

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА МАГНЕТИЗМА

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

**«ВЛИЯНИЕ
МАГНИТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
НА ИЗЛУЧЕНИЕ МЕТА-АТОМОВ»**

Выполнила студентка
219м группы:
Кирюшечкина С.В.

Научный руководитель:
доцент Радковская А.А.

Допущена к защите 25.05.2018
Зав. кафедрой магнетизма
профессор Перов Н.С. _____

Москва
2018

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
ГЛАВА 1. СВЕРХНАПРАВЛЕННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ МЕТА-ДИМЕРОВ	5
1.1. Направленное излучение линейной антенной решетки	5
1.2. Сверхнаправленное излучение антенн конечного размера	7
1.3. Сверхнаправленное излучение мета-димеров	9
1.3.1. Магнитное взаимодействие мета-атомов в МГц диапазоне	9
1.3.2. Использование взаимодействующих мета-атомов для достижения максимальной направленности	12
ГЛАВА 2. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА И СВОЙСТВА ИНДИВИДУАЛЬНЫХ МЕТА-АТОМОВ	16
2.2. Методика проведения численного эксперимента	16
2.2.1. Исследование изолированного мета-атома	17
2.2.2. Исследование взаимодействующих мета-атомов	20
2.3. Свойства индивидуальных мета-атомов в зависимости от частоты и их геометрии	22
2.3.1. Связь резонансной частоты и емкостной нагрузки	22
2.3.2. Зависимость добротности мета-атомов от их формы и частоты	24
ГЛАВА 3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ СВЕРХНАПРАВЛЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПАРЫ МЕТА-АТОМОВ	27
3.1. Взаимодействие мета-атомов в МГц диапазоне в зависимости от их формы и расстояния между ними	27
3.2. Достижение максимальной направленности излучения при фиксированном расстоянии и различной резонансной частоте	30
3.3. Достижение максимальной направленности излучения при фиксированной резонансной частоте и различных расстояниях	35
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	39
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	41
БЛАГОДАРНОСТИ	45

ВВЕДЕНИЕ

Метаматериалы – это искусственно созданные композитные среды, состоящие из резонансных элементов (мета-атомов). Приставка “мета” - от греч. «μετα» - означает «вне, выше, за пределами». Выбор такого названия объясняется тем, что в природе сложно, а иногда и невозможно, найти материалы с такими необычными электромагнитными свойствами, которыми обладают метаматериалы в переменных полях [1]. Например, к таким свойствам относится наличие отрицательного показателя преломления, теоретически предсказанного В.Г. Веселаго почти 50 лет назад [2]. После проведения в 2000 году первых экспериментов, подтвердивших возможность реализации отрицательного показателя преломления [3], исследование метаматериалов приобрело большое научное и практическое значение [4]. На данный момент создано множество различных метаматериалов, некоторые из них нашли применение в качестве усилителей сигнала в медицинской томографии [5], суперлинз, использование которых позволяет преодолеть дифракционный предел [6], приборов, осуществляющих беспроводную передачу энергии [7] и многое другое.

В магнитных метаматериалах в качестве мета-атомов обычно выступают расщепленные кольцевые резонаторы с впаянной емкостью или без нее. Такие материалы реагируют на магнитное поле электромагнитной волны. Известно, что свойства метаматериалов определяются не только характеристиками индивидуальных резонаторов, но и взаимодействием между ними [8, 9]. В МГц диапазоне это взаимодействие приводит к возникновению медленных волн, которые называют магнитоиндуктивными, чтобы подчеркнуть магнитную природу их возникновения. Малая длина магнитоиндуктивных волн обеспечивает быстрое изменение полей в метаматериалах, чьи размеры много меньше длины электромагнитной волны в свободном пространстве, что может быть использовано для создания направленного излучения метаматериалов.

Известно, что можно сконструировать антенную структуру со сверхнаправленным излучением, используя деструктивную интерференцию

электромагнитных полей одинаковых элементов линейной структуры, по которым текут почти равные по величине, но противоположные по направлению токи [10-11]. Подобное распределение токов требует сверхточной согласованности источников тока, подключенных к излучающим элементам, и на практике является трудно достижимым. Поэтому решение следовало искать в пассивном питании всех элементов структуры от одного активного, и было предложено использовать магнитоиндуктивные волны в метаматериалах [12]. Совсем недавно было выведено теоретическое соотношение для достижения максимального значения направленности в магнитных метаматериалах [13]. Это соотношение связывает между собой величину коэффициента взаимодействия мета-атомов, их добротность и расстояние между ними. К настоящему моменту показано, что в ГГц диапазоне выполнение этого соотношения действительно приводит к сверхнаправленному излучению пары взаимодействующих мета-атомов в виде расщепленных кольцевых резонаторов.

Цель данной работы проверить данное условие достижения сверхнаправленности в МГц диапазоне на примере структуры, состоящей из двух взаимодействующих мета-атомов, используя численное моделирование в пакете CST Microwave Studio.

ГЛАВА 1. СВЕРХНАПРАВЛЕННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ МЕТА-ДИМЕРОВ

1.1. Направленное излучение линейной антенной решетки

Непрерывной составной частью любой радиотехнической системы является антенна, назначение которой состоит в том, чтобы принимать или излучать электромагнитные волны. Большинство антенн имеет ярко выраженные направленные свойства, что позволяет эффективно концентрировать энергию излученных радиоволн в заданном угловом секторе. Одной из важнейших характеристик антенны является коэффициент направленного действия антенны или просто направленность D , которая определяется отношением:

$$D = \frac{\bar{P}}{\bar{P}_{\text{изотр.}}}, \quad (1)$$

где \bar{P} – плотность потока энергии, излучаемой антенной в определённом направлении, $\bar{P}_{\text{изотр.}}$ – плотность потока энергии, излучаемой изотропной антенной при условии, что полная мощность излучения антенн одна и та же и измерения производятся на одинаковом расстоянии от них. Другими словами, значение направленности D показывает, насколько лучше антенна излучает в данном направлении, чем изотропный излучатель.

