

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ

имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА МАГНЕТИЗМА

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ:

**«МАГНИТОИНДУКТИВНЫЕ ВОЛНЫ
В МЕТАПОВЕРХНОСТЯХ
С ДЕФЕКТАМИ»**

Выполнил студент

219М группы:

Иванюкович М.М.

Научный руководитель:

доцент Радковская А.А.

Допущен к защите

Зав. кафедрой магнетизма

профессор Перов Н.С. _____

Москва

2019

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
ГЛАВА 1. Магнитоиндуктивные волны	6
1.1 Дисперсия МИ волн в линейных материалах и метаповерхностях	6
1.2 Дисперсия МИ волн с учетом взаимодействия не только ближайших соседей	10
ГЛАВА 2. Метод обратных матриц импеданса для моделирования распространения МИ волн вдоль метаповерхностей магнитных метаматериалов с учетом различной степени взаимодействия мета- атомов	13
2.1. Моделирование распространения МИ волн вдоль однородной метаповерхности с квадратной решеткой при взаимодействии соседей первого, второго и третьего порядков	13
2.2. Моделирование распространения МИ волн вдоль метаповерхности с дефектом типа дырка в квадратной решетке при взаимодействии соседей первого, второго и третьего порядков	21
2.3. Влияние разброса резонансных частот мета-атомов на возбуждение метаповерхности	25
ГЛАВА 3. Экспериментальные образцы и методика эксперимента	30
3.1. Мета-атомы в МГц диапазоне и их взаимодействие при планарной конфигурации	30
3.2. Метаповерхность с квадратной решеткой	32
3.3. Методика эксперимента (описание самого эксперимента)	34
ГЛАВА 4. Результаты эксперимента и моделирования распространения магнитоиндуктивных волн в метаповерхностях	37
4.1. Распространение МИ волн в однородной метаповерхности	37
4.2. Влияние локального дефекта типа «дырка» на распространение МИ волн в метаповерхности	41
4.3. Влияние нескольких дефектов на симметрию распространения МИ волн в метаповерхностях	42

ЗАКЛЮЧЕНИЕ	49
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	51
БЛАГОДАРНОСТИ	54
ПРИЛОЖЕНИЕ 1	55

ВВЕДЕНИЕ

Метаматериалы представляют собой искусственно созданные композитные материалы, свойства которых обусловлены не только индивидуальными физическими свойствами их компонентов, но и микроструктурой. Термин «метаматериалы», происходящий от греческого слова (*μετα*), означающего «вне, выше, за пределами», особенно часто применяют по отношению к материалам, обладающим необычными электромагнитными свойствами, которые сложно или невозможно получить в материалах, встречающихся в природе [1,2].

Исследование метаматериалов - *актуальная область* современной физики. Они привлекли к себе особое внимание на стыке тысячелетий, когда был проведен первый эксперимент, подтверждающий возможность отрицательного преломления [1,3]. Впервые были продемонстрированы принципиально новые возникающие при одновременно отрицательных ϵ и μ явления, на теоретическую возможность существования которых указал советский физик В.Г. Веселаго еще около 50 лет назад [4]. Метаматериалы раздвинули границы «привычного» электромагнетизма – и именно в этом их огромная *научная значимость*. Кроме того, практически сразу были предложены многообразные *практические применения* метаматериалов, основанные на их необычных электромагнитных свойствах [5,6], в частности на отрицательном коэффициенте преломления [7].

Магнитные метаматериалы (ММ) состоят из металлических резонансных элементов – метаатомов, реагирующих на магнитную составляющую электромагнитной волны. Взаимодействие таких метаатомов в МГц диапазоне, в свою очередь, приводит к распространению магнитоиндуктивных (МИ) волн – медленных волн взаимодействия, которые фактически являются волнами токов, наводимых в метаатомах. Названы они так, чтобы подчеркнуть магнитную природу взаимодействия между магнитными метаатомами в МГц диапазоне частот. Эти медленные волны

определяют дисперсионные характеристики метаматериалов [8], поэтому так важно знать законы их возникновения и распространения, предсказанные теоретически, а также проверить их экспериментально, что и является *сущностью данной работы*.

Цель данной работы – экспериментально исследовать распространение магнитоиндуктивных волн в метаповерхностях с дефектами в МГц диапазоне и сравнить полученные данные с результатами моделирования.

Задачи, необходимые для достижения цели данного исследования:

– подготовить и оттестировать необходимое количество метаатомов с резонансной частотой вблизи 50 МГц, добившись точности по частоте не менее 0.2%, в количестве, необходимом для создания метаповерхностей из 11*11 элементов и собрать метаповерхность с квадратной решеткой;

– экспериментально исследовать распространение МИ волн вблизи резонансной частоты при локальном возбуждении в углу метаповерхности, используя двумерный координатный стол для автоматического сканирования электромагнитных полей;

– экспериментально подтвердить теоретически предсказанные ранее процессы распространения МИ волн, огибания ими дефектов и отражения от них в зависимости от ширины канала распространения;

– исследовать влияние положения дефектов и их количества на распространения МИ волн в метаповерхности. Показать, что управляя положением дефектов, можно перераспределять возбуждение в структуре;

– получить матрицы импедансов, в зависимости от размерности метаструктуры и степени дальнегодействия взаимодействия метаатомов;

– провести моделирование описанных процессов, используя метод обратных матриц импедансов, учитывая взаимодействия метаатомов в квадратной решетке вплоть до 3 координационной сферы. Для этого провести измерение коэффициентов взаимодействия для пар метаатомов, расположенных на соответствующих расстояниях в плоскости.

Для решения поставленных задач в работе используется двумерный координатный стол для автоматического сканирования электромагнитных полей, а также предложенный ранее *метод* расчета токов по обобщенному закону Кирхгофа [8], через обратную матрицу импедансов и приложенное возбуждение. *Объектом исследования* является магнитная метаповерхность с дефектами и без дефектов с квадратной решеткой и полосой пропускания магнитоиндуктивных волн в МГц диапазоне

Новизна работы заключается, во-первых, в объекте исследования, поскольку ранее исследования проводились для метаповерхностей с тетрагональной симметрией [9], во-вторых, впервые в явном виде разработаны матрицы импеданса для подобных структур с учетом степеней дальнего действия взаимодействия метаатомов вплоть до соседей 4-го порядка, в третьих, впервые проводится экспериментальная проверка ранее предсказанных теоретических данных для такой метаповерхности, впервые исследуется влияние неоднородностей типа дырка на перераспределение возбуждения в метаповерхности.

Данная магистерская диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка используемой литературы, включающего 29 наименований. Работа содержит 57 страниц печатного текста, включая 31 рисунок и 1 таблицу, и 1 приложение, содержащее код программы.

ГЛАВА 1. МАГНИТОИНДУКТИВНЫЕ ВОЛНЫ

В этой главе рассматриваются основные понятия и закономерности распространения магнитоиндуктивных волн в метаматериалах в МГц диапазоне.

1.1 Дисперсия магнитоиндуктивных волн в линейных материалах и метаповерхностях

В.Г.Веселаго за несколько лет интенсивных поисков не нашел ни одного вещества с одновременно отрицательными ϵ и μ , поэтому высказанная им в 1967 году гипотеза была забыта, и о ней вспомнили только в самом начале XXI века. Действительно, в природе веществ с одновременно отрицательными ϵ и μ не существует, или, по крайней мере, до настоящего времени, их не обнаружили. В обыкновенных материалах мы не можем на микроскопическом уровне произвольно управлять значениями материальных констант или свойствами отдельных атомов и расстоянием между ними, чтобы по своему желанию изменять макроскопические свойства вещества. В то время как для метаматериалов характерно, что размер металлических резонансных элементов (метаатомов), из которых они состоят, много меньше длины волны падающего электромагнитного (ЭМ) излучения (Рис.1). При этом необычные свойства метаматериалов, определяются не только свойствами метаатомов [10,11], но и способом их расположения и взаимодействием между ними [12].

Это взаимодействие, в общем случае, может быть как магнитным, так и электрическим, в зависимости от диапазона частот, в котором метаматериал реагирует на электромагнитное излучение, оно зависит и от формы элементов и расстояния между ними [13].

Таким образом, изменяя параметры резонансных элементов и их взаимное расположение, можно управлять электромагнитными свойствами метаматериалов.

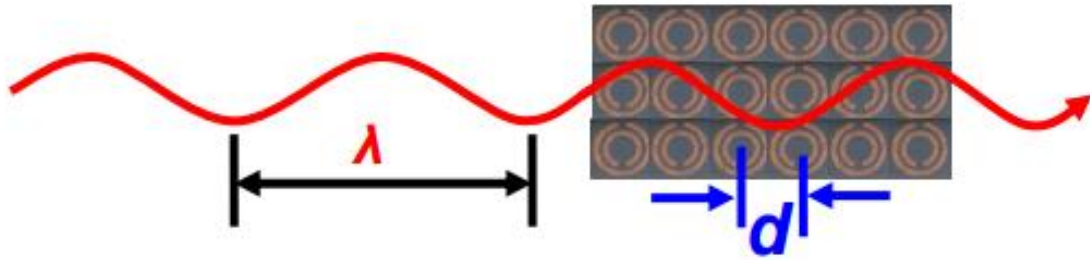


Рисунок 1 – Схематичное изображение взаимодействия метаматериала с электромагнитной (ЭМ) волной. Обязательное условие $d \ll \lambda$, где d – размеры ячейки метаматериала, λ – длина ЭМ волны из работы [14].

Впервые магнитоиндуктивные волны (МИ волны) были описаны при изучении возбужденных метаматериалов [22]. Они распространяются в метаматериалах из-за наличия взаимодействия между элементами метаструктуры и представляют собой волны токов, наводимых в элементах. В первую очередь необходимо рассмотреть распространение МИ волн в линейном метаматериале, который можно представить в виде цепочки отдельных магнитно-связанных LC-контуров со своей емкостью C , индуктивностью L и сопротивлением R [8]. Тогда, если пренебречь потерями и учесть взаимодействие только ближайших элементов (приближение «ближайших соседей»), для токов в соседних элементах можно записать закон Кирхгофа с учетом закона электромагнитной индукции Фарадея в виде:

$$Z_0 I_n + i\omega M (I_{n-1} + I_{n+1}) = 0, \quad (1)$$

где Z_0 – собственный импеданс элементов, I_n – ток в n -том элементе, M – коэффициент взаимной индукции между элементами, ω – частота.

Решение уравнения (1) предполагается в виде плоской волны

$$I_n = I_0 \exp(ikna), \quad (2)$$

где k – волновой вектор, характеризующий МИ волну, a – расстояние между центрами ближайших элементов. А дисперсионное уравнение, описывающее распространение МИ волн в линейном метаматериале получается в виде:

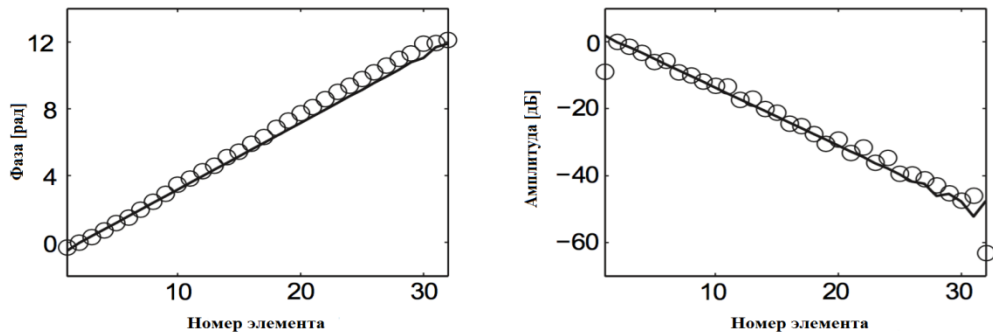
$$\frac{\omega}{\omega_0} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2M}{L} \cos(ka)}}, \quad (3)$$

где ω_0 - резонансная частота элемента, а L – его индуктивность.

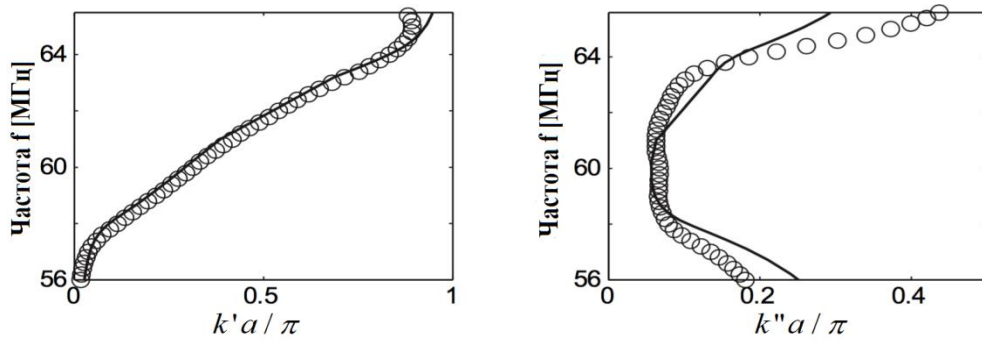
Коэффициент

$$\kappa = \frac{2M}{L} \quad (4)$$

называется коэффициентом магнитного взаимодействия. Очевидно, что особенности дисперсионных зависимостей МИ волн определяются знаком и величиной κ [15].



(а)



(б)

(в)



Рисунок 2 – (а) Изменение фазы и амплитуды тока в элементе магнитного метаматериала от его номера в аксиальной структуре на частоте $\omega = 61$ МГц; (б) дисперсионная зависимость реальной части волнового вектора (постоянной распространения) $k'a/\pi$ и мнимой части волнового вектора (постоянной затухания) $k''a/\pi$ [16], (в) вид аксиального линейного метаматериала и отдельного элемента.

Пример аналитических и экспериментально полученных дисперсионных зависимостей для линейного магнитного метаматериала представлен на Рис.2 из работы [16].

Заметим, что дисперсионная зависимость (3) была получена в приближении идеального LC -контур с нулевыми тепловыми потерями. Но, к сожалению, идеального случая при проведении эксперимента получить невозможно, т.к. добротность элементов конечна за счет конечного сопротивления, т.е. рассматривать необходимо не LC -контур, а уже RLC -контур. Это приводит к тому, что волновой вектор становится комплексной величиной:

$$k = k' + ik'', \quad (5)$$

где k' – реальная часть волнового вектора, которая отвечает за распространение МИ волн, а k'' – мнимая, которая отвечает за поглощение [20]. Полоса пропускания МИ волн определяется диапазоном частот, когда

$$\frac{k'a}{\pi} \neq 0 \text{ или } \frac{k'a}{\pi} \neq 1 \text{ и при этом } k'' \text{ – минимально.} \quad (5a)$$

В МГц диапазоне для МИ волн уже неоднократно получено хорошее согласие теории и эксперимента, особенно в области небольших значений коэффициента магнитного взаимодействия $\kappa < 0.2$. Вообще говоря, максимально возможное теоретическое значение коэффициента магнитного взаимодействия как следует из (4) $\kappa_{\text{макс}} = 2$. При увеличении величины взаимодействия, как следует из формулы (3), даже с учетом затухания, получается, что при $\kappa > 1$ полоса пропускания МИ волн становится бесконечной. В частности, на Рис.3 приведена зависимость для $\kappa = 1.5$ и добротности $Q = 100$.

Такое большое значение коэффициента взаимодействия было получено экспериментально в аксиальных метаматериалах с вплотную расположенными элементами [17]. Однако при такой плотной упаковке будут взаимодействовать не только ближайшие соседи, но и следующие и в выражении (1) необходимо учесть взаимодействие более высоких порядков.

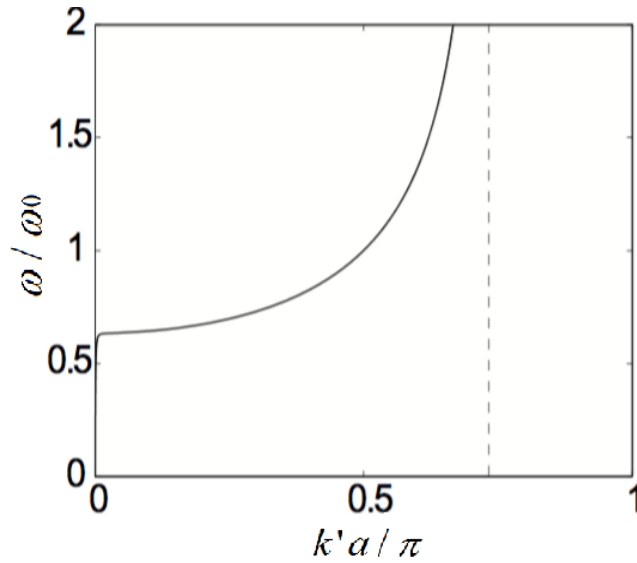


Рисунок 3 – Теоретическая дисперсия МИ волн для аксиального метаматериала с $\kappa=1.5$ и добротности $Q=100$ [8].

1.2 Дисперсия МИ волн с учетом взаимодействия не только ближайших соседей

Для случая взаимодействия не только ближайших соседей, ширина полосы пропускания МИ волн определяется из (3) и (5а) как

$$\delta\omega = \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{1}{\sqrt{1-|\kappa|}} - \frac{1}{\sqrt{1+|\kappa|}} \quad (6)$$

В случае учета взаимодействия не только ближайших соседей, но и, скажем, соседей второго порядка в законе Кирхгофа (1) надо учитывать и члены I_{n-2} и I_{n+2} . Поэтому вместо (6) выражение для ширины полосы пропускания имеет вид:

$$\delta\omega = \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{1}{\sqrt{1-|\kappa_1|+|\kappa_2|}} - \frac{1}{\sqrt{1+|\kappa_1|-|\kappa_2|}}, \quad (7)$$

где κ_1 – коэффициент взаимодействия ближайших соседей, а κ_2 – взаимодействие соседей следующей координационной сферы с расстоянием $d=2a$, очевидно, что $\kappa_2 < \kappa_1$ (поскольку расстояние между метаатомами увеличивается, то и взаимодействие уменьшается). Если учитывать соседей третьего и более дальних порядков, то формула для выражения ширины

полосы пропускания преобразуется аналогичным образом, и, при этом, коэффициент взаимодействия для третьей координационной сферы будет минимальным $\kappa_3 < \kappa_2 < \kappa_1$. Т.е. учет взаимодействия более высокого порядка уменьшает полосу пропускания МИ волн и может объяснить наблюдаемые экспериментальные данные, как показано на Рис.4.

