |B_{1,2}|^2 + 2|A_{1,2}|^2 \right) B_{1,2} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} + |A_{1,2}|^2 B_{1,2}^* e^{j(\omega t - (2k_0 - k_{-1}) y)} + |B_{1,2}|^2 A_{1,2}^* e^{j(\omega t + (2k_{-1} + k_0) y)} \Big) + \\
& \frac{\omega_H \omega_{M_{1,2}} d_{0,1,2}}{2k} q \left( 1 - \frac{\omega_{M_{1,2}}}{\omega_H} \right) \left( \left( -k_0^2 \left( |A_{1,2}|^2 + |B_{1,2}|^2 \right) A_{1,2} - k_{-1}^2 |B_{1,2}|^2 A_{1,2} \right) e^{j(\omega t - k_0 y)} + \right. \\
& \left( -k_{-1}^2 \left( |A_{1,2}|^2 + |B_{1,2}|^2 \right) B_{1,2} - k_0^2 |A_{1,2}|^2 B_{1,2} \right) e^{j(\omega t + k_{-1} y)} - 2jk_0 \frac{\partial A_{1,2}}{\partial t} e^{j(\omega t - k_0 y)} + \\
& 2jk_{-1} \frac{\partial B_{1,2}}{\partial t} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} + K \left( \left( -k_0^2 \left( |A_{1,2}|^2 + |B_{1,2}|^2 \right) A_{2,1} - k_{-1}^2 A_{1,2} B_{1,2}^* B_{2,1} \right) e^{j(\omega t - k_0 y)} + \right. \\
& \left( -k_{-1}^2 \left( |A_{1,2}|^2 + |B_{1,2}|^2 \right) B_{2,1} - k_0^2 A_{1,2}^* A_{2,1} B_{1,2} \right) e^{j(\omega t + k_{-1} y)} - 2jk_0 \frac{\partial A_{2,1}}{\partial t} e^{j(\omega t - k_0 y)} + \\
& \left. 2jk_{-1} \frac{\partial B_{2,1}}{\partial t} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} \right) + \frac{\delta d_{1,2}}{2} \left( \left( -k_0^2 \left( |A_{1,2}|^2 + |B_{1,2}|^2 \right) A_{1,2} - k_{-1}^2 |B_{1,2}|^2 A_{1,2} \right) e^{j(\omega t + (2k_B - k_0) y)} \right. \\
& \left( -k_{-1}^2 \left( |A_{1,2}|^2 + |B_{1,2}|^2 \right) B_{1,2} - k_0^2 |A_{1,2}|^2 B_{1,2} \right) e^{j(\omega t + (2k_B + k_{-1}) y)} + \\
& \left( -k_0^2 \left( |A_{1,2}|^2 + |B_{1,2}|^2 \right) A_{1,2} - k_{-1}^2 |B_{1,2}|^2 A_{1,2} \right) e^{j(\omega t - (2k_B + k_0) y)} + \\
& \left( -k_{-1}^2 \left( |A_{1,2}|^2 + |B_{1,2}|^2 \right) B_{1,2} - k_0^2 |A_{1,2}|^2 B_{1,2} \right) e^{j(\omega t + (-2k_B + k_{-1}) y)} - 2jk_0 \frac{\partial A_{1,2}}{\partial t} e^{j(\omega t + (2k_B - k_0) y)} + \\
& \left. 2jk_{-1} \frac{\partial B_{1,2}}{\partial t} e^{j(\omega t + (2k_B + k_{-1}) y)} - 2jk_0 \frac{\partial A_{1,2}}{\partial t} e^{j(\omega t - (2k_B + k_0) y)} + 2jk_{-1} \frac{\partial B_{1,2}}{\partial t} e^{j(\omega t + (-2k_B + k_{-1}) y)} + \right.
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& +K \left( \left( -k_0^2 \left( |A_{1,2}|^2 + |B_{1,2}|^2 \right) A_{2,1} - k_{-1}^2 A_{1,2} B_{1,2}^* B_{2,1} \right) e^{j(\omega t + (2k_B - k_0)y)} + \right. \\
& \left( -k_{-1}^2 \left( |A_{1,2}|^2 + |B_{1,2}|^2 \right) B_{2,1} - k_0^2 A_{1,2}^* A_{2,1} B_{1,2} \right) e^{j(\omega t + (2k_B + k_{-1})y)} + \\
& \left( -k_0^2 \left( |A_{1,2}|^2 + |B_{1,2}|^2 \right) A_{2,1} - k_{-1}^2 A_{1,2} B_{1,2}^* B_{2,1} \right) e^{j(\omega t - (2k_B + k_0)y)} + \\
& \left( -k_{-1}^2 \left( |A_{1,2}|^2 + |B_{1,2}|^2 \right) B_{2,1} - k_0^2 A_{1,2}^* A_{2,1} B_{1,2} \right) e^{j(\omega t - (2k_B + k_{-1})y)} - 2jk_0 \frac{\partial A_{2,1}}{\partial t} e^{j(\omega t - k_0 y)} + \\
& \left. 2jk_{-1} \frac{\partial B_{2,1}}{\partial t} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} \right) = 0.
\end{aligned}$$