Как правило, создание направленного излучения антенны основано на явлении интерференции электромагнитных волн, и для того, чтобы получить главный максимум излучения в требуемом направлении, нужно управлять процессами интерференции, т. е. распределением амплитуд и фаз напряженности излучаемых полей. Конструктивные решения излучающей системы, в которой могут быть созданы нужные распределения амплитуд и фаз, весьма разнообразны, как и круг вопросов, который приходится решать при теоретическом исследовании и практической реализации антенны с заданными свойствами [14]. Широкое распространение получили антенны в виде систем, состоящих из большого числа излучателей (вибраторов), расположенных определенным образом. Простейшим примером такой системы является

линейная эквидистантная антенная решетка – структура, состоящая из одинаковых слабонаправленных излучателей (например, диполей), расположенных вдоль одной линии (оси) на одинаковых расстояниях друг от друга (Рис.1а).

Классическим способом управления направленными свойствами антенной решетки является использование принципа конструктивной интерференции. Он заключается в том, что главный максимум излучения образуется в направлении, в котором волны, излученные различными участками антенны, усиливают друг друга, при этом в других направлениях они в большей или меньшей мере гасят друг друга.

Рассмотрим, например, линейную антенную решетку (Рис.1), которая состоит из N элементов, расположенных с шагом d . Пусть токи во всех элементах одинаковы по амплитуде и равны I_0 , а фаза тока в каждом из элементов отстаёт от фазы в предыдущем на величину ψ , так что комплексная амплитуда тока в n -м излучателе равна $I_n = I_0 \exp(-in\psi)$. В зависимости от величины фазовой задержки ψ , могут быть реализованы различные режимы излучения. Например, при синфазном возбуждении элементов ($\psi=0$), главный максимум излучения будет ориентирован по нормали к оси решётки (режим нормального излучения), так как в этом направлении разность хода равна 0 и поля складываются синфазно (Рис.1б). Увеличение фазы ψ переводит систему в режим наклонного излучения и в случае, когда фазовая задержка компенсирует набег фазы в соседних элементах, связанный с разностью хода волн, т.е. $\psi = -kd$, где k - волновое число, наступает режим осевого излучения линейной решетки (Рис.1в).

Таким образом, варьируя фазовую задержку токов в элементах антенной решетки, можно получить максимум излучения структуры в заданном направлении. Однако во избежание появления дополнительных максимумов и возрастания уровня боковых лепестков в диаграмме направленности решетки необходимо выполнение условия $\lambda/2 < d < \lambda$, где λ – длина электромагнитной волны в свободном пространстве.

этого следует, что можно получить большие значения направленности при ограниченных размерах системы и ограниченном числе излучателей.

Сверхнаправленные антенны – антенны, диаграмма направленности которых заключена в узком конусе, причем размеры антенны меньше длины волны. Достижение сверхнаправленности возможно при использовании принципа деструктивной интерференции, когда амплитуды и фазы токов в элементах подобраны так, что почти под всеми углами в дальней зоне волны, излученные отдельными излучателями, гасят друг друга, и только в незначительном секторе это гашение оказывается неполным, формируя в этом направлении главный луч диаграммы направленности системы. Оптимальному амплитудно-фазовому распределению токов в элементах антенной решетки, расположенных на расстоянии много меньше длины волны, соответствует возбуждение токов в противофазе, с соотношением амплитуд согласно биномиальным коэффициентам (Рис.2а) [11,17].

Однако практическая реализация сверхнаправленного излучения антенн является сложной задачей, так как требуется жесткая стабилизация неравномерного амплитудно-фазового распределения токов, что особенно трудно осуществить в диапазоне частот, а не только для отдельной частоты. Использование независимого питания элементов антенной решетки не является эффективным решением, так как излучающая система становится очень чувствительной к «расстройке». Известно, что высокие значения направленности достигаются только для узкого диапазона частот и сопровождаются высокими потерями на излучение, что неизменно приводит к низким значениям КПД и, соответственно, коэффициента усиления [14].

Поиск способов оптимизации параметров сверхнаправленных антенн продолжается наряду с усовершенствованием конструкторских решений. Удачным решением при конструировании сверхнаправленной антенны могло бы стать использование пассивного питания всех элементов структуры от одного активного, при этом реализовать необходимое амплитудно-фазовое распределение токов в элементах структуры возможно с помощью