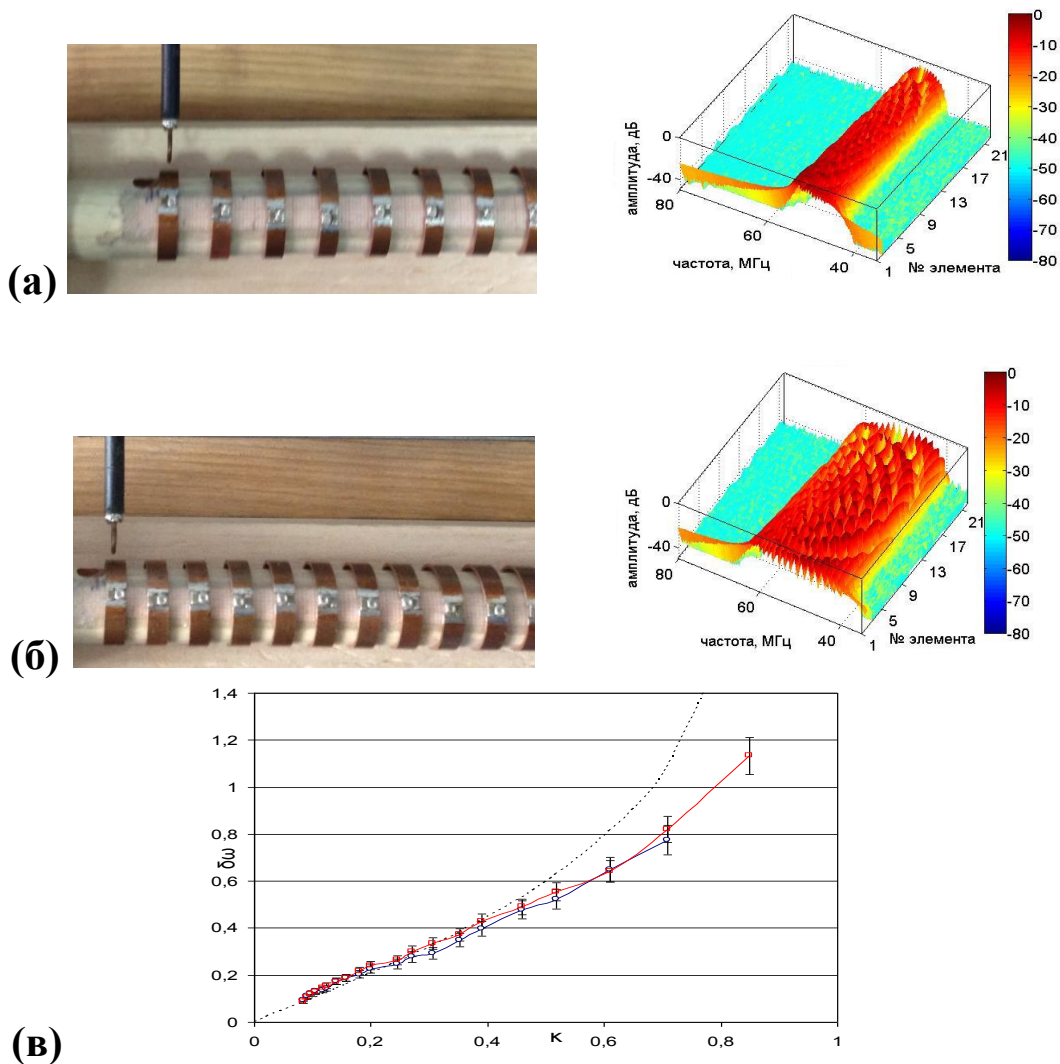


Рисунок 4 – Влияние коэффициента взаимодействия на ширину полосы пропускания МИ волн в аксиальных метаматериалах из 22х элементов. Амплитудно-частотная характеристики измеряемого сигнала в зависимости от номера элемента. Резонансная частота элементов $\omega_0=50.22$ МГц.

(а) расстояние между краями элементов $d=12$ мм, $\kappa=0.18$;

(б) расстояние между краями элементов $d=5$ мм, $\kappa=0.46$. Сверху показаны фотографии соответствующих структур; (в) экспериментальная зависимость $\delta\omega$ относительной ширины полосы пропускания МИ волн, нормированной на ω_0 , от величины коэффициента взаимодействия κ . Пунктирная линия – теория. Синим цветом показаны величины, определенные по дисперсии, красным - по полосе пропускания МИ волн из работы [19].

Заметим, что в случае учета взаимодействия только ближайших соседей (первый порядок взаимодействия), расстояние между взаимодействующими метаатомами очевидно равно $D=a$, при учете второго порядка взаимодействия $D=2a$, а при учете третьего - $D=3a$. В работе [18] вводится параметр s – порядок взаимодействия. На Рис.5 построены дисперсионные зависимости с учетом взаимодействия более высоких порядков.

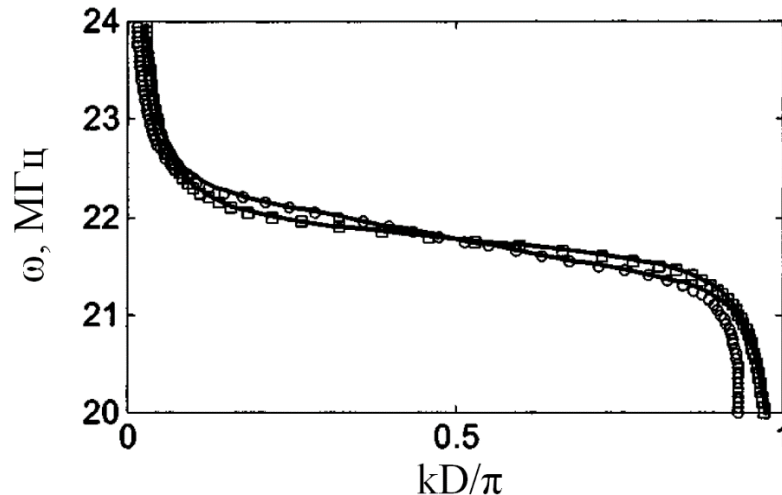


Рисунок 5 – Дисперсионные зависимости МИ волн для линейного метаматериала с учетом взаимодействия более высоких порядков. $D=sa$ – расстояние между элементами, a -расстояние между соседними элементами. Данные, полученные из эксперимента, отмечены символами: кругами для приближения ближайших соседей ($s=1$), квадратами при учете взаимодействия более высоких порядков ($s=2, s=3$) и т.д. Черные линии - теоретические дисперсии из работы [18].

На первый взгляд разница не столь очевидна, однако, когда мы говорим о плотноупакованных метаматериалах с большей величиной взаимодействия, эта разница становится существенной. Поскольку в выражение (1) надо включать уже члены более высоких порядков I_{n+s} и I_{n-s} .

Используя развитую ранее в МГц диапазоне теорию МИ волн (квинтэссенцией которой является работа [8]), можно рассчитать распределение токов, а соответственно, и МИ волн в магнитных метаматериалах.

ГЛАВА 2. МЕТОД ОБРАТНЫХ МАТРИЦ ИМПЕДАНСА ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ МАГНИТОИНДУКТИВНЫХ ВОЛН ВДОЛЬ МЕТАПОВЕРХНОСТЕЙ С УЧЕТОМ РАЗЛИЧНОЙ СТЕПЕНИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕТААТОМОВ

В этой главе рассматриваются способы записи матрицы импедансов \mathbf{Z} для метаповерхности с учетом взаимодействия метаатомов вплоть до соседей 3-го порядка, для расчета распространения магнитоиндуктивных волн в 2D метаматериалах. Также рассматриваются особенности матриц \mathbf{Z} в зависимости от порядка взаимодействия и влияние учета дефектов на структуру этих матриц.

2.1. Моделирование распространения МИ волн вдоль однородной метаповерхности с квадратичной решеткой при взаимодействии соседей первого, второго и третьего порядков

В дисперсионном уравнении магнитоиндуктивных волн в идеальном одномерном метаматериале

$$\frac{\omega}{\omega_0} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2M}{L} \cos(ka)}},$$

не учитывается внешнее возбуждение метаматериала. Приложенное возбуждение можно учесть, если ввести в закон Кирхгофа (1) соответствующее напряжение, как это сделано в работе [4]. Для конечного линейного метаматериала, состоящего из N резонансных элементов, закон Кирхгофа, связывающий токи в элементах с импедансом (собственным и взаимным) и напряжением в них, записывают в общем виде, используя матрицы токов, напряжений, и импедансов в виде:

$$\mathbf{V} = \mathbf{Z}\mathbf{I}, \quad (8)$$

где \mathbf{V} – матрица напряжений, приложенных к элементам метаматериала. В случае возбуждения одного элемента небольшой возбуждающей антенной

для всех элементов, кроме элемента рядом с ней, приложенное напряжение будет равно нулю $v_{ij}=0$. В случае возбуждения всей метаповерхности плоской электромагнитной волной – можно считать, что напряжения одинаковы $v_{ij}=const$. \mathbf{I} – матрица токов, а \mathbf{Z} – матрица импедансов размером $N \times N$, где N – полное число элементов метаматериала. На главной диагонали этой матрицы все элементы равны Z_0 и характеризуют собственный импеданс метаатомов, а все остальные элементы z_{ij} характеризуют взаимный импеданс и равны $i\omega M_{ij}$, где M_{ij} – взаимоиндукция метаатомов i и j . В приближении взаимодействия только ближайших соседей не равны нулю еще только элементы z_{ij} на диагоналях соседних с главной:

$$\mathbf{Z} = \begin{pmatrix} Z_0 & i\omega M & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ i\omega M & Z_0 & i\omega M & 0 & \dots & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \dots & 0 & i\omega M & Z_0 & i\omega M \\ 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & i\omega M & Z_0 \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Если известны напряжения, приложенные к метаатомам, то распределение токов в них можно получить из следующего выражения:

$$\mathbf{I} = \mathbf{Z}^{-1}\mathbf{V} \quad (10)$$

где \mathbf{Z}^{-1} – обратная матрица импедансов.

Последнее уравнение (10) полностью описывает распределение токов в рассматриваемой структуре при наличии внешнего возбуждения, если заданы параметры метаатомов и их взаимодействие.

Способы построения матриц импедансов и их описания более подробно содержатся в частности в моей бакалаврской дипломной работе [20]. В этой работе при моделировании распространения магнитоиндуктивных волн в метаповерхности сначала использовалось приближение «ближайших» соседей. Действительно, чаще всего этого

приближения достаточно, особенно в линейных метаматериалах в МГц диапазоне [20]. Но при проведении эксперимента с 2D метаматериалами я столкнулся с тем, что этого приближения недостаточно для описания экспериментальных результатов. Поэтому встала задача выяснить, учет взаимодействие какого количества элементов даст лучшую корреляцию с экспериментальными результатами. Для этого было проведено сравнение возбуждений структуры для случаев взаимодействия соседей первого, второго и третьего порядков - как схематически представлено на Рис.6 – с соответствующим обозначением коэффициентов взаимодействия κ_1 , κ_2 и κ_3 .

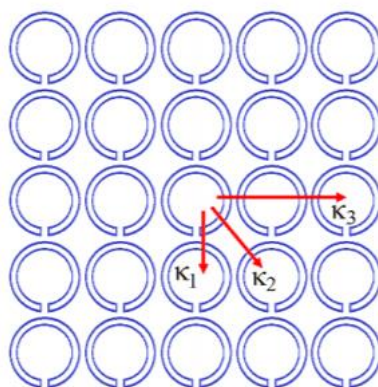


Рисунок 6 – Схематичное изображение фрагмента метаповерхности с квадратной решеткой и обозначением коэффициентов взаимодействия между метаатомами. [20]

Далее приводится сравнение результатов моделирования и экспериментальных данных для однородной метаповерхности из 11×11 элементов с квадратной решеткой, при возбуждении локальной антенной одного элемента в углу.

На Рис.7 видно, что результат моделирования в случае учета ближайших соседей (modeling 1) с самого начала полосы пропускания не верно отражает возбуждение метаструктуры. Возбуждение начинается почти на 2 МГц раньше, чем получено в экспериментальных данных.

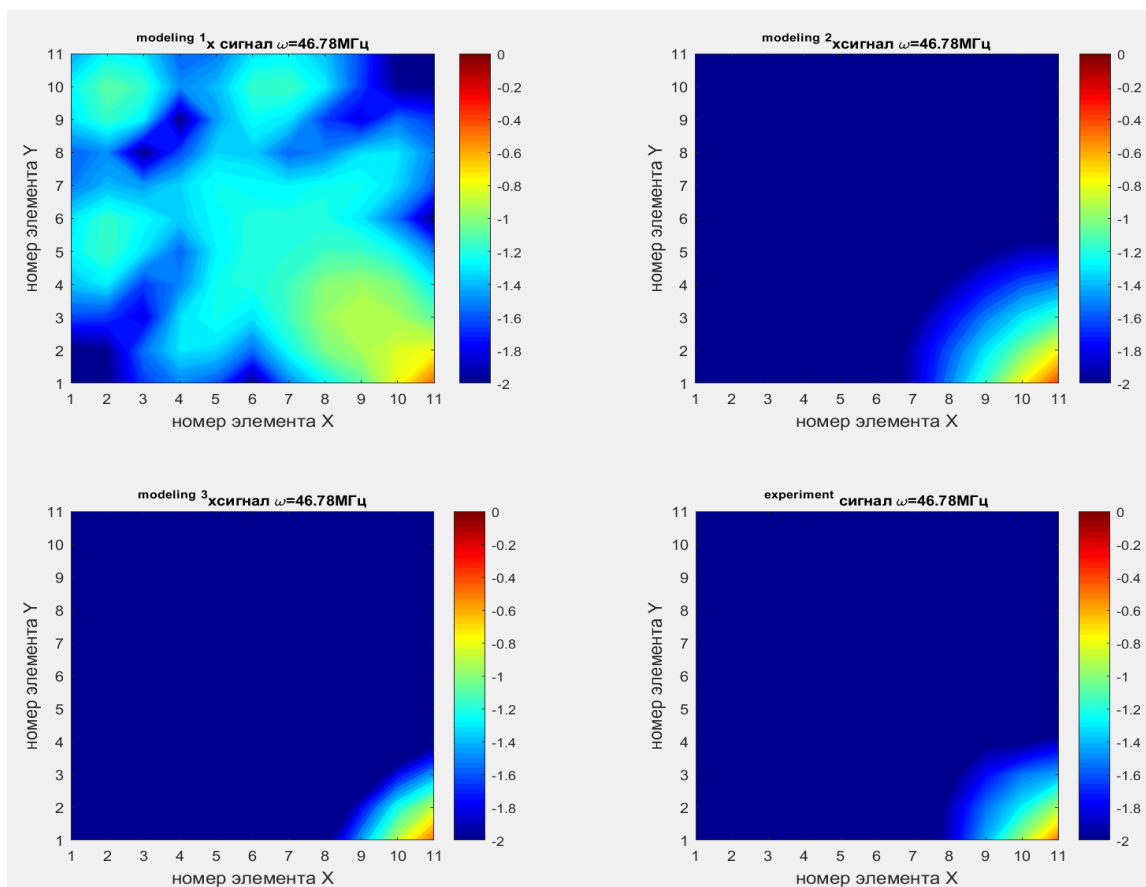


Рисунок 7 – Распространение МИ волн в квадратной метаповерхности 11*11 элементов для моделирования в случае ближайших соседей (modeling 1), соседей второго порядка (modeling 2), соседей третьего порядка (modeling 3) и эксперимента на частоте 46.78 МГц.

На первый взгляд может показаться, что случай учета взаимодействия второго порядка лучше всего коррелирует с экспериментом, когда практически одновременно начинается распространение магнитоиндуктивной волны в структуре. Но и это приближение оказывается «не рабочим», так как эта корреляция заключается только в частоте, на которой начинается полоса пропускания. На Рис.8 видно, что в случае учета взаимодействия ближайших соседей возбуждение уже дошло до краев структуры, и начали формироваться моды, в то время как в случае учета взаимодействия соседей второго порядка и в эксперименте возбуждение только приближается к границам метаструктуры. А в случае учета взаимодействия соседей третьего порядка МИ волна только начинает свое распространение.

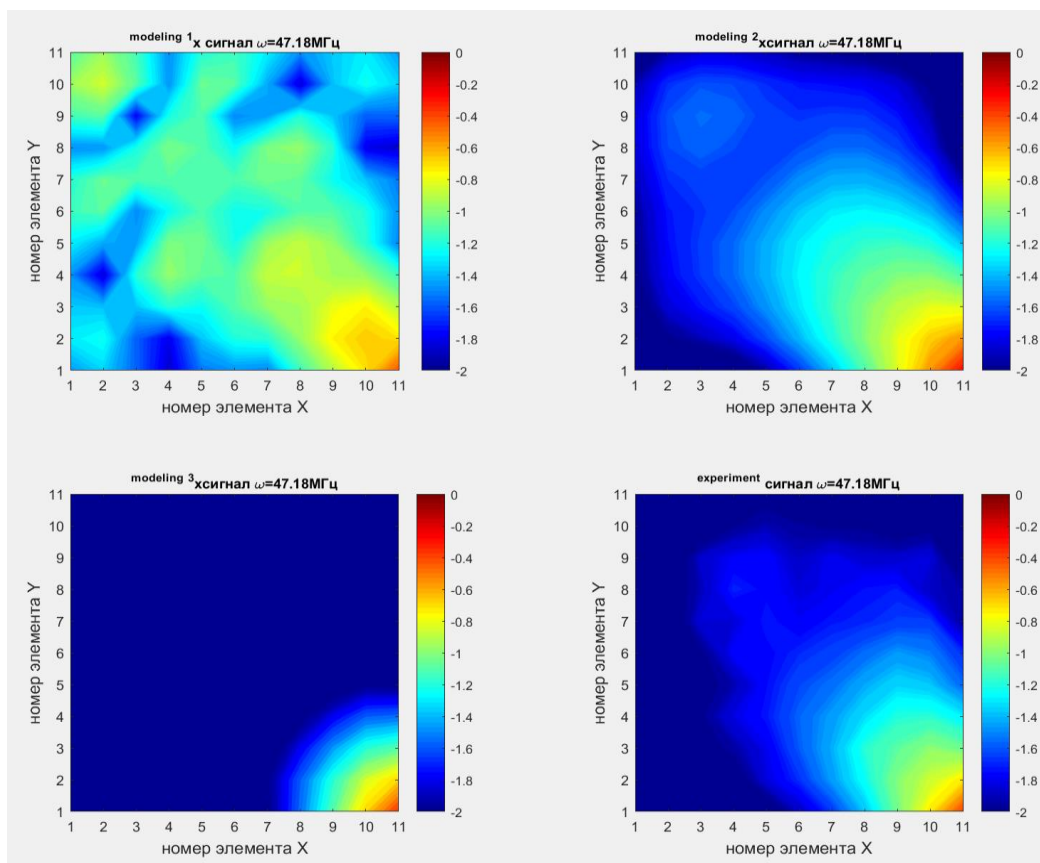


Рисунок 8 – Распространение МИ волн в квадратной метаповерхности 11*11 элементов для моделирования в случае ближайших соседей (modeling 1), соседей второго порядка (modeling 2), соседей третьего порядка (modeling 3) и эксперимента на частоте 47.18 МГц.

По мере увеличения частоты, есть диапазон частот, в котором разница между случаями учета взаимодействия второго и третьего порядков становится несущественной, и оба случая подходят для описания экспериментальных данных. А начиная с частот, близких к 48.5 МГц, что можно наблюдать на Рисунке 9, начинает появляться ощутимая разница. Лучшую корреляцию с экспериментальными данными можно получить при учете взаимодействия соседей третьего порядка. В случае взаимодействия соседей второго порядка канал распространения такой же широкий, как и в эксперименте, но он уже и в нем отсутствует возбуждение ближайших к диагональным элементов.

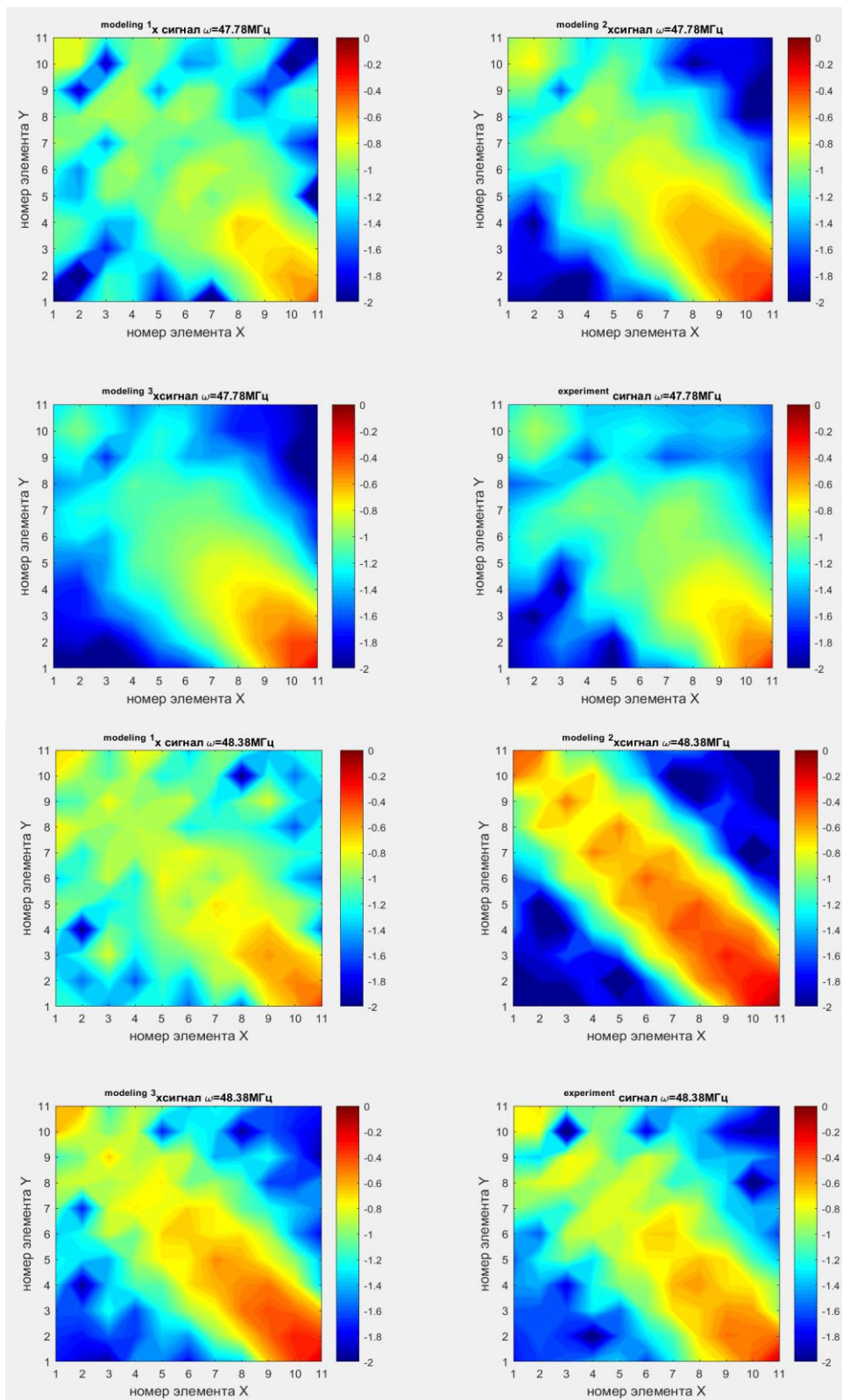


Рисунок 9 – Распространение МИ волн в квадратной метаповерхности 11*11 элементов для моделирования в случае ближайших соседей (modeling 1), соседей второго порядка (modeling 2), соседей третьего порядка (modeling 3) и эксперимента на частотах 47.78 МГц (вверху) и 48.38 МГц (снизу).