Умножим оба уравнения системы (А.2) на  $e^{j(\omega t + k_0 y)}$  и проинтегрируем полученное уравнение по  $y$ , пусть интегрирование распространяется на много периодов осцилляций, а интервал интегрирования остается коротким по сравнению с расстоянием, на котором  $A_{1,2}$  и  $B_{1,2}$  изменяются незначительно. Примем во внимание, что  $\int e^{j(\omega t \pm (k_0 + k_{-1})y)} dy = 2\pi \delta(k_0 + k_{-1})$ , где  $\delta(k_0 + k_{-1})$  - дельта функция, тогда вторые слагаемые в каждом уравнении обратятся в ноль. Выражая  $k_{-1}$  из условия Брэгга через  $k_0$  (1.8), получим пару уравнений для амплитуд огибающих прямых волн, получим систему уравнений:

$$\begin{aligned}
& 2j\omega \frac{\partial A_{1,2}}{\partial t} - \omega^2 A_{1,2} + \omega_H^2 A_{1,2} - \\
& - \frac{\omega_H \omega_{M_{1,2}} d_{0,2}}{2k_0} \left( -k_0^2 A_{1,2} - 2jk_0 \frac{\partial A_{1,2}}{\partial y} - Kk_0^2 A_{2,1} + \frac{\delta d_{1,2}}{2} (-k_{-1}^2 B_{1,2} - Kk_{-1}^2 B_{2,1}) \right) + \\
& + \left( 2\omega_H \omega_{M_{1,2}} q - \frac{\omega_H \omega_{M_{1,2}} d_{0,2}}{2k_0} q \left( 1 - \frac{\omega_{M_{1,2}}}{\omega_H} \right) \right) (|A_{1,2}|^2 + 2|B_{1,2}|^2) A_{1,2} = 0.
\end{aligned} \tag{A.3}$$

Полученные уравнения описывают эволюцию огибающих прямых волн, поэтому произведена замена  $k \rightarrow k_0$ .

Аналогично, умножая оба уравнения системы (А.2) на  $e^{j(\omega t - k_{-1} y)}$  и интегрируя, получим систему:

$$\begin{aligned}
& 2j\omega \frac{\partial B_{1,2}}{\partial t} - \omega^2 B_{1,2} + \omega_H^2 B_{1,2} - \\
& - \frac{\omega_H \omega_M d_{0,2}}{2k_{-1}} \left( -k_{-1}^2 B_{1,2} + 2jk_{-1} \frac{\partial B_{1,2}}{\partial y} - Kk_0^2 B_{2,1} + \frac{\delta d_{1,2}}{2} (-k_0^2 A_{1,2} - Kk_0^2 A_{2,1}) \right) + \\
& + \left( 2\omega_H \omega_M q - \frac{\omega_H \omega_M d_{0,2}}{2k_{-1}} q \left( 1 - \frac{\omega_{M_{1,2}}}{\omega_H} \right) \right) (|B_{1,2}|^2 + 2|A_{1,2}|^2) B_{1,2} = 0.
\end{aligned} \tag{A.4}$$