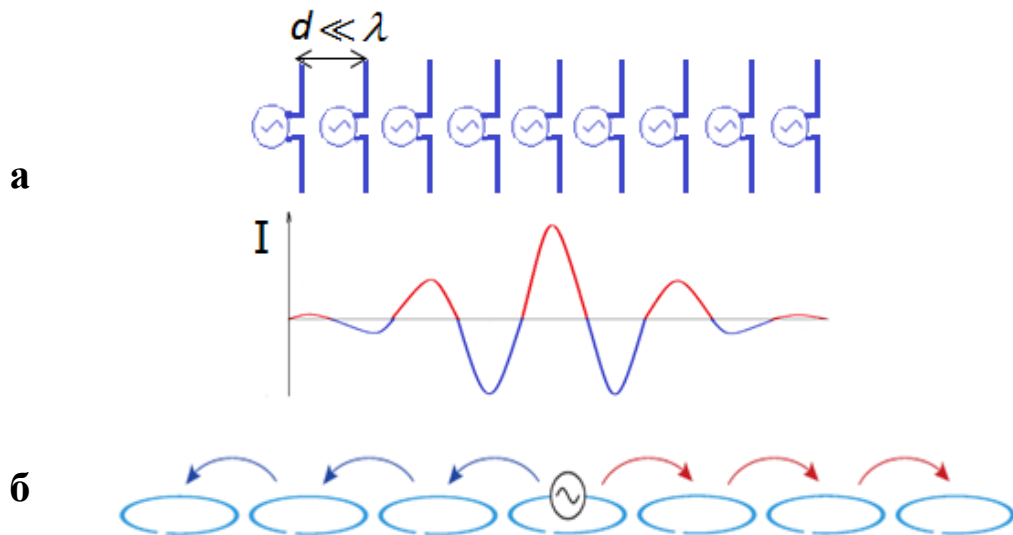


Рисунок 2 – (а) Пример амплитудно-фазового распределения токов для достижения сверхнаправленности антенной решетки размера меньше длины волны; (б) Распространение магнитоиндуктивных волн в линейной структуре расщепленных кольцевых резонаторов с пассивным питанием элементов [13].

магнитоиндуктивных (МИ) волн, которые возникают в магнитных метаматериалах из-за взаимодействия элементов (Рис.2б) [9].

Прежде, чем перейти к рассмотрению условий реализации сверхнаправленного излучения в метаматериалах, рассмотрим подробнее особенности возникновения и свойства МИ волн в магнитных метаматериалах.

1.3. Сверхнаправленное излучение мета-димеров

1.3.1. Магнитное взаимодействие мета-атомов в МГц диапазоне

Для создания магнитного метаматериала в МГц диапазоне часто используют расщепленные кольцевые резонаторы с впаянной емкостью [18]. Геометрические размеры таких мета-атомов, как правило, не превышают 2.5 см (Рис.3а). Поскольку их возбуждение происходит на частотах, соответствующих длинам волн порядка 6 м, это позволяет не учитывать запаздывание и рассматривать в качестве модели таких элементов эквивалентный LCR -контур (Рис.3б) [9].

а



б

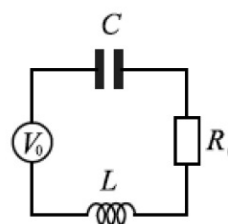


Рисунок 3 – (а) Пример мета-атома в МГц диапазоне – расщепленный кольцевой резонатор с впаянной емкостью. Внешний диаметр кольца – 23 мм, размер щели – 2 мм, впаянная емкость $C=330$ пФ, резонансная частота $\omega_0=50.22$ МГц, добротность $Q=160$. (б) Эквивалентный LCR -контур.

Основные характеристики индивидуальных мета-атомов – резонансная частота ω_0 и добротность Q - могут быть определены как:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \quad (2)$$

$$Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = \omega_0 \frac{L}{R}, \quad (3)$$

где L – индуктивность, C – емкость, R – электрическое сопротивление элемента.

Известно, что свойства метаматериала определяются не только характеристиками индивидуальных резонаторов, но и взаимодействием между ними [8, 9]. В МГц диапазоне взаимодействие между элементами приводит к возникновению медленных волн, которые называют магнитоиндуктивными, подчеркивая при этом магнитную природу взаимодействия колец с емкостной нагрузкой (Рис.4) [7].

Механизм распространения МИ волн в магнитном метаматериале, представляющем собой линейную структуру из расщепленных кольцевых резонаторов, достаточно прост. Переменное магнитное поле, частота которого близка к резонансной частоте мета-атома, возбуждает первый элемент структуры, в результате чего в нем наводится переменный ток, что приводит к возникновению переменного магнитного поля, создаваемого кольцом с током, которое, в свою очередь, пронизывает соседний элемент, также наводя в нем ток, и т.д. (Рис.4 слева).



Рисунок 4 – Схема одномерной цепочки расщепленных колец (слева) и эквивалентных взаимодействующих LCR -контуров (справа).

В зависимости от взаимного расположения колец в пространстве, токи в них могут возбуждаться в фазе как, например, при аксиальном упорядочении элементов, или в противофазе при планарном (Рис.5).

Величину взаимодействия мета-атомов характеризует коэффициент взаимодействия κ . В МГц диапазоне он имеет магнитный характер и равен:

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

где M – коэффициент взаимной индукции элементов [9, 10].

Таким образом, в магнитном метаматериале, состоящем из расщепленных колец с впаянной емкостью, при его возбуждении электромагнитным полем будет распространяться магнитоиндуктивная волна. Эта волна может быть как прямой, когда токи в соседних элементах возбуждаются в фазе, так и обратной, когда токи в противофазе. Прямая волна возникает в аксиальной конфигурации колец, соответствующей положительному коэффициенту взаимодействия, обратная волна возникает в планарной конфигурации, соответствующей отрицательному коэффициенту взаимодействия.



Рисунок 5 – Схематическое изображение взаимодействия элементов магнитных метаматериалов в аксиальной (а) и планарной (б) конфигурациях, приводящее к возникновению магнитоиндуктивных волн.

Малая длина МИ волн обеспечивает быстрое изменение полей в метаматериалах, чьи размеры много меньше длины электромагнитной волны в свободном пространстве, что не может не вызвать интереса к попытке использовать их в качестве передачи возбуждения между элементами компактной антенны со сверхнаправленным излучением.

1.3.2. Использование взаимодействующих мета-атомов для достижения максимальной направленности

Получив широкое распространение среди ученых всего мира в качестве объекта исследования, метаматериалы стали новым источником вдохновения и для создателей сверхнаправленных антенн [19-21].

Возможность реализации сверхнаправленного излучения магнитными метаматериалами была предсказана теоретически в работах [12, 22] на примере структур, состоящих из нескольких расщепленных кольцевых резонаторов. Например, сверхнаправленное излучение было теоретически предсказано для двух взаимодействующих мета-атомов в планарной конфигурации, так называемого мета-димера (Рис.6). При этом возбуждался только один элемент, а ток во втором создавался за счет их взаимодействия. Сверхнаправленность была получена на частоте нижнего резонанса, соответствующей возбуждению токов элементов в противофазе. Максимальное значение направленности составило $D_{\max} = 5.1$, что превысило максимально достижимое значение направленности для двух фазированных диполей $D_{\text{дип}} = 3$, при том, что размеры структуры на порядок меньше длины волны.