Далее корреляция случая взаимодействия соседей третьего порядка с экспериментом только улучшается по сравнению с остальными случаями (Рис.10). Здесь в случае взаимодействия соседей второго порядка, наоборот, возбуждена практически вся структура, что не наблюдается в эксперименте. В то время как случай 3 вновь показывает результат, близкий к эксперименту.

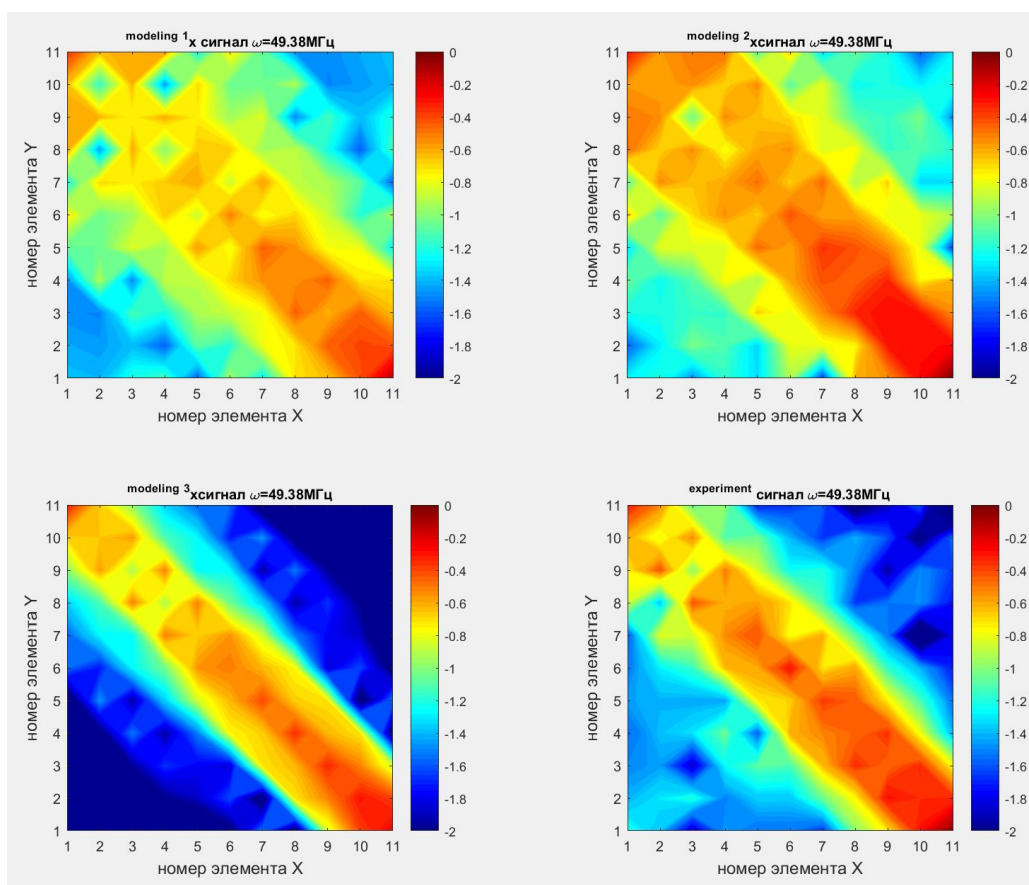


Рисунок 10 – Распространение МИ волн в квадратной метаповерхности 11*11 элементов для моделирования в случае ближайших соседей (modeling 1), соседей второго порядка (modeling 2), соседей третьего порядка (modeling 3) и эксперимента на частоте 49.38 МГц.

Возбуждение структуры на резонансной частоте, которое представлено на Рисунке 11, так же говорит о лучшем совпадении случая 3 с экспериментом и о том, что случай 1 (учет только ближайших соседей) абсолютно не подходит для сравнения и является не работающей моделью.

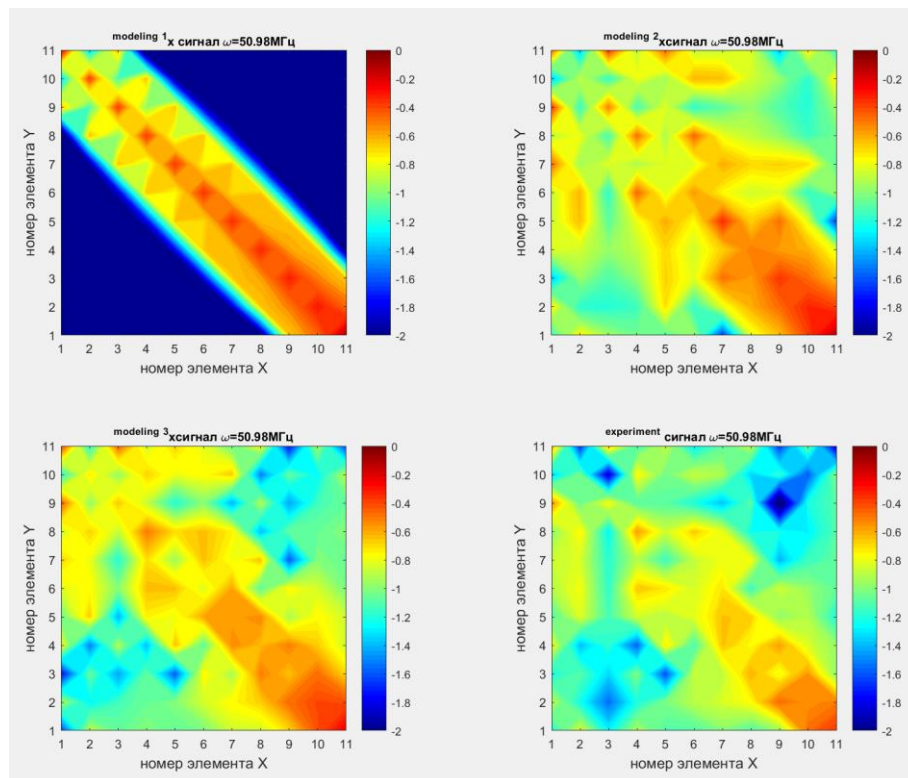


Рисунок 11 – Распространение МИ волн в квадратной метаповерхности 11*11 элементов для моделирования в случае ближайших соседей (modeling 1), соседей второго порядка (modeling 2), соседей третьего порядка (modeling 3) и эксперимента на частоте 50.98 МГц.

Таким образом, можно сделать вывод, что использование моделирования с учетом взаимодействия соседей третьего порядка больше коррелирует с результатами эксперимента в полосе пропускания МИ волн в однородной метаповерхности при локальном возбуждении в углу.

2.2. Моделирование распространения МИ волн вдоль метаповерхности с дефектом в квадратичной решетке при взаимодействии соседей первого, второго и третьего порядков

После того, как мы выяснили, что в однородной поверхности без дефектов размером 11×11 элементов лучшая корреляция с экспериментом достигается при моделировании в приближении взаимодействия вплоть до соседей 3-го порядка, надо проверить, сохранится ли эта корреляция при добавлении неоднородностей. В качестве дефекта будем рассматривать дырку, когда мы убираем один или несколько элементов из структуры. Посмотрим, что произойдет, когда мы удалим центральный элемент из структуры.

Как рассматривалось выше для случая однородной структуры, так и для метаповерхности с дефектом случай взаимодействия соседей первого порядка с самого начала показывает неподходящий нам результат. Полоса пропускания снова начинается почти на 2 МГц раньше, чем в эксперименте (Рисунок 12 - сверху).

Но когда начинается распространение возбуждения по структуре в эксперименте, лучшая корреляция с экспериментальными результатами наблюдается в случае взаимодействия соседей второго порядка (Рисунок 12 - снизу). Но это единственная ситуация, так как по мере увеличения частоты вновь лучшую корреляцию начинает показывать случай учета взаимодействия соседей третьего порядка. А нам как раз интересно то, как распространяются магнитоиндуктивные волны на частотах ближе к резонансной.

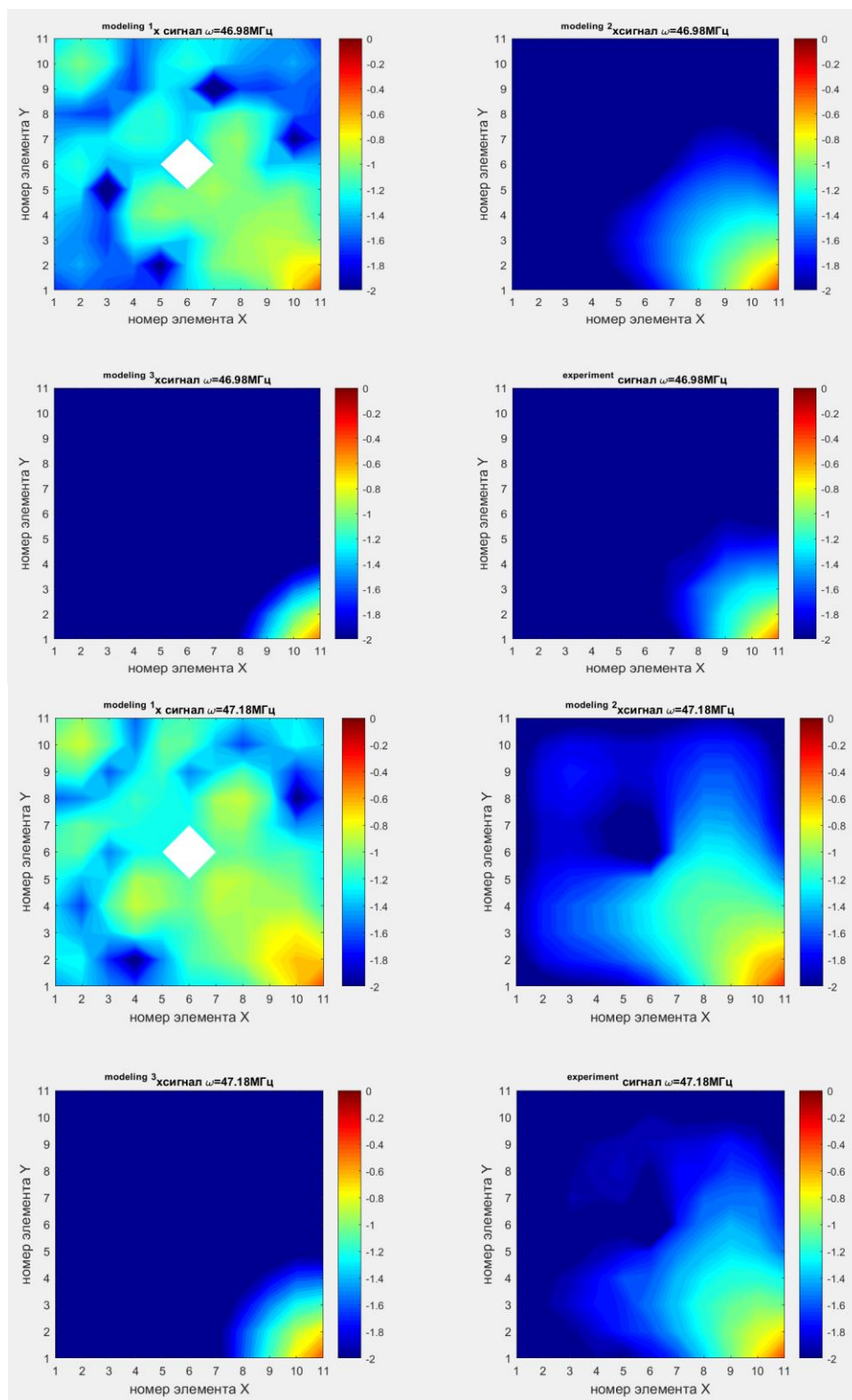


Рисунок 12 – Распространение МИ волн в неоднородной квадратной метаповерхности 11*11 элементов с дефектом в центре структуры для моделирования в случае ближайших соседей (modeling 1), соседей второго порядка (modeling 2), соседей третьего порядка (modeling 3) и эксперимента на частотах 46.98 МГц (сверху) и 47.18 МГц (снизу).

Как и на предыдущих частотах, случай modeling_1 (учет взаимодействия соседей первого порядка или, как принято говорить, учет взаимодействия «ближайших соседей») абсолютно не подходит (Рис.13). Эта модель не работает как в однородной структуре, так и в структуре с дефектами. В случае modeling_2 наблюдается другая мода, явно опережающая экспериментальную. В то время как случай modeling_3 опять прекрасно коррелирует с экспериментом за исключением легкой асимметрии в распространении магнитоиндуктивных волн.

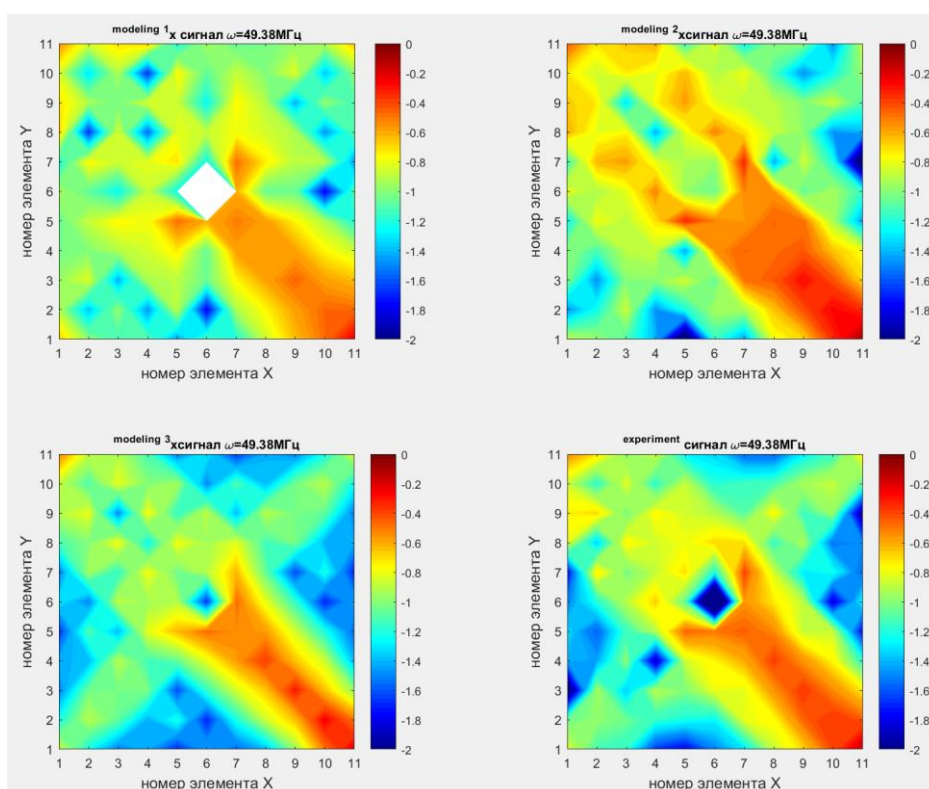


Рисунок 13 – Распространение МИ волн в неоднородной квадратной метаповерхности 11*11 элементов с дефектом в центре структуры для моделирования в случае ближайших соседей (modeling 1), соседей второго порядка (modeling 2), соседей третьего порядка (modeling 3) и эксперимента на частоте 49.38 МГц.

На резонансной частоте можно вновь точно сказать, что случай 1 абсолютно не подходит. И для остальных случаев моделирования, хоть и нет абсолютного совпадения с экспериментом, но результаты при учете взаимодействия соседей третьего порядка явно больше похожи на экспериментальные, чем при учете взаимодействия соседей второго порядка.

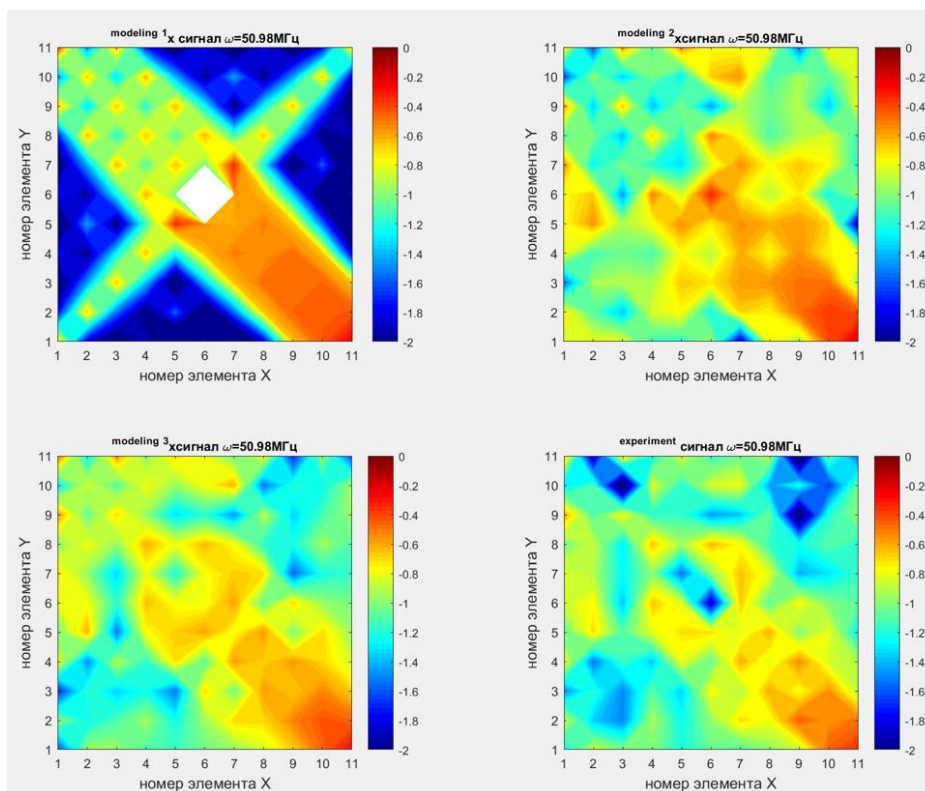


Рисунок 14 – Распространение МИ волн в неоднородной квадратной метаповерхности 11*11 элементов с дефектом в центре структуры для моделирования в случае ближайших соседей (modeling 1), соседей второго порядка (modeling 2), соседей третьего порядка (modeling 3) и эксперимента на частоте 50.98 МГц.