Полученные уравнения описывают эволюцию огибающих отраженных волн, поэтому произведена замена  $k \rightarrow k_{-1}$ .

Вводя переобозначения в системах (A.3), (A.4), получаем систему 4 линейных уравнений для прямых и отраженных волн в МК-1 и МК-2 вида (1.68).

**Приложение В. Вывод системы волновых уравнений для огибающих прямых и  
отраженных гибридных волн в структуре МК-1/СЭ/МК-2 (касательное  
намагничивание)**

Подставим (1.65) и (3.12) в систему (3.11), пренебрегая производными второго и высшего порядка получим следующую систему:

$$\begin{aligned}
 & -\frac{2c^2}{\varepsilon S} \left( B_{1,2} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} \omega^2 k_{-1}^2 + A_{1,2} e^{j(\omega t - k_0 y)} \omega^2 k_0^2 \right) + \\
 & + \left( -B_{1,2} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} \omega^4 k_{-1} + A_{1,2} e^{j(\omega t - k_0 y)} \omega^4 k_0 \right) - \\
 & -\frac{2c^2 \omega_{1,2}^2}{\varepsilon S} \left( -B_{1,2} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} k_{-1}^2 - A_{1,2} e^{j(\omega t - k_0 y)} k_0^2 \right) + \\
 & + \omega_{1,2}^2 \left( B_{1,2} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} \omega^2 k_{-1} - A_{1,2} e^{j(\omega t - k_0 y)} \omega^2 k_0 \right) - \\
 & -d_{0,1} \left[ -\frac{e^{-2k_0 D} \varepsilon \omega_{M_{1,2}}}{c^2} \left( B_{1,2} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} \omega^3 + A_{1,2} e^{j(\omega t - k_0 y)} \omega^3 \right) - \right. \\
 & -\frac{e^{-2k_0 D} \varepsilon \omega_{M_2}}{c^2} \left( B_2 e^{j(\omega t + k_{-1} y)} \omega^3 + A_2 e^{j(\omega t - k_0 y)} \omega^3 \right) - \\
 & -\frac{e^{-2k_0 D} \varepsilon}{c^2} \left( \omega_H \omega_{M_{1,2}} + \frac{\omega_{M_{1,2}}^2}{2} \right) \left( B_{1,2} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} \omega^2 + A_{1,2} e^{j(\omega t - k_0 y)} \omega^2 \right) - \\
 & -\frac{e^{-2k_0 D} \varepsilon}{c^2} \left( \omega_H \omega_{M_{2,1}} + \frac{\omega_{M_{2,1}}^2}{2} \right) \left( B_{2,1} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} \omega^2 + A_{2,1} e^{j(\omega t - k_0 y)} \omega^2 \right) - \\
 & \left. -\frac{c^2 \omega_{M_{1,2}}^2}{\varepsilon S} \left( B_{1,2} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} k_{-1}^3 - A_{1,2} e^{j(\omega t - k_0 y)} k_0^3 \right) - \right. \\
 & \left. -\frac{1}{2} d_{0,1,2} \omega_{M_{1,2}}^2 \left( B_{1,2} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} \omega^2 k_{-1}^2 + A_{1,2} e^{j(\omega t - k_0 y)} \omega^2 k_0^2 \right) \right] - \\
 & -d_{0,1,2} \delta d_{1,2} \left[ -\frac{e^{-2k_0 D} \varepsilon \omega_{M_1}}{c^2} \left( A_{1,2} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} \omega^3 + B_{1,2} e^{j(\omega t - k_0 y)} \omega^3 \right) - \right. \\
 & -\frac{e^{-2k_0 D} \varepsilon \omega_{M_{2,1}}}{c^2} \left( A_{2,1} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} \omega^3 + B_{2,1} e^{j(\omega t - k_0 y)} \omega^3 \right) - \\
 & -\frac{e^{-2k_0 D} \varepsilon}{c^2} \left( \omega_H \omega_{M_{1,2}} + \frac{\omega_{M_{1,2}}^2}{2} \right) \left( A_{1,2} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} \omega^2 + B_{1,2} e^{j(\omega t - k_0 y)} \omega^2 \right) - \\
 & -\frac{e^{-2k_0 D} \varepsilon}{c^2} \left( \omega_H \omega_{M_{2,1}} + \frac{\omega_{M_{2,1}}^2}{2} \right) \left( A_{2,1} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} \omega^2 + B_{2,1} e^{j(\omega t - k_0 y)} \omega^2 \right) - \\
 & \left. -\frac{c^2 \omega_{M_{1,2}}^2}{\varepsilon S} \left( -A_{1,2} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} k_0^3 + B_{1,2} e^{j(\omega t - k_0 y)} k_{-1}^3 \right) - \right. \\
 & \left. -\frac{1}{2} d_{0,1,2} \omega_{M_{1,2}}^2 \left( A_{1,2} e^{j(\omega t + k_{-1} y)} \omega^2 k_0^2 + B_{1,2} e^{j(\omega t - k_0 y)} \omega^2 k_{-1}^2 \right) \right] = 0.
 \end{aligned} \tag{B.1}$$