Вскоре после этого было экспериментально продемонстрировано сверхнаправленное излучение двух взаимодействующих мета-атомов в планарной конфигурации в ГГц диапазоне [23]. Экспериментально было достигнуто значение максимальной направленности $D=4.32 > D_{\text{дип}}$.

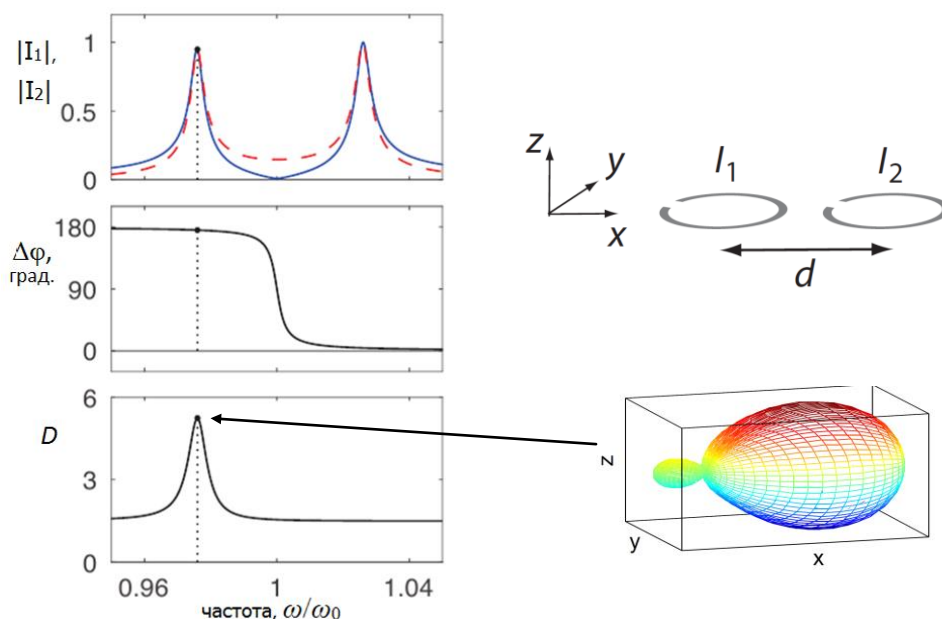


Рисунок 6 – Сверхнаправленное излучение мета-димера (справа вверху). Слева верхний график – амплитуда сигналов элементов, средний – разность фаз сигналов, нижний – направленность в зависимости от частоты. Справа внизу - диаграмма направленности, соответствующая частоте возбуждения элементов в противофазе. Из работы [12].

Итак, сверхнаправленное излучение в метаматериалах действительно возможно реализовать, однако возникает вопрос о поиске оптимальных условий для достижения максимального значения направленности.

Как известно, поле, создаваемое витком с током, аналогично полю магнитного диполя, а значит мета-атомы в виде расщепленных кольцевых резонаторов также можно рассматривать в первом приближении в качестве магнитных диполей (Рис.7). В работе [24] было аналитически получено оптимальное распределение токов в 2D и 3D структурах из большого числа параллельно расположенных диполей на произвольных расстояниях друг от друга, а также выражение для максимального значения направленности D .

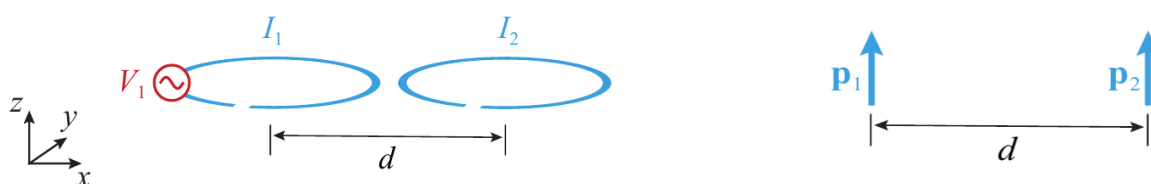


Рисунок 7 – Схематическое изображение структуры двух мета-атомов (слева) и их эквивалентное представление в качестве излучающих диполей [13].

Следовательно, рассматривая расщепленные кольцевые резонаторы в качестве излучающих диполей, данные соотношения могут быть применены для поиска оптимального распределения токов в планарной линейной структуре мета-атомов и поиска их оптимальной конфигурации. Подробный вывод этих соотношений дан в статье, отправленной в печать [13].

Рассмотрим здесь результаты из этой работы для частного случая, когда структура состоит из двух элементов. Если в качестве элементов используются магнитные мета-атомы, то размеры структуры много меньше длины ЭМ волны, то есть $kd \ll 1$. В данном приближении в работе [13] были получены два условия сверхнаправленности для мета-димера:

$$\frac{\omega}{\omega_0} = \frac{1}{\sqrt{1 - \kappa/2}} \quad (5)$$

$$\frac{|\kappa|Q}{\sqrt{1 - \kappa/2}} = \frac{5\alpha}{kd}, \quad (6)$$

где ω_0 – резонансная частота элемента, Q – добротность, κ – коэффициент взаимодействия, k – волновой вектор, соответствующий длине волны излучения структуры, d – расстояние между центрами элементов, α – численный коэффициент, зависящий от формы элементов.

Из условия (5) видно, что величина взаимодействия мета-атомов определяет частоту, на которой достигается сверхнаправленное излучение. Для мета-димера данная частота совпадает с частотой возбуждения элементов в противофазе. Это было ожидаемо, так как соответствует принципу реализации сверхнаправленного излучения в рамках деструктивной интерференции.