Таким образом, по полученным результатам для однородной поверхности и поверхности с одним дефектом можно сделать вывод, что случай учета взаимодействия соседей третьего порядка является приближением, достаточно хорошо совпадающим с экспериментом, поэтому в дальнейшем в работе будет использоваться именно это приближение. Разница в учете количества взаимодействующих соседей влияет на временные и пространственные характеристики моделирования распространения МИ волн, хотя даже учет только ближайших соседей при введении неоднородности типа дырки отражает основные особенности их распространения в структуре. В частности, огибание дефекта волной и отражение от него.

2.3. Влияние разброса резонансных частот метаатомов на возбуждение метаповерхности

В теории, или при моделировании, как правило, рассматриваемая метаповерхность состоит из абсолютно одинаковых резонансных элементов, с одной и той же резонансной частотой. Но на практике, к сожалению, это не так. Резонансные частоты используемых в нашем эксперименте метаатомов лежат в определенном диапазоне частот, они варьируются в пределах 50.9 ± 0.1 МГц.

Поэтому была поставлена задача – проверить, насколько разброс по частотам влияет на распространение МИ волн по сравнению с идеальной структурой. Чтобы это выяснить, было смоделировано возбуждение одной и той же структуры в 6 различных приближениях:

1. Приближение ближайших соседей с одинаковой резонансной частотой
2. Приближение ближайших соседей с разбросом по резонансной частоте в пределах погрешности $\delta\omega$
3. Соседи третьего порядка с одинаковой резонансной частотой
Соседи третьего порядка с разбросом по резонансной частоте в пределах погрешности $\delta\omega$
4. Соседи четвертого порядка с одинаковой резонансной частотой
Соседи четвертого порядка с разбросом по резонансной частоте в в пределах погрешности $\delta\omega$

В процессе работы исследовалось влияние величины погрешности $\delta\omega$ от 0,2% как это было в эксперименте до 1,5%.

Ниже на Рис.15 приведены результаты в начале полосы пропускания МИ-волн для погрешности $\delta\omega = 0,2\%$. Видимой разницы с однородной структурой в этом диапазоне частот не наблюдается. На Рис.16 представлены результаты аналогичного моделирования на частоте, близкой к резонансной. Так же не наблюдается видимых различий между «идеальной» структурой и исследуемым случаем.

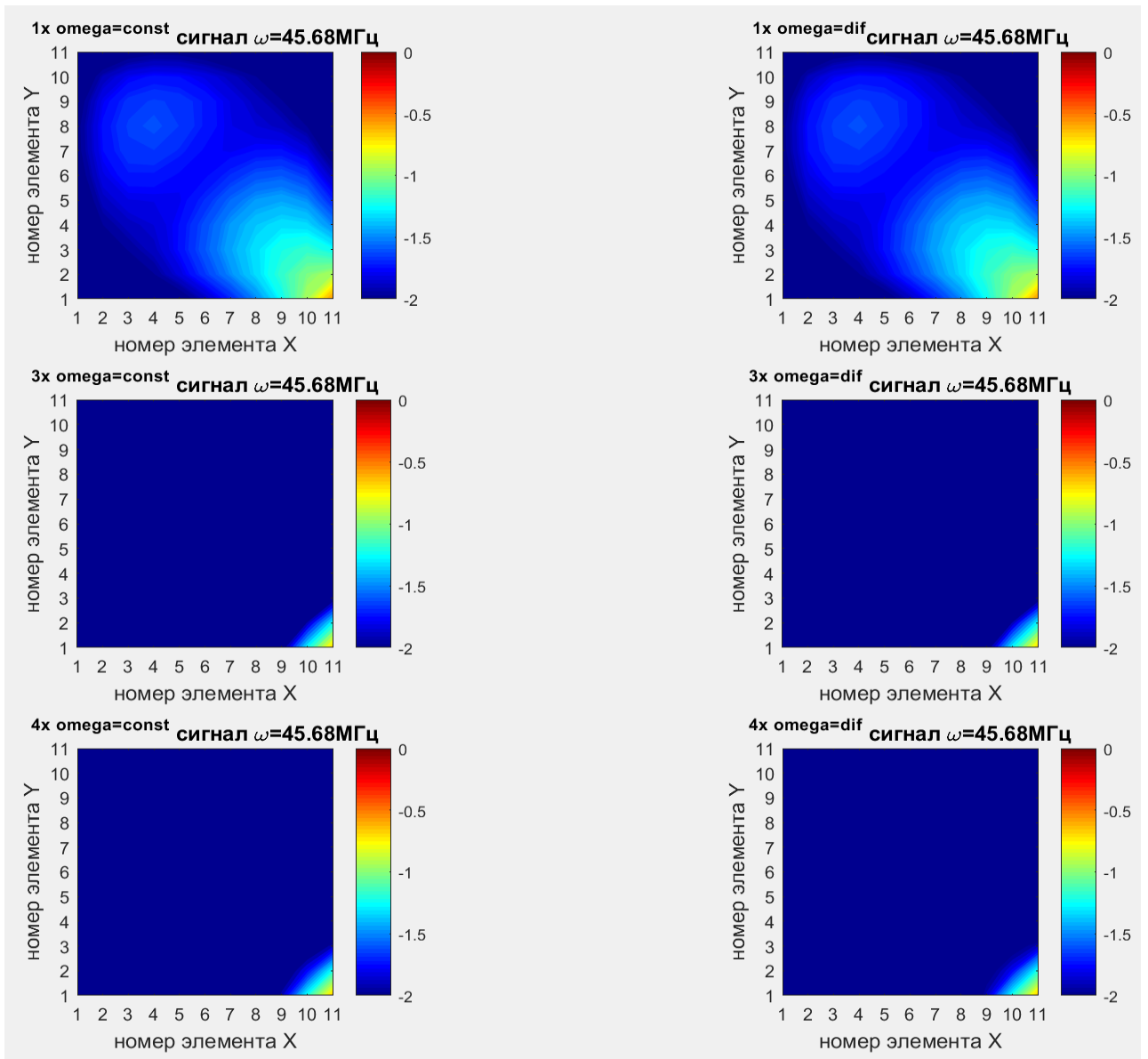


Рисунок 15 – Моделирование распространения МИ волн в однородной квадратной метаповерхности 11*11 элементов для моделирования в случае ближайших соседей с одинаковой резонансной частотой для элементов (1x $\omega = \text{const}$), ближайших соседей с погрешностью по резонансной частоте для элементов (1x $\omega = \text{dif}$), соседей третьего порядка с одинаковой резонансной частотой для элементов (3x $\omega = \text{const}$), соседей третьего порядка с погрешностью по резонансной частоте для элементов (3x $\omega = \text{dif}$), соседей четвертого порядка с одинаковой резонансной частотой для элементов (4x $\omega = \text{const}$) и соседей четвертого порядка с погрешностью по резонансной частоте для элементов (4x $\omega = \text{dif}$) на частоте 45.68 МГц.

Таким образом, в полосе пропускания МИ волн при погрешности в 0.2% существенные отличия с идеальной структурой отсутствуют и заключаются в совсем незначительной разнице в амплитудах сигнала.

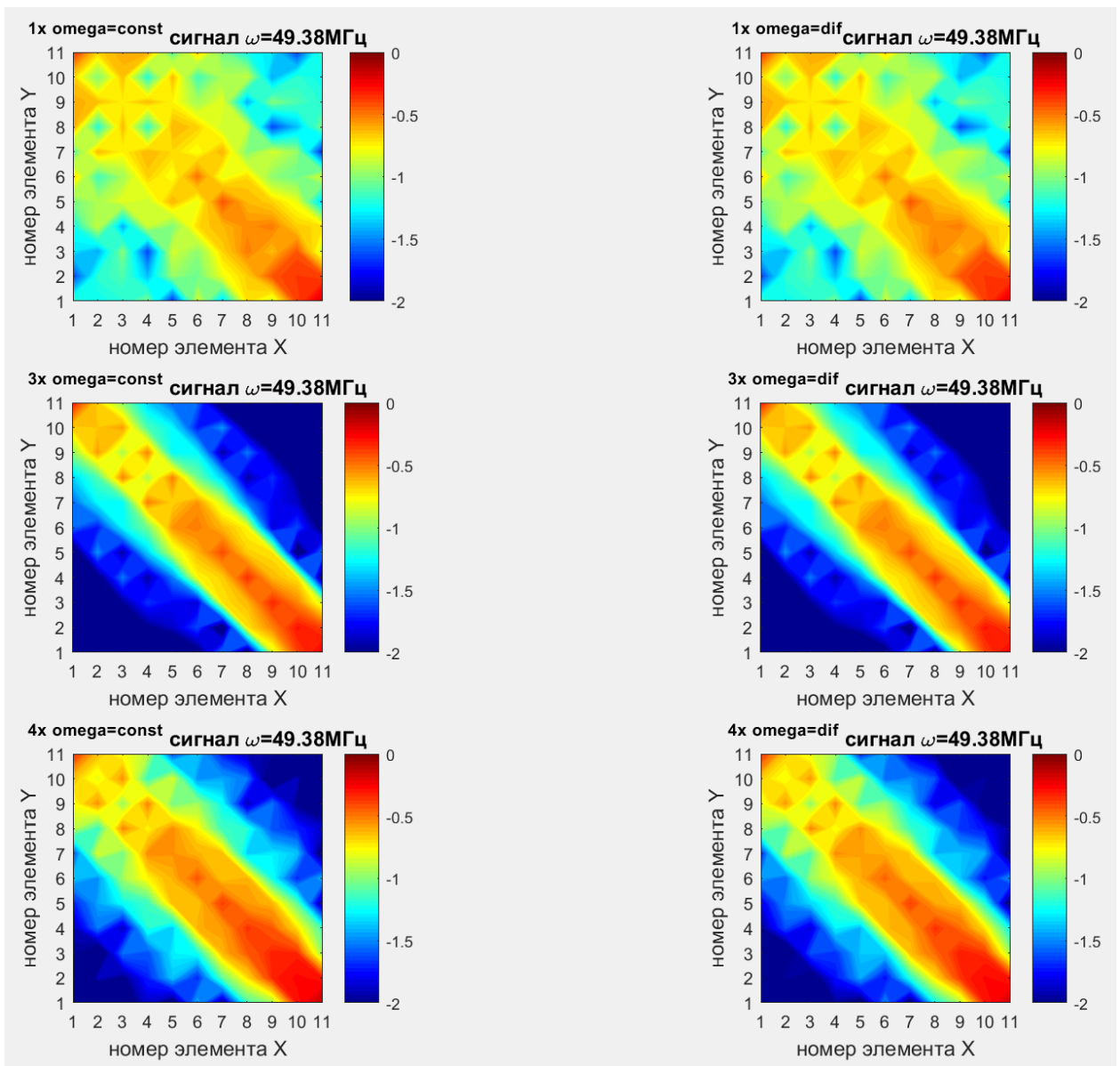


Рисунок 16 – Моделирование распространения МИ волн в однородной квадратной метаповерхности 11*11 элементов для моделирования в случае ближайших соседей с одинаковой резонансной частотой для элементов (1x $\omega = \text{const}$), ближайших соседей с погрешностью по резонансной частоте для элементов (1x $\omega = \text{dif}$), соседей третьего порядка с одинаковой резонансной частотой для элементов (3x $\omega = \text{const}$), соседей третьего порядка с погрешностью по резонансной частоте для элементов (3x $\omega = \text{dif}$), соседей четвертого порядка с одинаковой резонансной частотой для элементов (4x $\omega = \text{const}$) и соседей четвертого порядка с погрешностью по резонансной частоте для элементов (4x $\omega = \text{dif}$) на частоте 49.38 МГц.

По результатам моделирования можно сказать, что такой разброс в резонансных частотах не оказывает существенного влияния на распространение МИ волн. Видимые различия появляются при увеличении

этой погрешности до 1%. Покажем это на структуре, в которой используем приближение взаимодействия соседей 4го порядка. При увеличении погрешности (Рис. 17) сдвигается начало полосы пропускания.

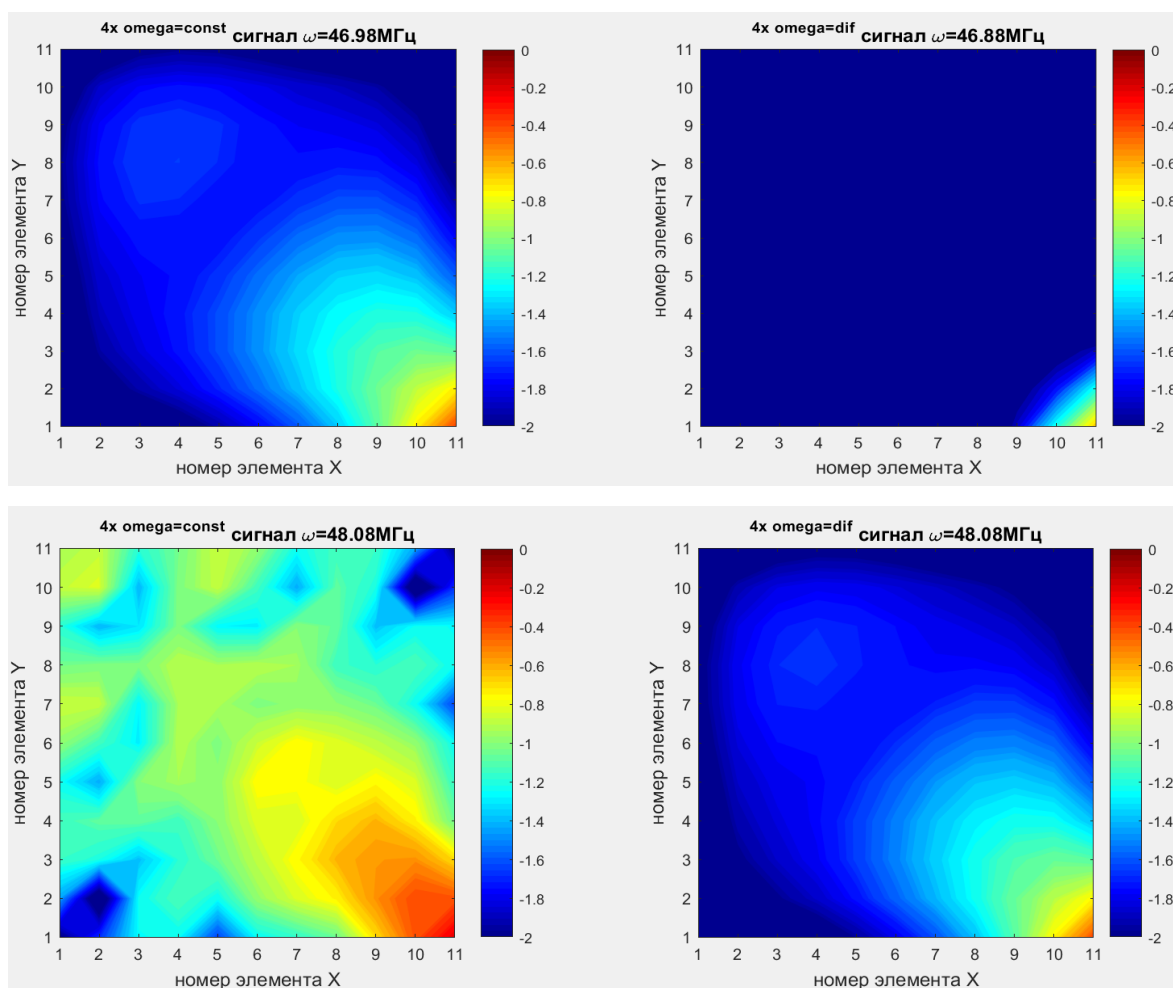


Рисунок 17 – Сравнение возбуждения структуры для случая взаимодействия соседей четвертого порядка при увеличении погрешности по резонансной частоте до 1.5% на частотах 46.94 МГц и 48.08 МГц.

Распространение МИ-волн в структуре с погрешностью $\delta\omega = 1\%$ (Рис.17 справа) начинается на частоте на 1.5 МГц выше. В случае нулевой погрешности резонанс наблюдается на частоте ниже, чем было задано в моделировании (Рис.19 слева). В то время как при погрешности в 1% резонанс наблюдается непосредственно в ближайшей окрестности резонансной частоты (Рис.20 справа).

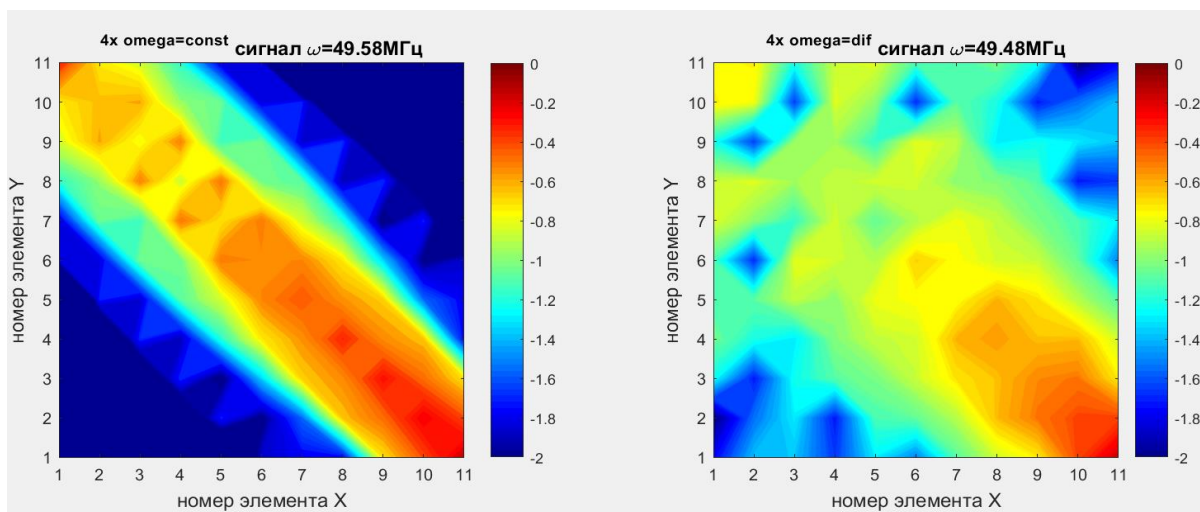


Рисунок 19 – Сравнение возбуждения структуры для случая взаимодействия соседей четвертого порядка при увеличении погрешности по резонансной частоте до 1.5%.

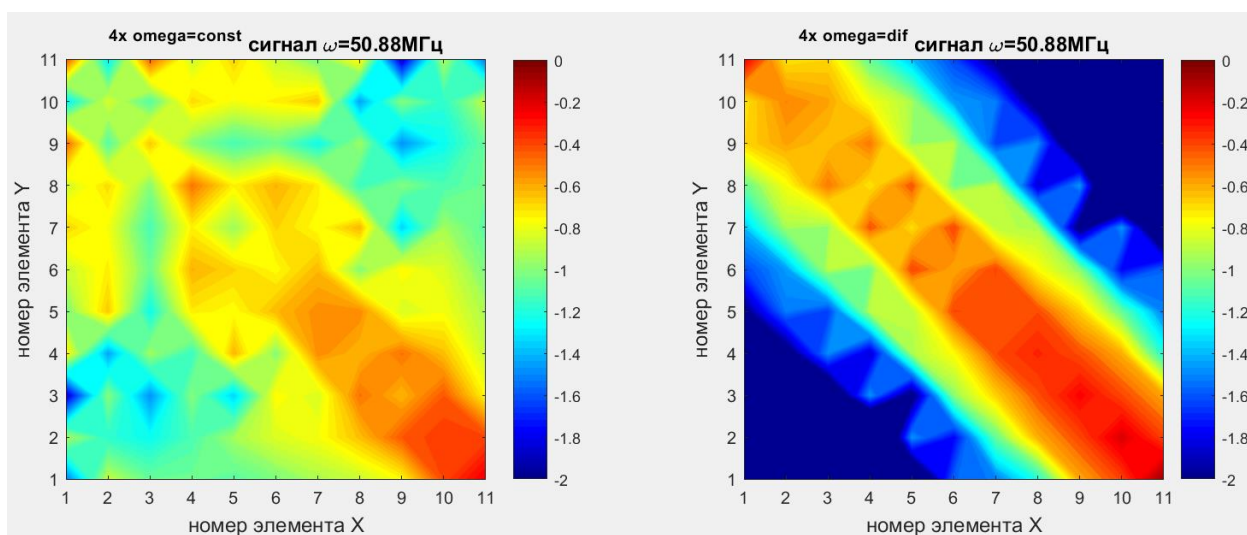


Рисунок 20 – Сравнение возбуждения структуры для случая взаимодействия соседей четвертого порядка при увеличении погрешности по резонансной частоте до 1.5%.