Умножая оба уравнения системы (В.1) на  $e^{j(\omega t+k_0 y)}$  и интегрируя полученное уравнения по  $y$ , получим пару уравнений для амплитуд огибающих прямых волн, получим систему уравнений:

$$\begin{aligned}
& -\frac{2c^2}{\varepsilon S} A_{1,2} \omega^2 k_0^2 + A_{1,2} \omega^4 k_0 + \frac{2c^2 \omega_{1,2}^2}{\varepsilon S} A_{1,2} k_0^2 - \omega_{1,2}^2 A_{1,2} \omega^2 k_0 - \\
& -d_{0,1} \left[ -\frac{e^{-2k_0 D} \varepsilon \omega_{M_{1,2}}}{c^2} A_{1,2} \omega^3 - \frac{e^{-2k_0 D} \varepsilon \omega_{M_2}}{c^2} A_{1,2} \omega^3 - \right. \\
& -\frac{e^{-2k_0 D} \varepsilon}{c^2} \left( \omega_H \omega_{M_{1,2}} + \frac{\omega_{M_{1,2}}^2}{2} \right) A_{1,2} \omega^2 - \frac{e^{-2k_0 D} \varepsilon}{c^2} \left( \omega_H \omega_{M_{2,1}} + \frac{\omega_{M_{2,1}}^2}{2} \right) A_{2,1} \omega^2 - \\
& \left. + \frac{c^2 \omega_{M_{1,2}}^2}{\varepsilon S} A_{1,2} k_0^3 - \frac{1}{2} d_{0,1,2} \omega_{M_{1,2}}^2 A_{1,2} e^{j(\omega t-k_0 y)} \omega^2 k_0^2 \right] - \\
& -d_{0,1,2} \delta d_{1,2} \left[ -\frac{\exp(-2k_0 D) \varepsilon \omega_{M_1}}{c^2} B_{1,2} \omega^3 - \frac{e^{-2k_0 D} \varepsilon \omega_{M_{2,1}}}{c^2} B_{2,1} \omega^3 - \right. \\
& -\frac{e^{-2k_0 D} \varepsilon}{c^2} \left( \omega_H \omega_{M_{1,2}} + \frac{\omega_{M_{1,2}}^2}{2} \right) B_{1,2} \omega^2 - \frac{e^{-2k_0 D} \varepsilon}{c^2} \left( \omega_H \omega_{M_{2,1}} + \frac{\omega_{M_{2,1}}^2}{2} \right) B_{2,1} \omega^2 - \\
& \left. -\frac{c^2 \omega_{M_{1,2}}^2}{\varepsilon S} B_{1,2} k_{-1}^2 - \frac{1}{2} d_{0,1,2} \omega_{M_{1,2}}^2 B_{1,2} \omega^2 k_{-1}^2 \right] = 0.
\end{aligned} \tag{B.2}$$