С точки зрения развития теоретического исследования сверхнаправленности фундаментальным вкладом является условие (6). Оно устанавливает необходимое соотношение между коэффициентом взаимодействия, добротностью элемента, волновым вектором и расстоянием между элементами, для того чтобы получить максимальное значение направленности.

Выполнение условия (6) служит не только для быстрой проверки возможности сверхнаправленных свойств в структуре с заданными параметрами, но и является первым в истории изучения явления сверхнаправленности «рецептом» структурирования излучающей системы для поиска ее максимальной направленности. Например, имея элементы с заданной добротностью и резонансной частотой, с помощью условия (6) можно легко оценить, при каком расстоянии между ними и соответствующим взаимодействием, можно ожидать максимум направленности излучения системы.

Таким образом, условие (6) является чрезвычайно важным в плане применения на практике ввиду того, что оно является четким руководством в конструировании сверхнаправленных антенн.

Поэтому задача данной работы состояла в том, чтобы провести численные эксперименты в пакете CST Microwave Studio, исследуя излучение в дальнем поле двух взаимодействующих мета-атомов магнитных метаматериалов, с целью проверить данные условия достижения максимума направленности излучения в МГц диапазоне. Численные эксперименты проводились для мета-атомов различной формы и размеров, при разных расстояниях между ними и на разных резонансных частотах в МГц диапазоне.

ГЛАВА 2. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА И СВОЙСТВА ИНДИВИДУАЛЬНЫХ МЕТА-АТОМОВ

2.1. Методика проведения численного эксперимента

Для численных расчетов использовалась современная мощная программа трехмерного моделирования электромагнитного поля - CST Microwave Studio. Данная программа позволяет конструировать трехмерные модели резонаторов с помощью черчения простейших геометрических форм; создавать источники возбуждения необходимого типа, точно определив их местоположение; задавать граничные и начальные условия. После чего происходит разбиение всего исследуемого пространства на сетку заданной точности и из первых принципов производится расчет ЭМ поля в каждой точке разбиения.

После ознакомления с различными методами расчета, представленными в данной программе, для моделирования ЭМ полей расщепленных кольцевых резонаторов был выбран метод конечных разностей во временной области (Time Domain Solver). В основе этого метода лежит последовательная дискретизация уравнений Максвелла в интегральной форме на временном интервале. Важной особенностью решения во временной области является пропорциональная зависимость требуемых вычислительных ресурсов от размеров исследуемой структуры.

Данная методика проведения численных экспериментов уже использовалась в работах [25, 26]. Поскольку результаты моделирования до сих пор демонстрировали хорошее согласие с экспериментальными данными, есть основание доверять результатам моделирования, полученным в данной работе по тем же методикам.

2.2.1. Исследование изолированного мета-атома

Сначала было проведено исследование свойств индивидуальных мета-атомов различных форм и размеров. Пример 3D модели медного расщепленного круглого кольцевого резонатора представлен на Рис.8а.

Параллельно подсоединенный конденсатор в щели резонатора (обозначенный на Рис.8а голубым цветом) позволяет варьировать его резонансную частоту. Возбуждение резонатора производится в вакууме посредством размещения источника тока в щели элемента (обозначенного на Рис.8а красным цветом).

В данной работе исследовались элементы круглой формы с размерами близкими к экспериментальным значениям и квадратной формы разных размеров. Схематично мета-атомы и обозначения их размеров показаны на Рис.8б, численные значения параметров приведены в Таблице 1 и Таблице 2.

По частотной зависимости сигнала, полученного от изолированного элемента, определялись его резонансная частота f_0 и добротность Q (Рис.9а). Добротность определялась как отношение разности частот Δf на уровне, соответствующему уменьшению максимального сигнала в $\sqrt{2}$ раз, к резонансной частоте элемента f_0 . Погрешность определения Q составляла не более 3%.

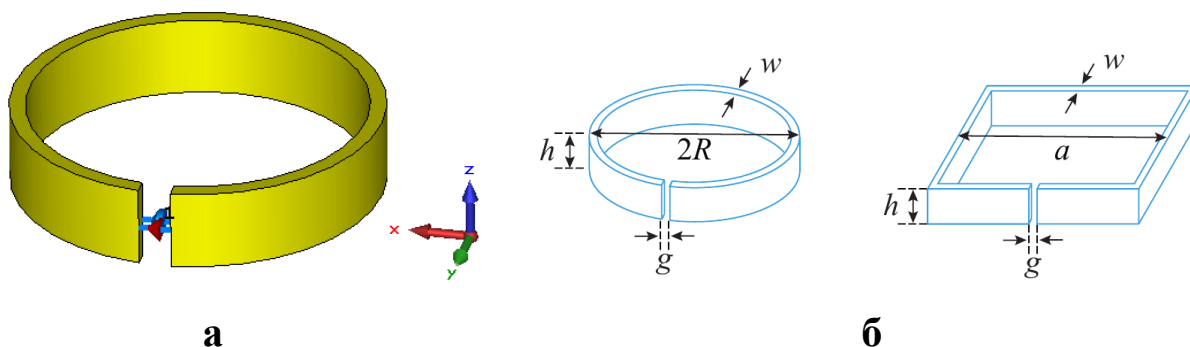


Рисунок 8 – (а) Построенная в CST Microwave Studio 3D модель медного расщепленного кольцевого резонатора со встроенным в щель конденсатором (обозначенным голубым цветом) и источником питания (обозначенным красным цветом).

(б) Схематическое изображение исследуемых мета-атомов двух форм и обозначение их геометрических размеров.

Таблица 1. Размеры исследуемых мета-атомов в МГц диапазоне.