Проведенный анализ разброса резонансных частот метаатомов, показал, что если в моделировании учесть разброс в 0.2% (как это и есть в эксперименте), то никакой разницы с идеальной структурой наблюдаться не будет. Разница станет заметна, когда погрешность повысится до 1-1.5%.

ГЛАВА 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

3.1. Метаатомы в МГц диапазоне и их взаимодействие при планарной конфигурации

Для создания магнитных метаматериалов в МГц диапазоне обычно в качестве элементов используют расщепленные кольцевые резонаторы с впаянной емкостью (Рис.21а) и описывают их как эквивалентные LCR-контуры (Рис. 21б) с резонансной частотой

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (11)$$

и добротностью

$$Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}, \quad (12)$$

где L – самоиндукция, R – электрическое сопротивление, C – емкость кольца.

Наши элементы имеют линейные размеры порядка 2 см, что намного меньше, чем длина волны ЭМ излучения ($\omega=60$ МГц при длине волны $\lambda=5$ м), даже размеры всей структуры много меньше λ . Это позволяет не учитывать запаздывание электромагнитных волн при распространении вдоль метаматериала и считать, что ток в резонансном кольце распределен равномерно. Так же из-за наличия емкости, впаянной в зазор резонатора, отсутствует выход электрического поля за пределы кольца.



Рисунок 21 – (а) Пример атома в МГц диапазоне – расщепленное резонансное кольцо с впаянной емкостью. Внешний диаметр кольца. (б) Эквивалентный LCR-контур [13].

Поэтому взаимодействие двух близко расположенных метаатомов исключительно магнитное и зависит от их взаимного расположения [21].

Коэффициент этого взаимодействия равен:

$$\kappa_H = 2 \frac{M}{L}, \quad (13)$$

где M – взаимоиנדукция элементов [8, 22]. Взаимодействие между элементами приводит к расщеплению резонансной кривой, типичный вид сигналов от двух взаимодействующих элементов показан на Рис.22. Как было показано ранее [8,19] из экспериментальных значений резонансных частот, можно определить коэффициент взаимодействия

$$\kappa_H = 2 \left(\frac{\omega_1^2 - \omega_2^2}{\omega_1^2 + \omega_2^2} \right), \quad (14)$$

где ω_1 – нижняя резонансная частота, ω_2 – верхняя резонансная частота.

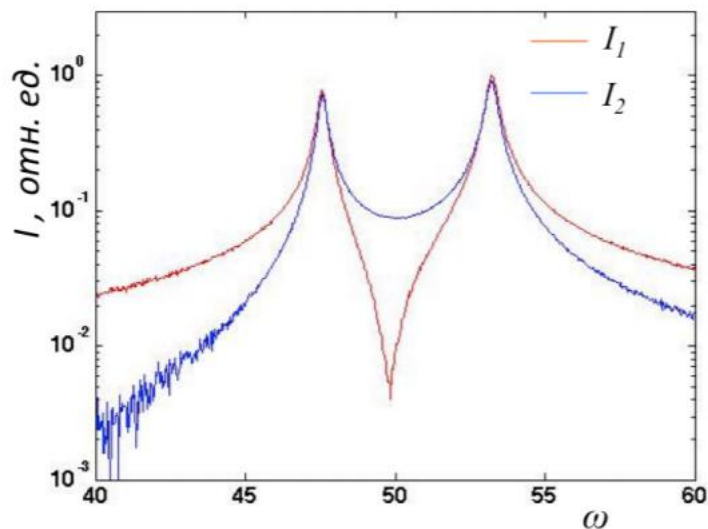


Рисунок 22 – типичные экспериментальные зависимости токов в двух взаимодействующих резонансных элементах от частоты. I_1 – ток в первом элементе, I_2 – во втором. Резонансная частота $\omega_0 = 50.89$ МГц [13].

Исследование взаимодействия двух расщепленных резонансных колец в МГц диапазоне уже было проведено для различных взаимных конфигураций метаатомов при различных взаимных ориентациях и расстояниях [12,19] и получено хорошее согласие теории и эксперимента.

3.2. Метаповерхность с квадратной решеткой.

В данной работе для создания двумерного метаматериала в качестве метаатомов использовались расщепленные кольцевые резонаторы – медные кольца [23] (Рис.21а), созданные ранее. Внутренний диаметр - 21 мм, толщина – 1 мм, высота – 5 мм, ширина зазора – 1 мм. Собственная резонансная частота колец, определяемая их размерами, составляла около 1.8 ГГц. Чтобы уменьшить собственную резонансную частоту кольца приблизительно в 35 раз в зазор были впаяны постоянные конденсаторы ёмкостью 330 пФ и подстроечные конденсаторы 5-20 пФ (производства фирмы Murata). Значения собственного импеданса Z_0 , емкости C , сопротивления R , добротности Q представлены в таблице 1.

Таблица 1. Параметры метаатомов и метаповерхности из работы [20].

Параметр	Значения
Ёмкость, C (Ф)	$340 \cdot 10^{-12}$
Сопротивление, R (Ом)	0.065
Добротность, Q	90
Коэффициент магнитного взаимодействия соседей 1го порядка, κ_1	-0.12
Коэффициент магнитного взаимодействия соседей 2го порядка, κ_2	-0.032
Коэффициент магнитного взаимодействия соседей 3го порядка, κ_3	-0.01
Коэффициент взаимоиנדукции, M	$-1.175 \cdot 10^{-8}$
Резонансная частота, ω_0 , МГц	50.89
Диаметр метаатомов, мм	23
Импеданс, Z_0	$0.065 + 3.043i$
Число метаатомов в структуре	121

Перед тем как создать двумерный метаматериал, резонансные частоты всех используемых элементов проверялись с помощью векторного анализатора цепей, и в случае необходимости, проводилась подстройка резонансной частоты путем изменения емкости подстроечного конденсатора, что позволило добиться довольно хорошей точности по частоте. В результате резонансная частота используемых элементов составила $\omega_0=50.9\pm 0.1$ МГц.

Добротность элементов определялась по резонансной кривой и составила в среднем $Q=91\pm 0.1$. Из 121 элемента – метаатомов – была собрана метаповерхность с квадратной решеткой, показанная на Рис.23. Расстояние между центрами элементов составляло 24 мм. При таком расположении элементов коэффициент взаимодействия между ближайшими метаатомами $k=-0.12$ [25]. Элементы расставлялись на миллиметровке с начерченной сеткой, точность установки можно оценить как 0.3мм [24]. Элементы фиксировались на подложке тонкой двухсторонней прозрачной клейкой лентой. Для максимального устранения влияния [27] подложки на взаимодействие элементов структуры, в качестве материала для изготовления подложки был выбран балсовуд. Диэлектрическая проницаемость этого материала близка к диэлектрической проницаемости воздуха и составляет $\epsilon=1.4$. [26]. В основание подложки была вмонтирована возбуждающая антенна. В качестве возбуждающей и приемной антенн использованы коаксиальные кабели, внутренняя жила которых, образуя кольцо, диаметром 5 мм, запаивалась на обмотку (Рис.24).

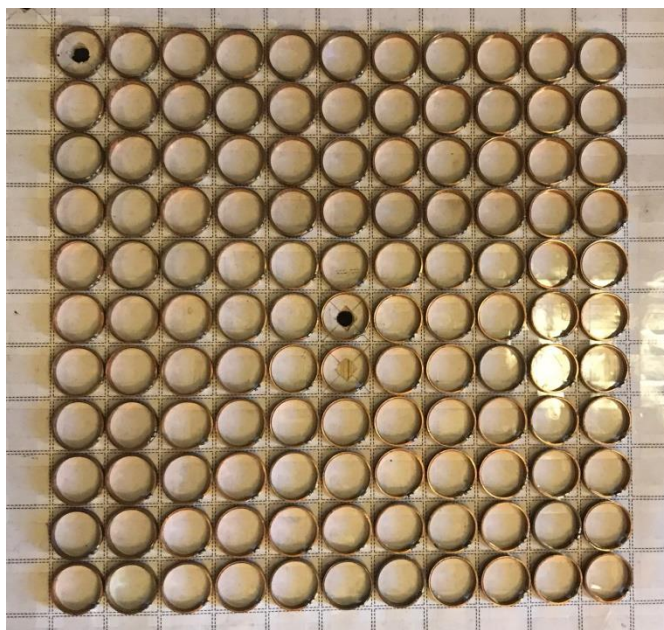


Рисунок 23 – Внешний вид квадратной метаповерхности 11*11 элементов.

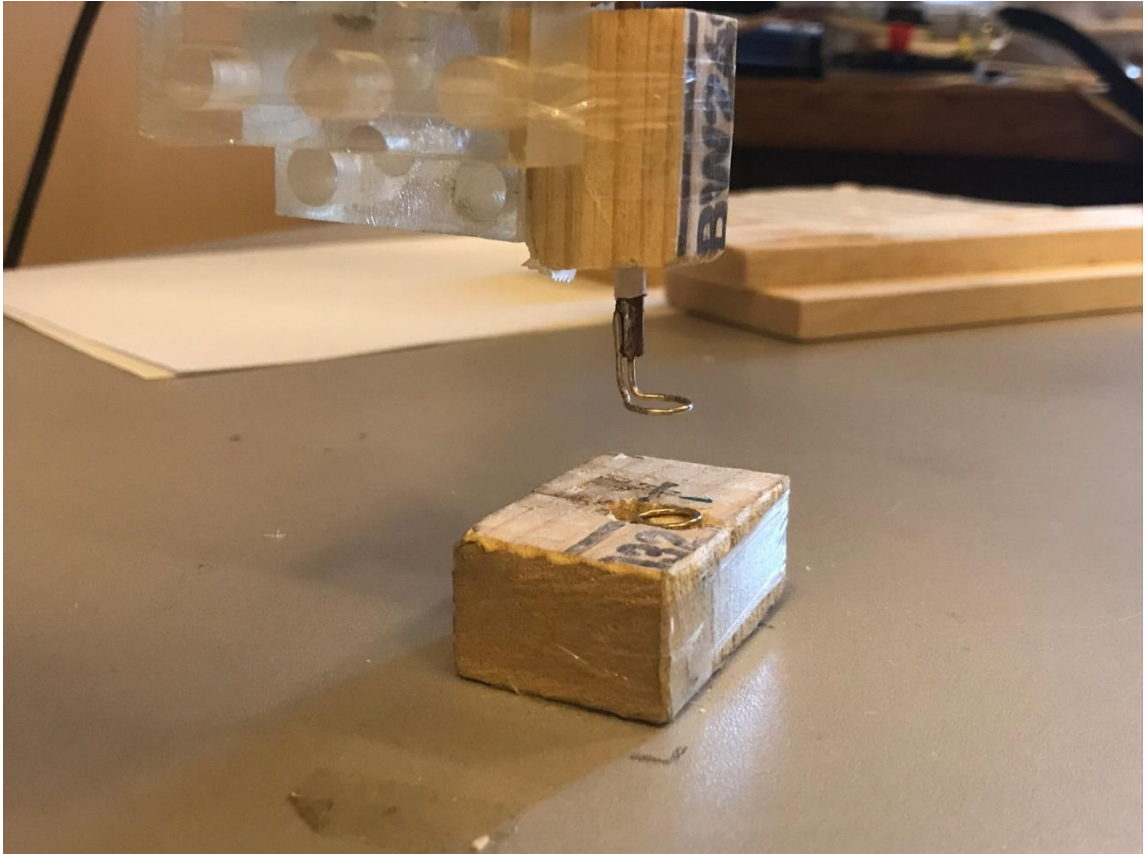


Рисунок 24 – Внешний вид возбуждающей и приемной антенны.

3.3. Методика эксперимента

Для экспериментального исследования отклика метаповерхности на воздействие электромагнитного излучения в МГц диапазоне использовался векторный анализатор цепей [28,29]. Этот прибор позволяет генерировать широкополосный сигнал, излучаемый антенной в заданном частотном диапазоне, который возбуждает исследуемую метаповерхность. В то же самое время при помощи приемной антенны можно принимать тот же сигнал, прошедший через исследуемый образец. Обработка сигнала позволяет получить амплитудно-частотную характеристику и с помощью написанного программного обеспечения сравнить с результатами численного моделирования.

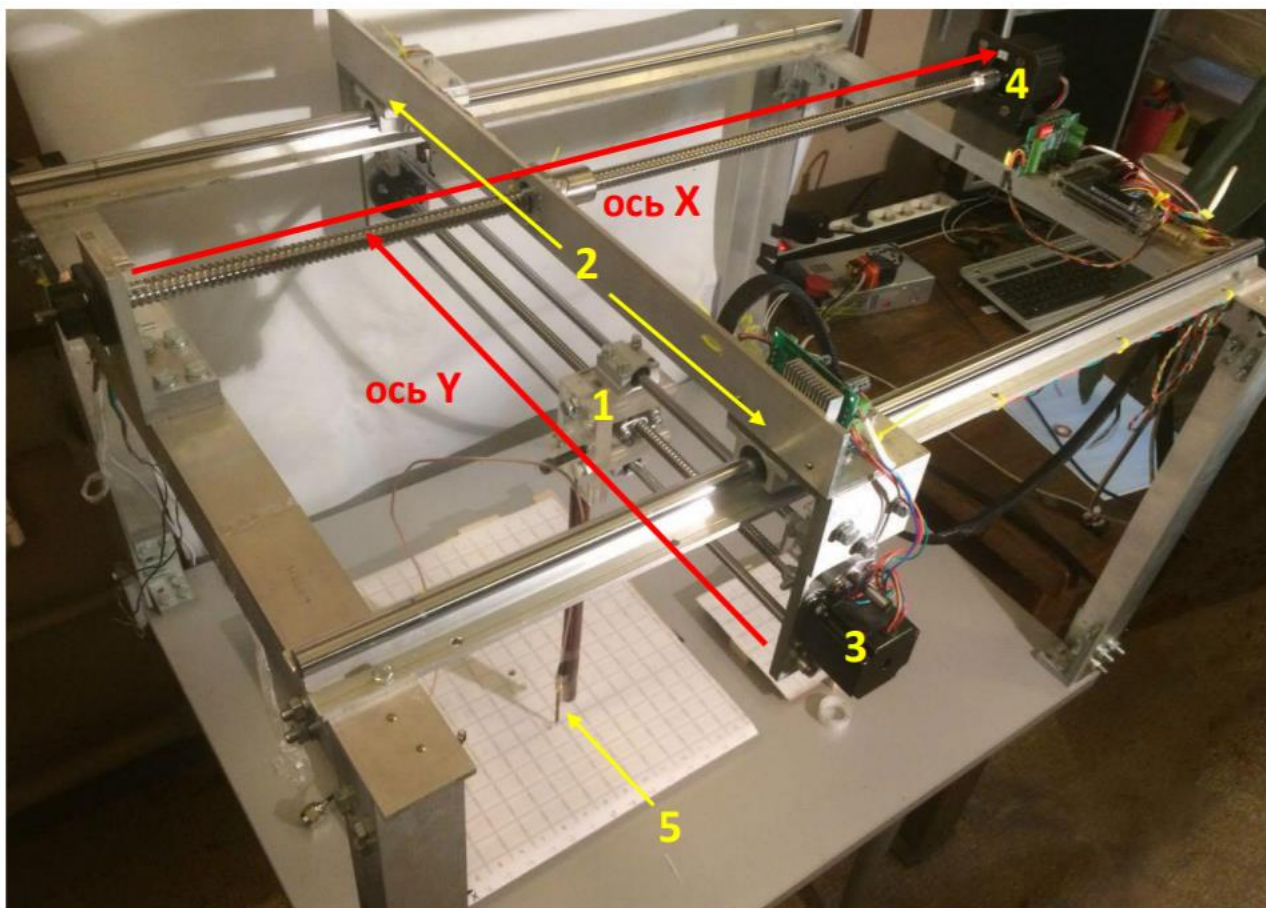


Рисунок 25 - Автоматизированный стенд для топографирования электромагнитных полей в плоскости. Красным цветом показаны оси вдоль которых перемещается датчик; 1 - нижняя каретка, перемещается вдоль оси Y; 2 - верхняя каретка, перемещается вдоль оси X; 3 - шаговый двигатель оси Y; 4 - шаговый двигатель оси X; 5 - датчик (приемная антенна), подключаемый к входу векторного анализатора цепей [24].

Для экспериментального исследования двумерных структур также необходимо специфическое оборудование - двумерный координатный стол (Рис. 25), представляющий собой аналог станка с числовым программным управлением (ЧПУ), сопряженный с компьютером, и позволяющий в автоматическом режиме перемещать приемную антенну в плоскости над изучаемым образцом, обеспечивая необходимую точность позиционирования приемной антенны в заранее заданных точках [24].

Координатный стол, векторный анализатор цепей и сопряженный с ними компьютер, который отвечает за управление ходом эксперимента и хранения данных, образуют автоматизированный стенд для

топографирования электромагнитных полей в плоскости (Рис.26). После начала проведения эксперимента весь процесс перемещения антенны и измерения сигналов от изучаемой структуры управляется с компьютера по предварительно заданному алгоритму специально разработанным программным обеспечением.



Рисунок 26 – Блок-схема автоматизированного стенда для топографирования электромагнитных полей метаповерхностей в МГц и ГГц диапазонах. [24]

ГЛАВА 4. Экспериментальные результаты и результаты моделирования распространения магнитоиндуктивных волн в метаповерхностях

4.1. Распространение МИ волн в однородной метаповерхности

Рассмотрим сначала экспериментальные результаты и результаты численного моделирования распространения МИ волн для двумерной однородной метаповерхности, состоящей из 11×11 метаатомов.

В качестве параметров метаатомов для расчета собственного импеданса Z_0 были выбраны значения емкости C , сопротивления R , добротности Q , и значения коэффициента взаимодействия κ близкие к экспериментальным значениям, полученным ранее в предыдущей главе. Величина взаимодействия полагалась равной $\kappa_1 = -0.12$, $\kappa_2 = -0.032$, $\kappa_3 = -0.01$ что является характерной величиной по порядку для расстояния между метаатомами 1 мм в планарной конфигурации (диаметр элементов 23 мм).

Для проведения моделирования по методике, описанной в Главе 2, в процессе работы была написана и оттестирована программа в пакете MatLab, код которой приводится в Приложении 2.

Ниже приведено сравнения результатов моделирования и эксперимента на некоторых частотах для метаповерхности, в приближении взаимодействия соседей третьего порядка. Слева показаны результаты моделирования при возбуждении метаповерхности в правом нижнем углу и справа - результаты эксперимента при таком же возбуждении.

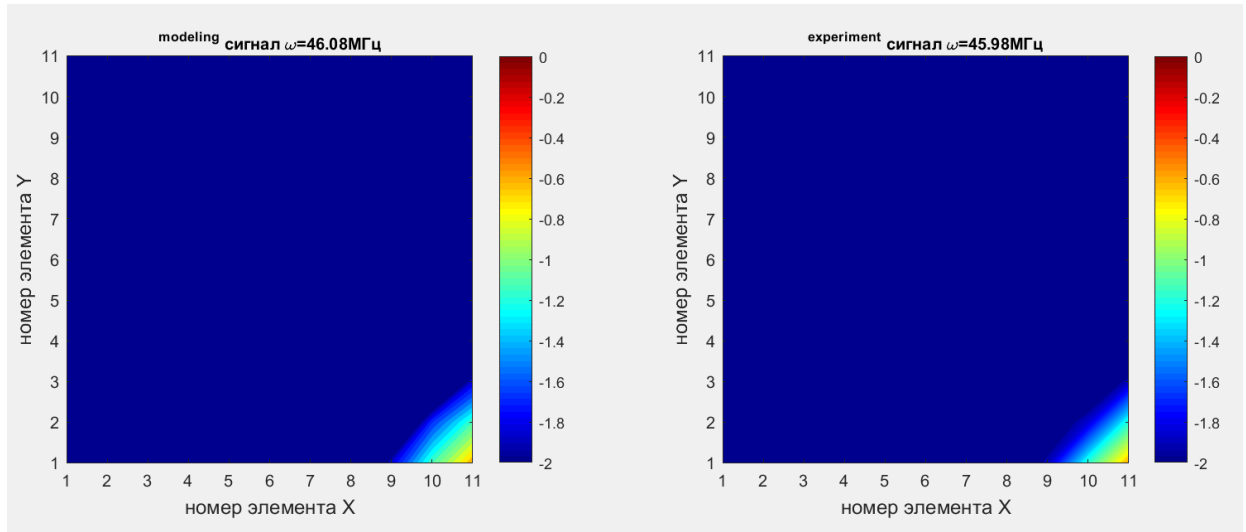
Видно, что хорошая корреляция компьютерного моделирования и эксперимента наблюдается по всей полосе пропускания МИ волн в МГц диапазоне при заданных параметрах структуры.