Полученные уравнения описывают эволюцию огибающих прямых волн, поэтому произведена замена  $k \rightarrow k_0$ .

Аналогично, умножая оба уравнения системы (В.2) на  $e^{j(\omega t-k_{-1} y)}$  и интегрируя, получим:

$$\begin{aligned}
& -\frac{2c^2}{\varepsilon S} (B_{1,2} \omega^2 k_{-1}^2) - B_{1,2} \omega^4 k_{-1} + \frac{2c^2 \omega_{1,2}^2}{\varepsilon S} B_{1,2} k_{-1}^2 + \omega_{1,2}^2 B_{1,2} \omega^2 k_{-1} - \\
& -d_{0,1} \left[ -\frac{e^{-2k_0 D} \varepsilon \omega_{M_{1,2}}}{c^2} B_{1,2} \omega^3 - \frac{e^{-2k_0 D} \varepsilon \omega_{M_2}}{c^2} B_{2,1} \omega^3 - \right. \\
& -\frac{e^{-2k_0 D} \varepsilon}{c^2} \left( \omega_H \omega_{M_{1,2}} + \frac{\omega_{M_{1,2}}^2}{2} \right) B_{1,2} \omega^2 - \frac{e^{-2k_0 D} \varepsilon}{c^2} \left( \omega_H \omega_{M_{2,1}} + \frac{\omega_{M_{2,1}}^2}{2} \right) B_{2,1} \omega^2 - \\
& \left. -\frac{c^2 \omega_{M_{1,2}}^2}{\varepsilon S} B_{1,2} k_{-1}^3 - \frac{1}{2} d_{0,1,2} \omega_{M_{1,2}}^2 B_{1,2} \omega^2 k_{-1}^3 \right] -
\end{aligned} \tag{B.3}$$

$$\begin{aligned}
& -d_{0,2} \delta d_{1,2} \left[ -\frac{e^{-2k_0 D} \varepsilon \omega_{M_{1,2}}}{c^2} A_{1,2} \omega^3 - \frac{e^{-2k_0 D} \varepsilon \omega_{M_{2,1}}}{c^2} A_{2,1} \omega^3 - \right. \\
& -\frac{e^{-2k_0 D} \varepsilon}{c^2} \left( \omega_H \omega_{M_{1,2}} + \frac{\omega_{M_{1,2}}^2}{2} \right) A_{1,2} \omega^2 - \frac{e^{-2k_0 D} \varepsilon}{c^2} \left( \omega_H \omega_{M_{2,1}} + \frac{\omega_{M_{2,1}}^2}{2} \right) A_{2,1} \omega^2 - \\
& \left. + \frac{c^2 \omega_{M_{1,2}}^2}{\varepsilon S} A_{1,2} k_0^3 - \frac{1}{2} d_{0,2} \omega_{M_{1,2}}^2 A_{1,2} \omega^2 k_0^2 \right] = 0.
\end{aligned}$$

Полученные уравнения описывают эволюцию огибающих отраженных волн, поэтому произведена замена  $k \rightarrow k_{-1}$ .

Вводя переобозначения в системах (В.2), (В.3), получаем систему 4 линейных уравнений для прямых и отраженных волн в структуре МК-1/СЭ/МК-2 вида (3.13).