Круглые 		Квадратные 	
Диаметр $2R$, мм	23	Сторона a , мм	23
Высота h , мм	5	Высота h , мм	2
Толщина w , мм	1	Толщина w , мм	1
Размер щели g , мм	2	Размер щели g , мм	2
Круглые 		Квадратные 	
Диаметр $2R$, мм	46	Сторона a , мм	46
Высота h , мм	4	Высота h , мм	4
Толщина w , мм	2	Толщина w , мм	2
Размер щели g , мм	4	Размер щели g , мм	4

Таблица 2. Резонансные частоты и емкостные нагрузки исследуемых мета-атомов в МГц диапазоне.

			
Емкостная нагрузка C , пФ	Резонансная частота f_0 , МГц	Емкостная нагрузка C , пФ	Резонансная частота f_0 , МГц
330	50,76	220	50.06
175	70.12	112	70.15
125	83.055	86	80.05
102	91.92	68	90.01
71.3	109.23	45.55	109.91
50.9	130.12	32.6	129.84
38.4	149.70	24.45	149.80
			
125.27	49.98	106.7	50.54
63.66	70.026	54.44	70.71
38.66	90.02	33.28	90.25
25.9	109.75	22.04	110.59
18	131.91	15.78	130.54
13.49	151.91	11.6	151.55

Диапазон резонансных частот для элементов выбранных форм и размеров составлял от 50 до 150 МГц. Для каждой резонансной кривой (аналогичной показанной на Рис.9а) подбирался соответствующий диапазон измерений (f_{min} , f_{max}). Для унификации условий эксперимента был выбран диапазон ($f_{max}-f_{min}$)=100МГц. Целевые значения резонансных частот и соответствующий диапазон измерений представлены в Таблице 3.

Таблица 3. Целевые значения резонансных частот и диапазоны измерений.

Целевое значение f_0 , МГц	Диапазон измерений $f_{min} - f_{max}$, МГц
50, 70, 80	20-120
90, 100, 110	50-150
130, 150.	100-200

Конечно, полученные резонансные частоты для конкретных мета-атомов отличались от целевых значений в пределах нескольких МГц. Точные значения резонансных частот представлены в Таблице 2.

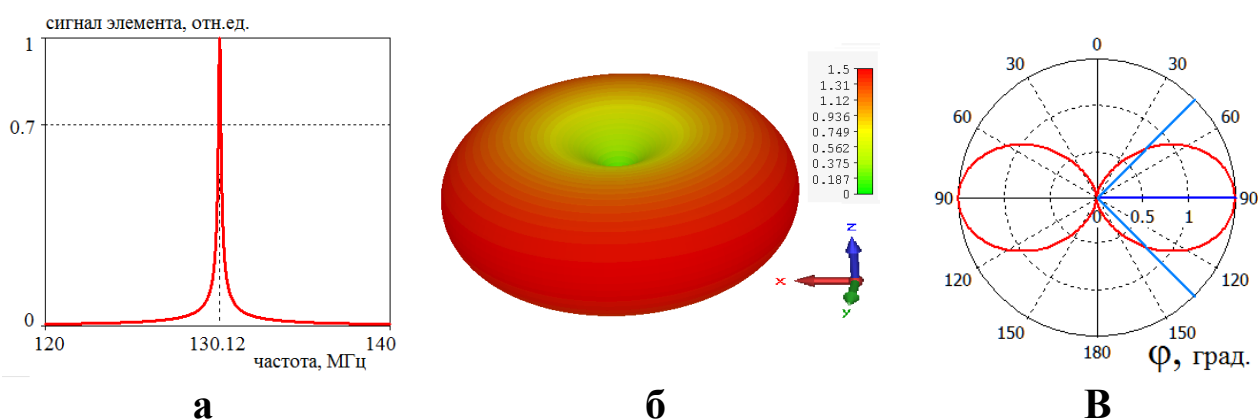


Рисунок 9 – Свойства индивидуального мета-атома круглой формы диаметром $2R=23$ мм, резонансной частотой $f_0=130.12$ МГц, добротностью $Q=927$.

- (а) Пример частотной зависимости сигнала мета-атома,
- (б) 3D диаграмма направленности изолированного мета-атома,
- (в) диаграмма направленности в полярных координатах (плоскость XZ).

Форма диаграммы направленности изолированных мета-атомов всех форм, размеров и резонансных частот исследовалась с помощью датчика дальнеполевого излучения в широкой полосе частот (broadband farfield monitor). Типичный вид диаграммы направленности показан на Рис.9б в трехмерном виде и на Рис.9в в полярных координатах.

Результаты моделирования показали, что в диапазоне частот 20-200 МГц мета-атомы всех изученных форм и размеров имеют направленность $D = 1.50 \pm 0.01$, что совпадает со значением направленности диполя. Вид диаграммы направленности изолированных мета-атомов также подтверждает, что в дальнем поле излучение может быть аппроксимировано дипольным излучением.

2.2.2. Исследование взаимодействующих мета-атомов

Два магнитных мета-атома, расположенных в одной плоскости, взаимодействуют между собой, и могут рассматриваться как мета-молекула, или мета-димер. 3D модель мета-димера представлена на Рис.10а. При исследовании излучения мета-димера источник питания был подключен только к первому элементу, активному. Второй элемент возбуждался пассивным образом за счет магнитоиндуктивного взаимодействия с первым. Сигналы, определяемые в геометрическом центре элементов, пропорциональны токам, протекающим в них.

Известно, что взаимодействие двух мета-атомов приводит к расщеплению резонансной кривой, как показано на Рис.10б. В планарной конфигурации мета-атомов при нижнем резонансе (f_1) токи в элементах (а соответственно и определяемые сигналы) возбуждаются в противофазе, при верхнем резонансе (f_2) - в фазе [9].