Полоса пропускания МИ волн находится вблизи резонансной частоты элементов $\omega_0 = 50.9$ МГц. С хорошей степенью точности можно полагать, что распространение МИ волн происходит в интервале частот 46-59 МГц, но мы будем рассматривать диапазон от начала полосы пропускания до

резонансной частоты, поскольку после резонанса наблюдается практически однородное возбуждение всей метаповерхности.

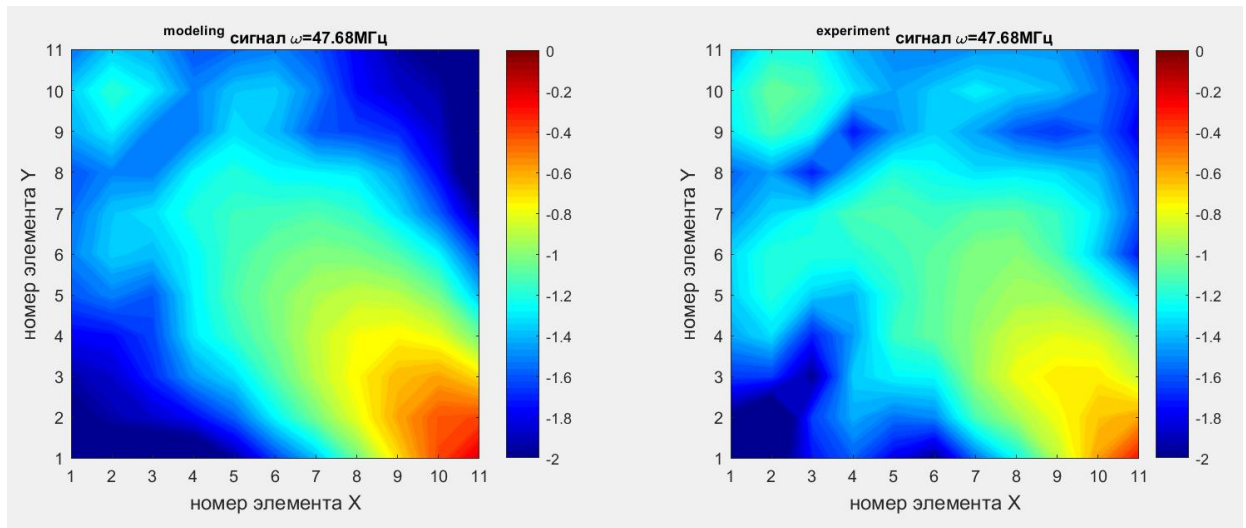
**46.08
МГц**

(а)



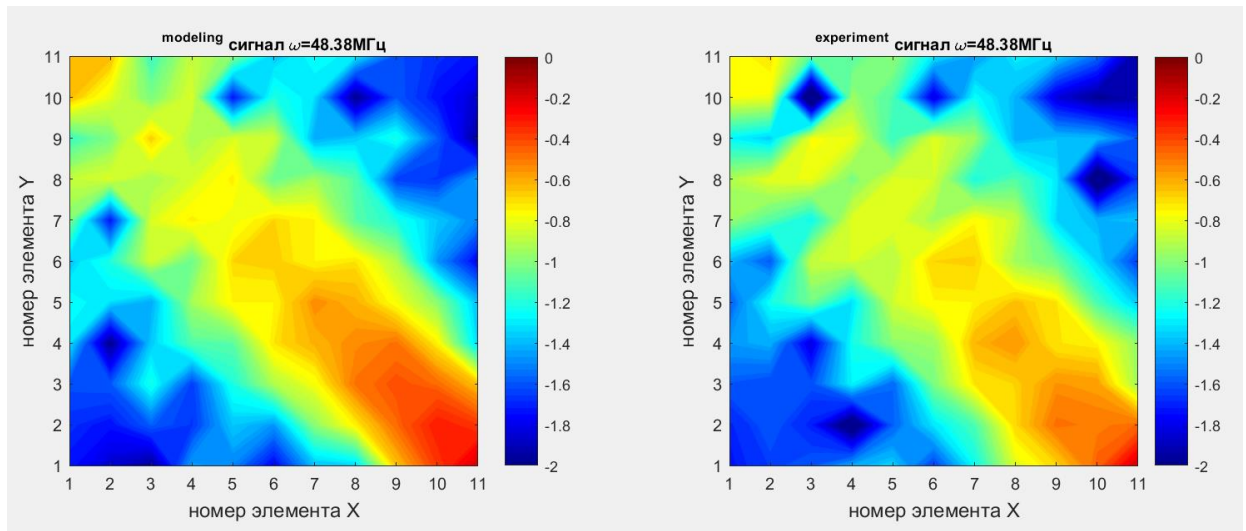
**47.68
МГц**

(б)



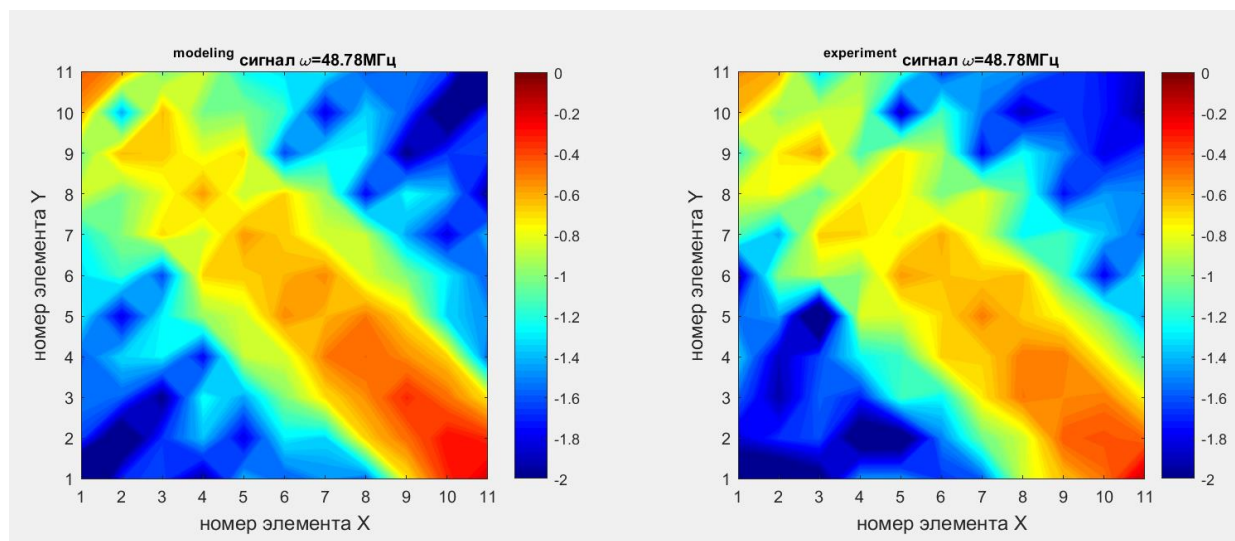
**48.38
МГц**

(в)



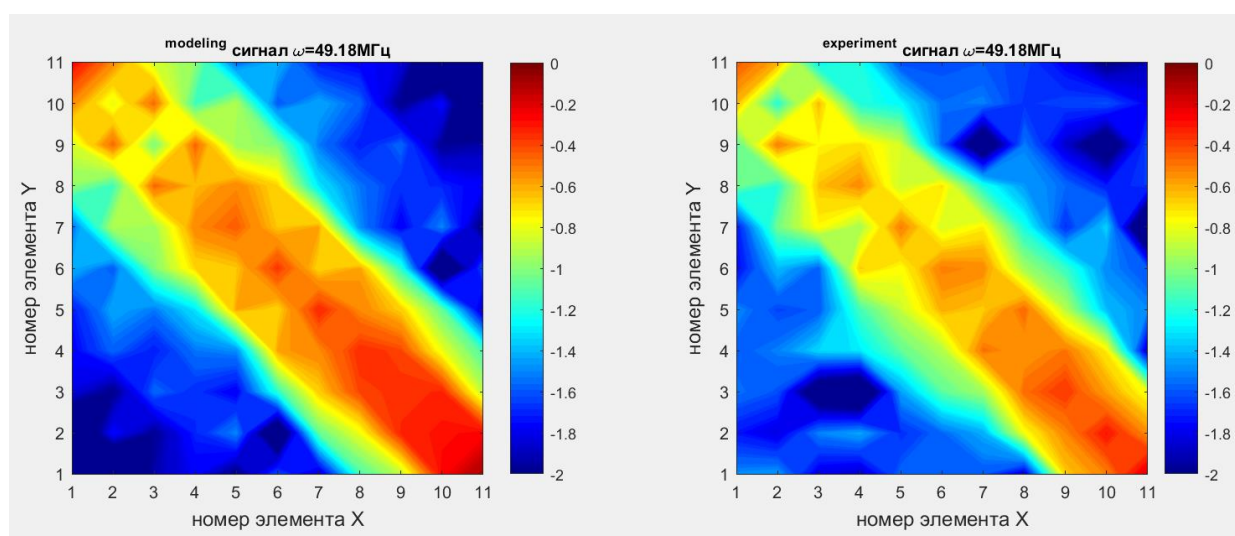
**48.78
МГц**

(г)



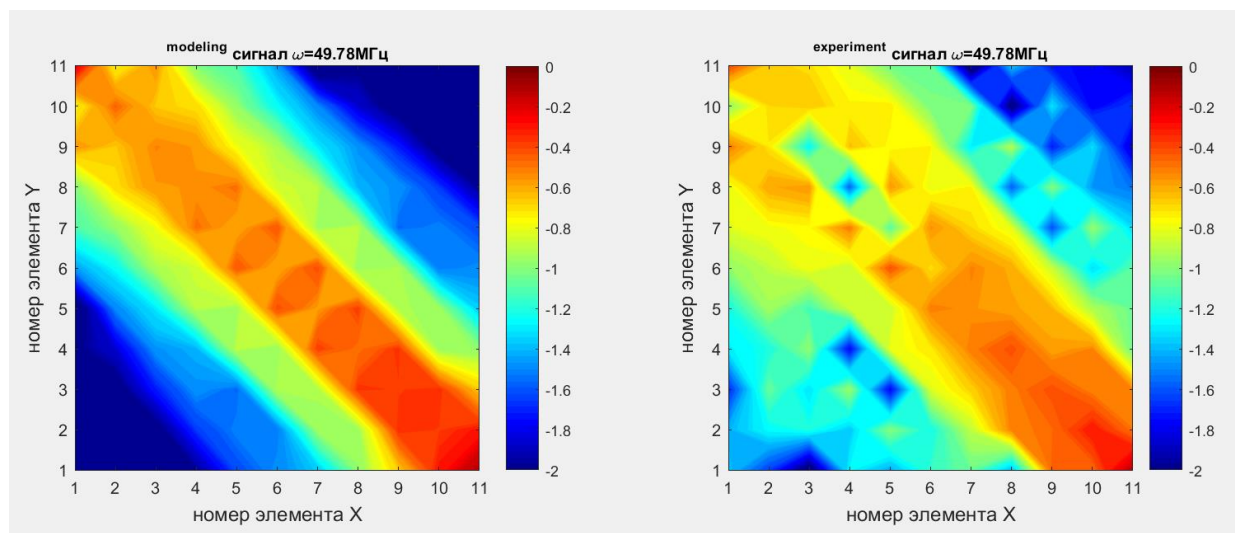
**49.18
МГц**

(д)



**49.78
МГц**

(е)



50.88
МГц
(ж)

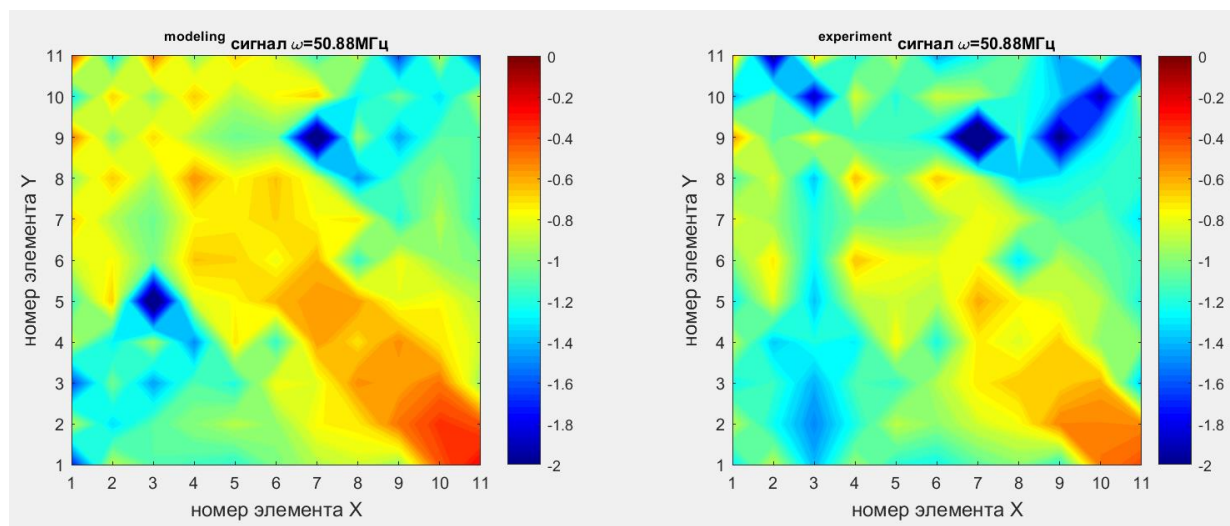


Рисунок 27 – Распространение МИ волн в однородной метаповерхности из 11×11 метаатомов при локальном возбуждении в правом нижнем углу. Результаты моделирования в предположении взаимодействия вплоть до соседей третьего порядка. Распределение приведено на разных частотах – моделирование (слева), эксперимент (справа). Величина возбуждения показана в относительных единицах. Резонансная частота метаатомов $\omega_0 = 50.9$ МГц.

Подчеркну, что влияние граничных условий заведомо учитывается в представленной модели, что наглядно видно особенно вблизи резонансной частоты, когда с достижением МИ волной границ происходит отражение, что в свою очередь приводит к возникновению различных собственных мод возбуждения структуры при последующем росте частоты. Дальнейший рост частоты приводит к тому, что в силу небольшого количества элементов возбуждение заполняет структуру так, что отличить собственные моды не возможно, в связи с чем мы не будем подробно рассматривать вторую половину полосы пропускания после резонанса. Последующее увеличение частоты приводит к выходу из полосы пропускания МИ волн и полному затуханию возбуждения вблизи от источника. Видно, что возникающие в эксперименте моды очень похожи на моды, полученные при моделировании, практически на всех частотах. Отсутствие идеальной симметрии в экспериментальных результатах можно объяснить влиянием внешних факторов при проведении эксперимента, погрешностью при создании

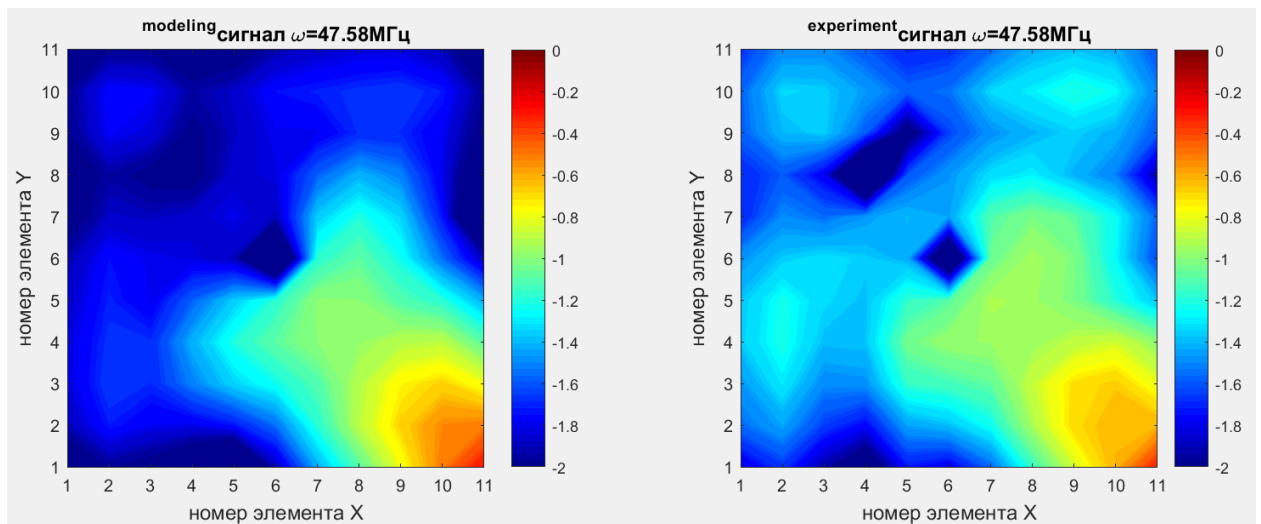
метаповерхности и воздействием источников внешнего электромагнитного излучения вблизи антенн.

4.2. Влияние локального дефекта типа «дырка» на распространение МИ волн в метаповерхности

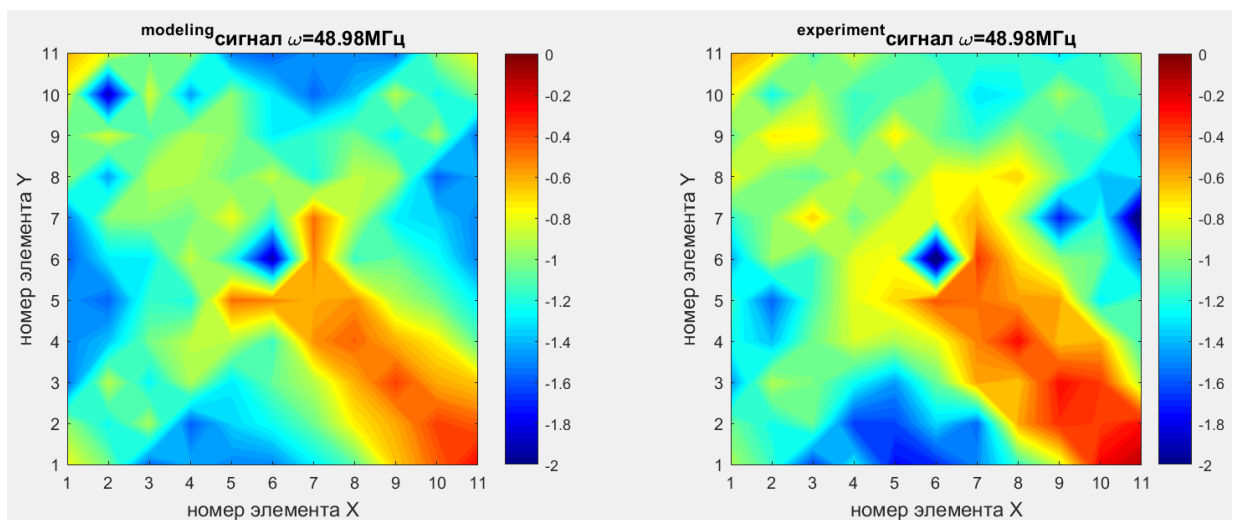
Перейдем теперь к рассмотрению неоднородной структуры. Под неоднородностью будем понимать локальный дефект типа «дырка» в метаповерхности, то есть отсутствие одного метаатома в структуре. Сначала мы рассмотрим случай, когда дефект находится в центре структуры, а возбуждение происходит по прежнему в правом нижнем углу, как показано на Рис.28.

Видно, что наличие дырки существенным образом меняет симметрию распространения волн.

**47.58
МГц
(а)**



**48.98
МГц
(б)**



49.68
МГц

(в)

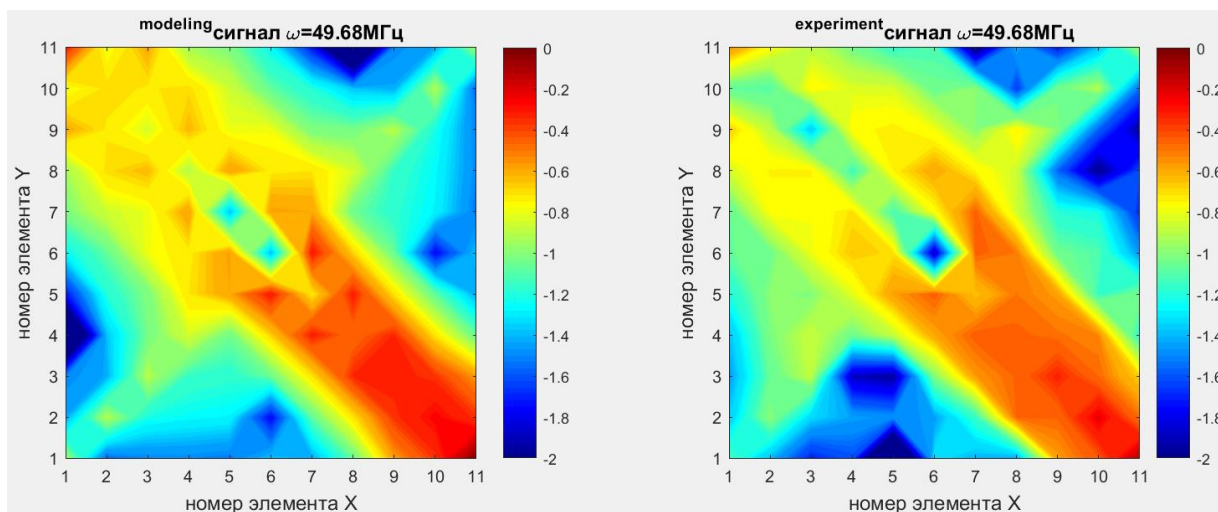


Рисунок 28 – Распространение МИ волн в метаповерхности из 11×11 метаатомов при наличии локального дефекта в центре структуры и локальном возбуждении в правом нижнем углу. Результаты моделирования в предположении взаимодействия соседей вплоть до третьего порядка. Распределение приведено на разных частотах – моделирование (слева), эксперимент (справа). Величина возбуждения показана в относительных единицах. Резонансная частота метаатомов $\omega_0 = 50.9$ МГц.

Волна отражается от дырки и меняет свое направление. При возбуждении в правом нижнем углу формируется широкий канал распространения МИ волн, поэтому наряду с отражением волны от дефекта есть и огибание препятствия магнитоиндуктивной волной. Отражение от неоднородности приводит к возникновению дополнительных узких каналов распространения МИ волн вдоль второй диагонали. При этом, конечно, происходит ослабление центрального канала. Однако на частоте, близкой к резонансной, это ослабление становится незначительным и волна уверенно огибает дефект, но при этом все равно происходит частичное отражение волны. Опять наблюдается хорошее согласие результатов моделирования и экспериментальных результатов.

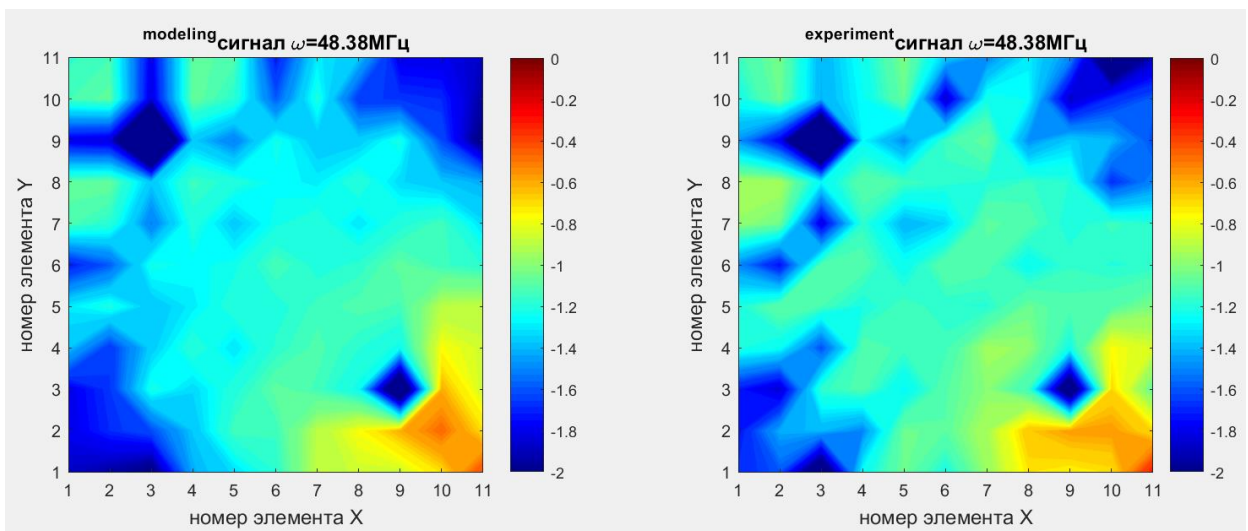
4.3. Влияние нескольких дефектов на симметрию распространения МИ волн в метаповерхностях

Рассмотрим теперь влияние нескольких неоднородностей на распределение МИ волн в исследуемой структуре. Далее мы будем

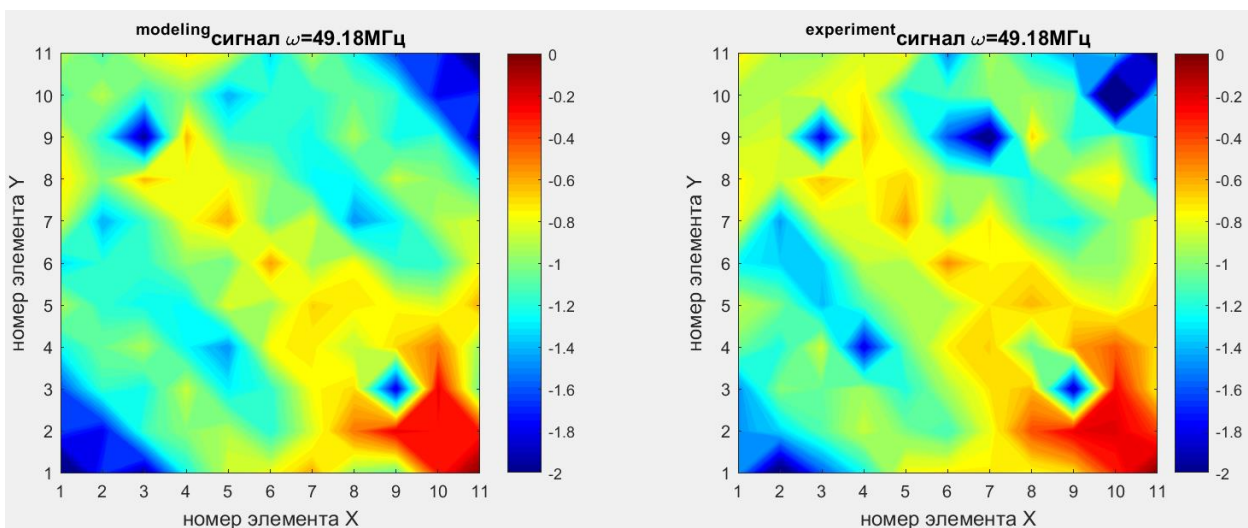
рассматривать достаточно симметричное расположение дырок, как например, на Рис.29, где две дырки расположены симметрично на главной диагонали.

При возбуждении в углу, так же, как и в случае с однократной неоднородностью, происходит огибание волной препятствия, и возбуждение по-прежнему доходит в противоположный угол. Однако картина распределения возбуждения на резонансной частоте метаповерхности с двумя дырками принципиально отличается от ситуации с одной дыркой в центре тем, что теперь при отражении от дырки волна распространяется к центрам граней структуры, тем самым возбуждая их, что прекрасно видно на Рис. 29 (в).

**48.38
МГц
(а)**



**49.18
МГц
(б)**



49.58
МГц
(в)

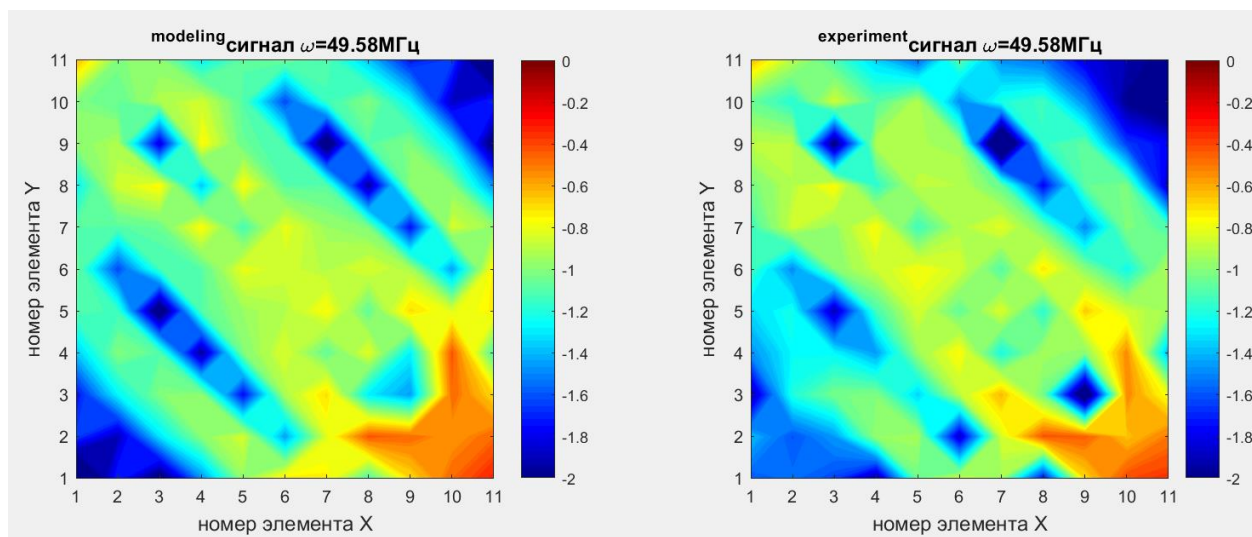
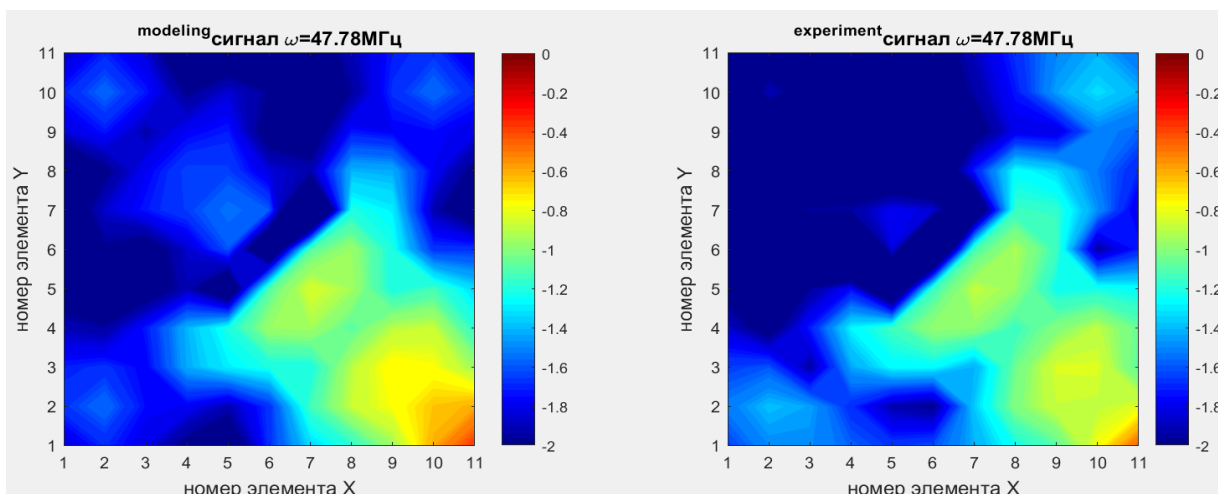


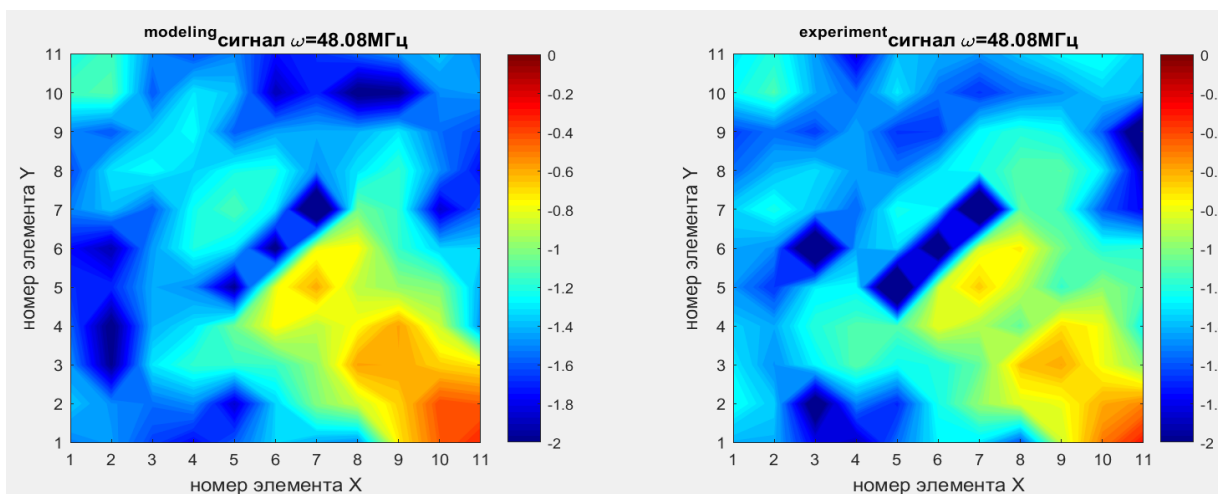
Рисунок 29 – Распространение МИ волн в метаповерхности из 11×11 метаатомов при наличии двух дефектов на главной диагонали. Результаты моделирования в предположении взаимодействия соседей вплоть до третьего порядка. Распределение приведено на разных частотах – моделирование (слева), эксперимент (справа). Величина возбуждения показана в относительных единицах. Резонансная частота метаатомов $\omega_0 = 50.9$ МГц.

В пункте 4.1 мы видели, что вблизи резонансной частоты магнитоиндуктивная волна практически полностью огибает одиночный локальный дефект. Поэтому мы решили проверить, что будет, если увеличить размеры дефекта и убрать три соседних элемента, которые находятся на диагонали, перпендикулярной к главной, и будет ли волна так же огибать препятствие. Оказалось, что увеличение размера неоднородности сильно меняет распределение МИ волн, практически блокируя главный канал распространения что видно и при моделировании и в эксперименте (Рис.30).

47.78
МГц
(а)



48.08
МГц
(б)



49.18
МГц
(в)

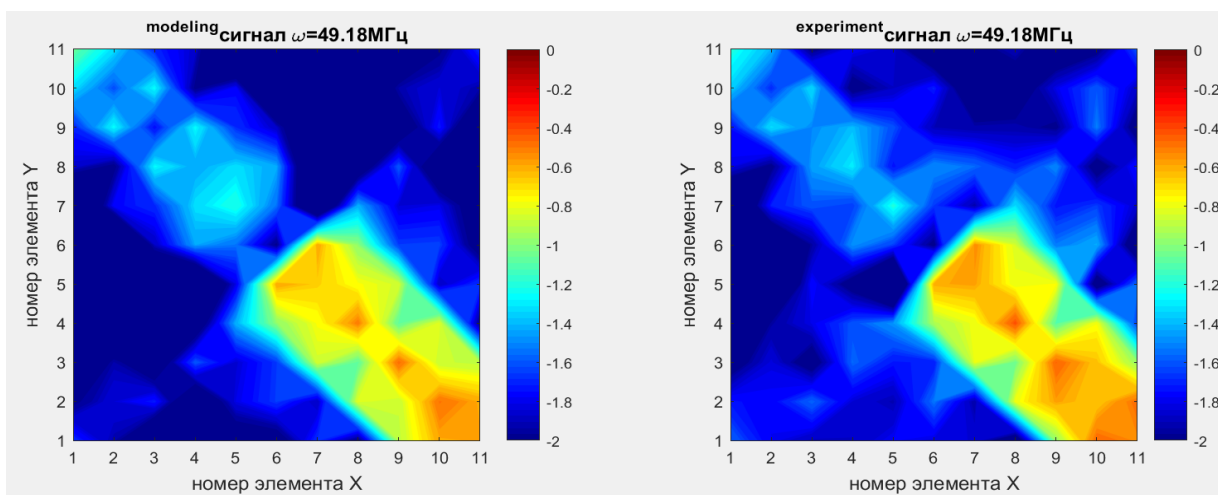
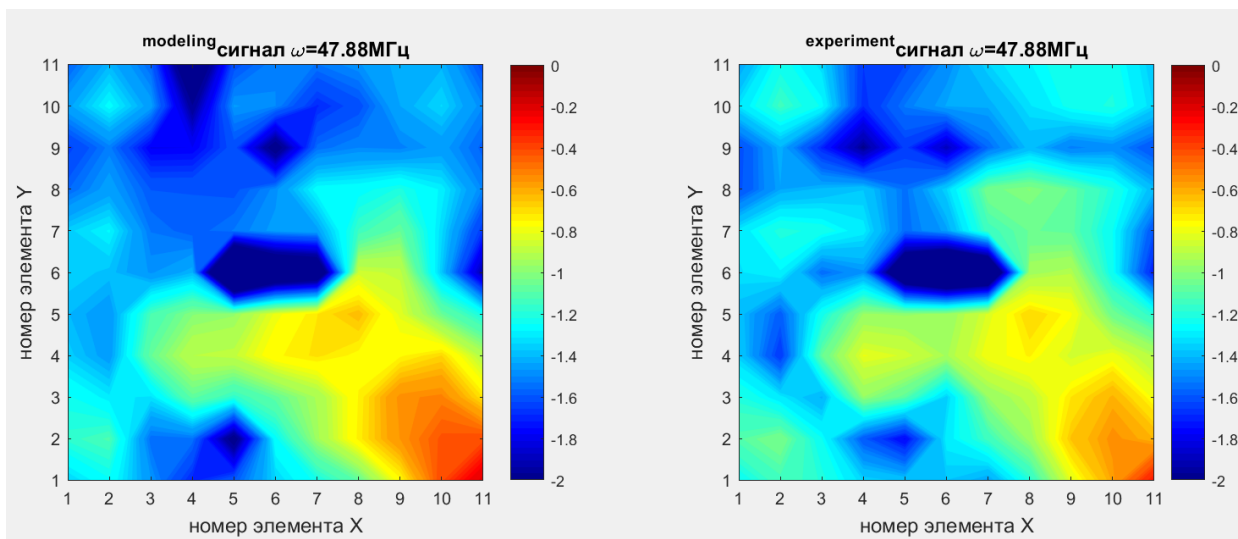


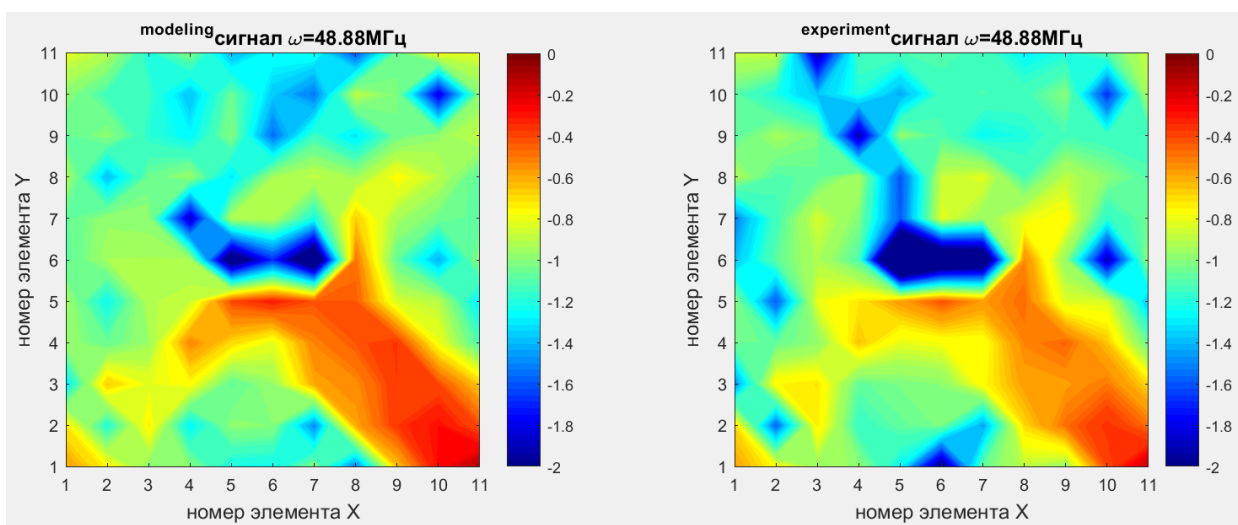
Рисунок 30 – Распространение МИ волн в метаповерхности из 11×11 метаатомов при наличии в центре трех дефектов вдоль второй диагонали. Результаты моделирования в предположении взаимодействия соседей вплоть до третьего порядка. Распределение приведено на разных частотах – моделирование (слева), эксперимент (справа). Величина возбуждения показана в относительных единицах.