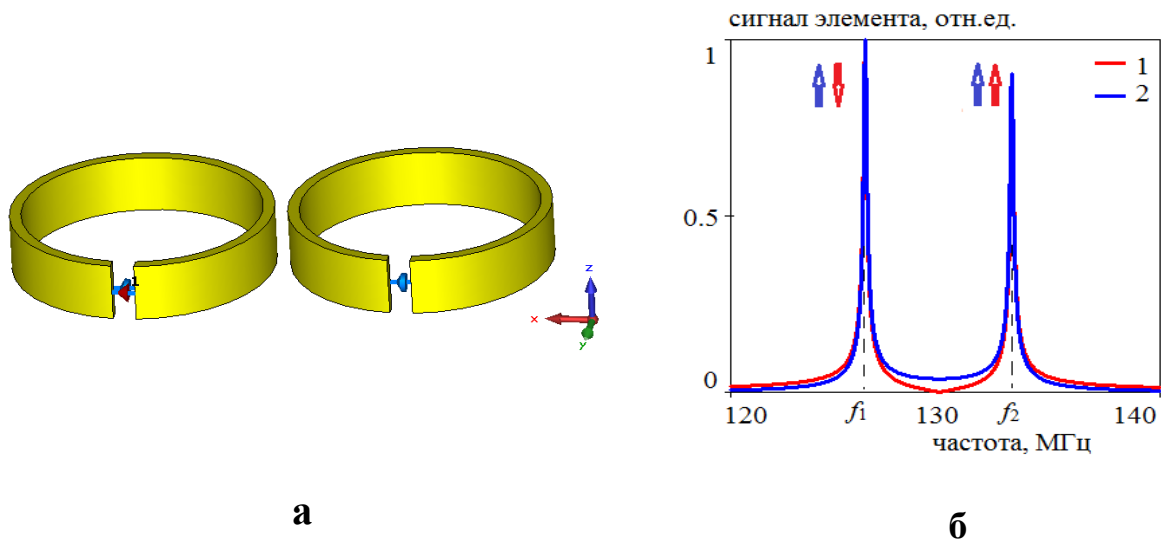


Рисунок 10 – (а) Пример 3D моделирования мета-димера в CST Microwave Studio с одним активным элементом (левый элемент возбуждается в щели источником переменного тока, обозначенного красным цветом). Мета-атомы круглой формы с диаметром $2R=23$ мм, резонансной частотой $f_0=130.12$ МГц, расположены на расстоянии $l=1$ мм между ближайшими краями.

(б) Частотная зависимость сигналов, измеренных в центре мета-атомов, (красный и синий цвет для 1го и 2го мета-атомов, соответственно).

$f_1=126.26$ МГц – резонансная частота возбуждения элементов в противофазе,
 $f_2=133.10$ МГц – резонансная частота возбуждения в фазе,
 коэффициент взаимодействия $\kappa=-0.01$.

По величине этого расщепления можно оценить значение коэффициента полного взаимодействия по формуле, вывод которой подробно описан, например, в работе [27]:

$$|\kappa| = 2 \frac{f_2^2 - f_1^2}{f_2^2 + f_1^2}, \quad (7)$$

При небольших значениях коэффициента взаимодействия $\kappa < 0.2$ для оценки взаимодействия можно использовать формулу приближенного расчета

$$|\kappa| = 2 \frac{\Delta f}{f_0}. \quad (8)$$

Направленное излучение мета-димеров исследовалось также при помощи датчика дальнеполевого излучения (far field monitor) в широкой полосе частот. При этом шаг по частоте составлял 0.002 МГц в диапазоне $(f_0 \pm 0.5)$ МГц.

Подробно результаты исследования зависимости величины коэффициента взаимодействия от размеров элементов, их формы и расстояния между ними обсуждаются в Главе 3.

2.3. Свойства индивидуальных мета-атомов в зависимости от частоты и их геометрии

2.3.1. Связь резонансной частоты и емкостной нагрузки

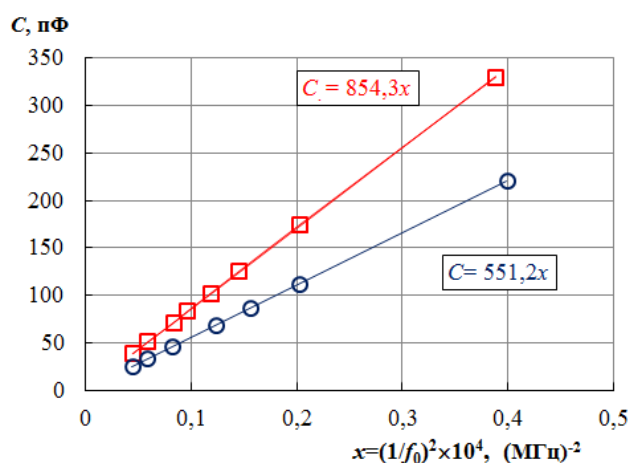
Как уже упоминалось ранее, изменение резонансной частоты мета-атома производилось за счет подбора соответствующей емкости конденсатора, который подключался («впаивался») в щель мета-атома. Собственная резонансная частота исследуемых расщепленных кольцевых резонаторов при отсутствии впаянного конденсатора порядка 1-2 ГГц [25]. Подключение конденсатора позволяет уменьшить частоту до интересующего нас значения в диапазоне 50-200 МГц.