На Рис.31 показано, что произойдет с распространением волн в метаповерхности, если тот же самый дефект повернуть на 45 градусов по часовой стрелке, то есть когда он будет расположен параллельно нижней грани структуры.

47.88
МГц
(а)



48.88
МГц
(б)



49.28
МГц
(в)

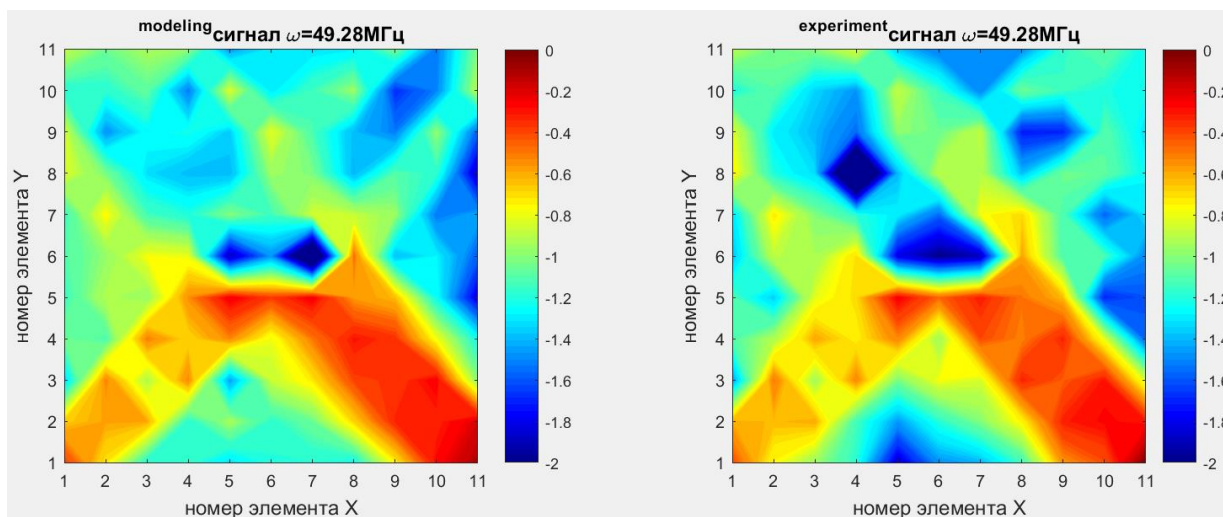


Рисунок 31 – Результаты моделирования распространения МИ волн в метаповерхности из 11×11 метаатомов в предположении взаимодействия соседей третьего порядка при наличии трех дефектов, параллельных нижней грани структуры. Распределение приведено на разных частотах – моделирование (слева), эксперимент (справа). Величина возбуждения показана в относительных единицах. Резонансная частота метаатомов $\omega_0=50.9$ МГц.

Видно, что волна практически полностью отражается от большой неоднородности и все возбуждение доходит теперь до левого нижнего угла, при этом огибание волной препятствия очень незначительно и оставшаяся часть структуры практически не возбуждена.

По экспериментальным результатам и результатам моделирования распространения МИ волн в метаповерхностях с неоднородностями типа дырка можно сделать такие выводы:

Однократная неоднородность в виде дырки в главном канале распространения МИ волн приводит к отражению МИ волн и созданию боковых каналов распространения, перпендикулярных главному.

Если дырка в центре - то отражение приводит к распространению возбуждения и вдоль второй диагонали.

Если дырка находится вблизи источника локального возбуждения, то боковые каналы могут в свою очередь отражаться от граней метаповерхности, доставляя возбуждение к другим граням метаповерхности.

Однократная дырка не перекрывает главный канал распространения МИ волн, поскольку происходит огибание волной препятствия.

Если размеры неоднородности сравнимы с размерами канала распространения МИ волн, происходит полное отражение от дефекта, как от грани метаповерхности, по законам отражения, когда угол падения равен углу отражения.

Таким образом, величина и расположение дефектов в метаструктуре, могут быть использованы для направленной «доставки» возбуждения из центра локального возбуждения угла в любую точку структуры, куда возбуждение в однородной структуре не доходит.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В процессе выполнения данной работы была комплексно решена такая задача как исследование распространения магнитоиндуктивных волн в метаповерхностях с дефектами в МГц диапазоне

– выполнено численное моделирование распространения магнитоиндуктивных волн в метаповерхности, используя модель взаимодействующих магнитных метаатомов вплоть до третьей координационной сферы. Получено приближение, при использовании которого в моделировании можно получить результат, практически полностью совпадающий со случаем точного учета взаимодействия всех элементов друг с другом.

- проведено подробное экспериментальное исследование, получено хорошее согласие с результатами моделирования. Полученные экспериментальные данные подтвердили теоретические предсказания об особенностях распространения магнитоиндуктивных волн в метаповерхностях с дефектами.

В работе получены следующие основные результаты

- получены матрицы импедансов, в зависимости от размерности метаструктуры и степени дальнего действия взаимодействия метаатомов;
- проведено моделирование описанных процессов, используя метод обратных матриц импедансов, учитывая взаимодействия метаатомов в квадратной решетке вплоть до 3 координационной сферы. Для использования правильных численных значений при моделировании предварительно было проведено измерение коэффициентов взаимодействия для пар метаатомов, расположенных на соответствующих расстояниях в плоскости.
- подготовлено и оттестировано необходимое количество метаатомов с резонансной частотой вблизи 50 МГц с точностью по частоте не хуже 0.2%, и собрана метаповерхность с квадратной решеткой размером 11*11 элементов;

– экспериментально исследовано распространение МИ волн в однородной метаповерхности и метаповерхности с дефектами вблизи резонансной частоты при локальном возбуждении в углу метаповерхности, используя двумерный координатный стол для автоматического сканирования электромагнитных полей;

– экспериментально подтверждены теоретически предсказанные ранее процессы распространения МИ волн, огибания ими дефектов и отражения от них в зависимости от ширины канала распространения. В частности, показано, что

- однократная неоднородность в виде дырки в главном канале распространения МИ волн приводит к отражению МИ волн и созданию боковых каналов распространения, перпендикулярных главному;

- если дефект в виде единичной дырки находится в центре метаповерхности, то отражение приводит к распространению возбуждения и вдоль второй диагонали;

- когда дырка находится вблизи источника локального возбуждения, то боковые каналы могут в свою очередь отражаться от граней метаповерхности, доставляя возбуждение к другим граням метаповерхности;

- однократная дырка не перекрывает главный канал распространения МИ волн, поскольку происходит огибание волной препятствия;

-когда размеры неоднородности сравнимы с размерами канала распространения МИ волн, происходит полное отражение от дефекта, как от грани метаповерхности, по законам отражения, когда угол падения равен углу отражения.

Таким образом исследовано влияние положения дефектов и их количества на распространения МИ волн в метаповерхности. Показано, что, управляя положением дефектов, можно перераспределять возбуждение в структуре.

Все цели и задачи, поставленные в работе, выполнены.

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pendry J. B., Holden A. J., Stewart W. J., Youngs I., «Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures», *Physical Review Letters*, v.76, p.4773 (1996)
2. Веселаго В. Г. "Перенос энергии, импульса и массы при распространении электромагнитной волны в среде с отрицательным преломлением", *УФН*, 179, 689–694, (2009)
3. Pendry J.B., [Holden A.J.](#), [Robbins D.J.](#), [Stewart W.J.](#), «Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena», *IEEE* v.47 , pp. 2075 - 2084 (1999)
4. В.Г. Веселаго, «Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ », *УФН*, том 92, в.3 (1967)
5. Syms R. R. A., Shamonina E. and Solymar L. Magnetoinductive waveguide devices. *IEE Proc. Microw. Ant. Prop.*, 153, 111–121, (2006)
6. Wiltshire M. C. K., Pendry J. B., Young I. R., Larkman J., Gilderdale D. J. and Hajnal J. V. Microstructured magnetic materials for radio frequency operation in magnetic resonance imaging (MRI). *Science*, 291, 849–851, (2001).
7. Pendry J. B. Negative refraction makes a perfect lens. *Phys. Rev. Lett.*, 85, 3966–3969, (2000).
8. Shamonina E., Solymar L. *Waves in Metamaterials*. Oxf.Uni.Press, 385 p. (2009).
9. Zhuromskyy O., Shamonina E. and Solymar L. 2D meta- materials with hexagonal structure: spatial resonances and near field imaging. *Opt. Exp.*, 13, 9299–9309, (2005).
10. Radkovskaya A., Shamonin M., Stevens C. J., Faulkner G., Edwards D. J., Shamonina E., and Solymar L. Resonant frequencies of a combination of split rings: experimental, analytical and numerical study. *Microwave and optical technology letters*. V. 46. No. 5. P. 473-476, (2005).

11. Sydoruk O., Tatartschuk E., Shamonina E., and Solymar L. Analytical formulation for the resonant frequency of split rings. *J. Appl. Phys.* No. 105, P. 014903-1-014903-4, (2009).
12. Soukoulis M., Wegener M. Past achievements and future challenges in the development of three-dimensional photonic metamaterials. *Nature photonics* V.5 p.523-530, (2011).
13. Петров П.С. «Взаимодействие в плотноупакованных магнитных метаматериалах». Дипломная работа, физфак МГУ, 53 стр. (2017).
14. Shamonina E., Kalinin V.A., Ringhofer K.H., Solymar L. Magnetoinductive waves in one, two and three dimensions. *J.App.Phys.*, 92, p. 6252-6261. 2002.
15. Wiltsher M.C.K., Shamonina E., Young I.R., Solymar L. Experimental and theoretical study of magneto-inductive waves supported by one-dimensional arrays of ‘Swiss Rolls’. *J.Appl.Phys.*, 95, p.4488-4493, (2003).
16. Syms R.R.A., Shamonina E., Solymar L., Positive and negative refraction of magnetoinductive waves in two dimensions. *Eur.Phys. J.B.*, 46, p.301-308, (2005).
17. Syms R. R. A., Young I. R. and Solymar L. Low-loss magnetoinductive waveguides. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 39, 1945–1951, (2006).
18. Радковская А.А., Прудников В.Н. П.Н., Бабушкин А.К., Королев А.Ф., Сухоруков А.П. Специальный физический практикум, (2009).
19. Пальванова Г.С. Фононоподобная дисперсия в дискретных магнитных метаматериалах в МГц диапазоне. Дипломная работа, физфак МГУ, 52 стр. (2013).
20. Иванюкович М.М. Распространение магнитоиндуктивных волн в неоднородных магнитных метаматериалах. Дипломная работа, физфак МГУ, 43 стр. (2017)
21. Sydoruk O., Radkovskaya A., Zhuromskyy O., Shamonina E., Shamonin M., Stevens C. J., Edwards D. J., Faulkner G., and Solymar L. Tailoring the near-field guiding properties of magnetic metamaterials with two resonant elements per unit cell. *Phys. Rev. B*, 73, 224406-1-12. 2006

22. Shamonina E., Kalinin V., Ringhofer, K., Solymar L. Magneto-inductive waveguide. *Electron. Lett.*, 38, p. 371–372. 2002.
23. Radkovskaya A.A., Prudnikov V.N., Kotelnikova O.A., Palvanova G.S., Prokopjeva V.V., Andreenko A.S., Zakharov P.N., Korolev A.F., Sukhorukov A.P. Experimental Study of Phonon-Like Dispersion in Biatomic Magnetic Metamaterials in the MHz Range. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics*, v. 78, №2, p. 136–138. 2014
24. Вакуленко А.Ю. Локальная магнитная проницаемость метаповерхностей. Магистерская диссертация, физфак МГУ, 88 стр. (2018)
25. Radkovskaya A., Sydoruk O., Shamonin M., Shamonina E., Stevens C. J., Faulkner G., Edwards D. J., Solymar L. Experimental study of a bi-periodic magnetoinductive waveguide: comparison with theory. *IET Microw. Antennas Propag.*, v. 1, p. 80–83. 2007.
26. <http://www.rfcafe.com/references/electrical/dielectric-constants-strengths.htm>
27. Radkovskaya A., Shamonin M., Stevens S.J., Faulkner G., Edwards D.J., Shamonina E., Solymar L., Resonant frequencies of a combination of split rings: experimental, analytical and numerical study, *Microwave and optical Technology Letters*, v.46, №5, p. 473-475, 2005
28. Радковская А.А., Прудников В.Н., Захаров П.Н., Бабушкин А.К., Королев А.Ф., Сухоруков А.П. Волны в магнитных метаматериалах с сильным взаимодействием между элементами. Суперлинза. Спец.физический практикум. Физический факультет МГУ им.М.В.Ломоносова. Москва. 43 стр. 2009
29. Вакуленко А.Ю., Кирюшечкина С.В. Исследование взаимодействия элементов магнитных метаматериалов в ГГц. Сборник тезисов международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2017», Москва. 2017

БЛАГОДАРНОСТИ

В первую очередь хочется поблагодарить всех сотрудников кафедры магнетизма за профессиональное обучение и благоприятную творческую атмосферу, в частности, доцента Котельникову Ольгу Анатольевну за полученные знания, доброжелательное отношение и благотворное участие в жизни студентов; профессора Николая Сергеевича Перова и профессора Валерия Николаевича Прудникова за знания, полученные на лекциях.

Автор выражает безмерную благодарность научному руководителю доценту Анне Александровне Радковской за профессиональное руководство, искренний интерес к научным исследованиям, заботливое отношение к своим студентам и неоценимую помощь и поддержку.

Вместе с этим автор выражает глубокую признательность доктору физико-математических наук Никите Александровичу Бузникову, взявшему на себя труд по рецензированию данной работы.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Ниже приведен код программы, написанной в пакете MathLab, для аналитического расчета отклика метаповерхности в заданном диапазоне частот для локального возбуждения при учете взаимодействия метаатомов вплоть до третьего порядка.

```
%-----  
%-----  
% Аналитический расчёт токов и локальной проницаемости  
%-----  
%-----  
clear all  
  
% число шагов по частоте  
freq_amount_of_steps = 1601;  
  
%размер структуры ( количество элементов )  
x_len = 11;  
y_len = 11;  
amount_of_ell = x_len * y_len;  
  
% способ возбуждения  
H = zeros(amount_of_ell,1);  
H(111) = 1; % локальное возбуждение в углу  
%H(round(amount_of_ell/2)) = 1; % локальное возбуждение в центре  
%H = ones(amount_of_ell,1); % однородное возбуждение  
  
%предварительная инициализация массивов  
frequencies = zeros(freq_amount_of_steps,1);  
Signal_model = zeros(x_len, y_len, freq_amount_of_steps);  
  
% резонансная частота и частотный диапазон  
freq0 = 50.85*10^6;  
freq = 40*10^6;  
start_freq = freq;  
delta_freq = 0.02*10^6;  
omega0 = 2*pi*freq0;  
  
% емкость, сопротивление, коэфф. взаимодействия и взаимная  
индукция  
C = (340*10^(-12)) ;  
R = 0.065;  
карра1 = -0.12; % (первая координационная сфера)  
карра2 = -0.032; % (вторая координационная сфера)  
карра3 = -0.01; % (третья координационная сфера)  
M1 = карра1/(2*C*omega0^2);  
M2 = карра2/(2*C*omega0^2);  
M3 = карра3/(2*C*omega0^2);
```



```

%разброс по частоте
err=0.05; % погрешность в процентах
omegann=zeros(x_len*y_len);
for ii=1:x_len*y_len
    omegann(ii)=(2*randn-1)*err/100+1)*omega0;
end
Cnn=zeros(x_len*y_len);
for ii=1:x_len*y_len
    Cnn(ii)=omega0*omega0/omegann(ii)/omegann(ii)*C;
end

% радиус элемента, площадь элемента, высота,
% отношение площадей элементарной ячейки и элемента
radius_of_elem = 11.5*10^(-3);
S_elem = pi*radius_of_elem^2;
S_unit_cell = ( 24*10^(-3) )^2;
%h_elem=5*10^(-3);
%fill_factor = S_elem/S_unit_cell;
%константа
mu0=4*pi*10^(-7);

for kk=1:1:freq_amount_of_steps
    kk
    freq = start_freq + delta_freq*(kk-1);
    omega= 2*pi*freq;
    Z0=sqrt(-1)*((omega/omega0)^2-1)/(omega*C)+R;
    D1=omega*M1*sqrt(-1);
    D2=omega*M2*sqrt(-1);
    D3=omega*M3*sqrt(-1);

    % заполнение матрицы импедансов для частоты freq
    Z=zeros(amount_of_ell,amount_of_ell);
    for n=1:amount_of_ell
        Z(n,n) = Z0; % собственный импеданс

    % (первая координационная сфера)
    if( rem(n,x_len)~=0 )
        Z(n+1, n)=D1; % взаимный импеданс с
        Z(n, n+1)=D1; % ближайшим справа элементом
    end
    if( n <= (amount_of_ell- x_len) )
        Z( n+ x_len, n ) = D1; % взаимный импеданс с
        Z( n, n+ x_len ) = D1; % ближайшим снизу элементом
    end

    % (вторая координационная сфера)
    if( (rem(n,x_len)~=0)&&(n <= (amount_of_ell- x_len)) )
        Z( n+ x_len + 1, n)=D2; % взаимный импеданс с
        Z( n, n+ x_len + 1)=D2; % элементом по диагонали справа
    end
    if( (rem(n,x_len)~=1)&&(n <= (amount_of_ell- x_len)) )
        Z( n+ x_len - 1, n)=D2; % взаимный импеданс с
        Z( n, n+ x_len - 1)=D2; % элементом по диагонали слева
    end
end

```

```

end

% (третья координационная сфера)
if( (rem(n,x_len)~=x_len-1) && (rem(n,x_len)~=0) )
Z(n+2, n)=D3; % взаимный импеданс с элементом
Z(n, n+2)=D3; % через одного справа
end
if( n <= (amount_of_ell- x_len*2) )
Z( n+ x_len*2, n ) = D3; % взаимный импеданс с элементом
Z( n, n+ x_len*2 ) = D3; % через одного снизу
end
end

V = H* ((-1)*sqrt(-1)*omega*mu0*S_elem);
I=(Z^(-1))* V;

frequencies(kk)= freq/10^6;
for y=1:y_len
for x=1:x_len
Signal_model_2(x,y,kk)=I(x+(y-1)*x_len);
end
end
end
end

```