Зависимость резонансной частоты элемента от емкостной нагрузки в первом приближении (без учета собственной емкости щели и поверхностной емкости мета-атома) выражается формулой:

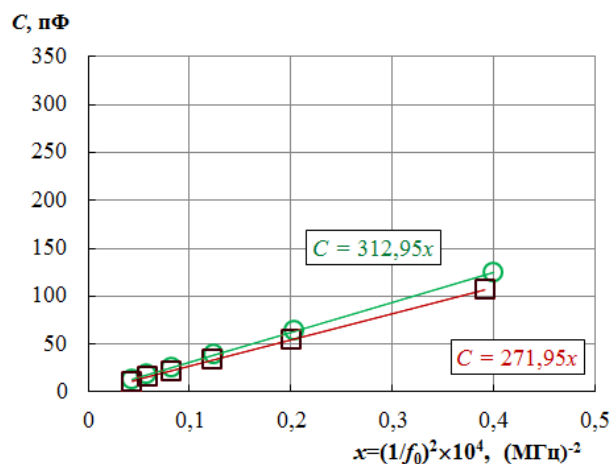
$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad , \quad (9)$$

из которой следует линейная зависимость емкости конденсатора от квадрата обратной резонансной частоты: $C \sim \frac{1}{f_0^2}$. На Рис.11 показаны зависимости

величины емкостной нагрузки от величины $x = 1/f_0^2$ – квадрата обратной резонансной частоты – для мета-атомов различных форм и размеров.



а



б

Рисунок 11 – Зависимость емкостной нагрузки от квадрата обратной резонансной частоты (численные эксперименты). (а) Синим цветом показаны значения для круглых мета-атомов с диаметром $2R=23$ мм, красным цветом – для квадратных со стороной $a=23$ мм; (б) зеленым цветом – для круглых элементов с диаметром $2R=46$ мм, коричневым цветом – для квадратных элементов со стороной $a=46$ мм.

Полученные результаты численного моделирования подтверждают линейный характер зависимости емкости впаянного конденсатора от величины $x = 1/f_0^2$. Вычисленные угловые коэффициенты линейной зависимости указаны на графике. Коэффициент корреляции равен 0,99.

На Рис.11(а) представлены результаты для круглых и квадратных мета-атомов с диаметром и стороной $2R=a=23$ мм, при этом высота h квадратных меньше, чем у круглых, в 2.5 раза. Видно, что для данных мета-атомов угловые коэффициенты прямых $C(x)$ значительно отличаются, в то время как угловые коэффициенты для больших круглых и квадратных мета-атомов с одинаковыми размерами ($a=2R=46$ мм, $h=4$ мм) близки по значению друг к другу (Рис.11б). Также для мета-атомов меньших размеров угловые коэффициенты превышают больше чем в 2 раза значения угловых коэффициентов больших мета-атомов. Это объясняется тем, что при отсутствии емкостной нагрузки собственная резонансная частота мета-атома увеличивается при уменьшении его размеров [28]. Следовательно, для мета-атомов меньших размеров потребуется большее

значение емкостной нагрузки для приведения их резонансной частоты к заданному диапазону частот.

Высокая точность линейной аппроксимации, позволяет весьма достоверно определить угловой коэффициент зависимости $C(x)$ всего по одной паре значений (C, x) . Поскольку для линейной зависимости нужно две точки, то в качестве второй точки можно брать значения $(0,0)$. Зная этот коэффициент, можно легко рассчитать, какую емкостную нагрузку необходимо задать, чтобы получить заданную резонансную частоту, что позволяет существенно ускорить процесс исследования, так как расчет для одного элемента занимает порядка 48 часов.

2.3.2. Зависимость добротности мета-атомов от их формы и частоты

Поскольку исследования проводились на элементах круглой и квадратной формы, очевидно, что у данных элементов будут отличаться и периметр, и площадь в плоскости элементов, а это, в свою очередь, влияет на такие характеристики элементов как сопротивление, индуктивность, и как следствие, добротность.

Рассмотрим круглые и квадратные элементы, размеры которых указаны в Таблице 1. Как упоминалось в Главе 1, добротность Q и резонансная частота связаны соотношением (3).

Действительно, в элементах различных размеров зависимость добротности от частоты может быть аппроксимирована линейной функцией, как показано на Рис.12. Видно, что коэффициент корреляции линейной аппроксимации r^2 незначительно отличается для четырех серий измерений, относящихся к различным элементам, – значения r^2 уменьшается на 3% с ростом Q .

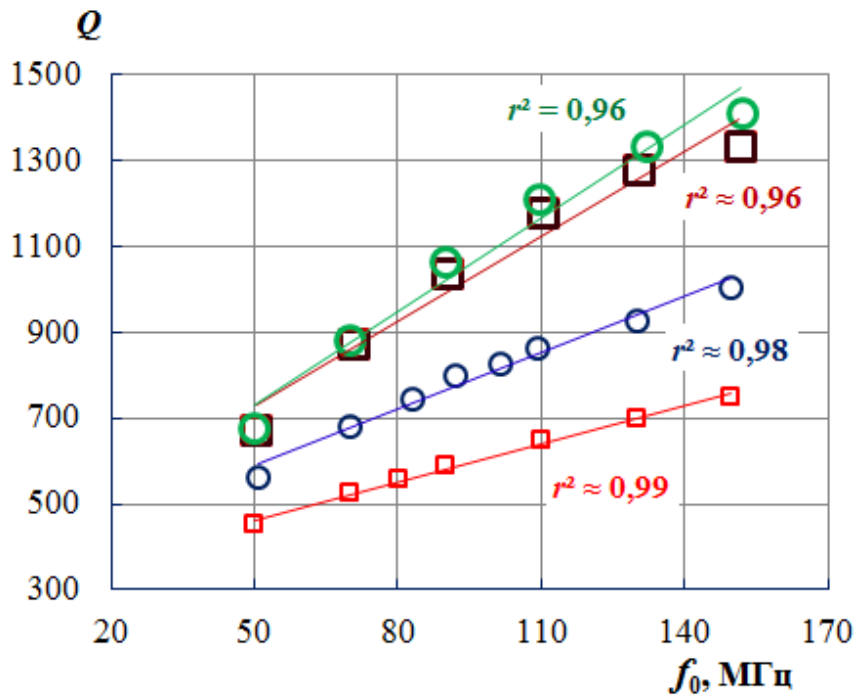


Рисунок 12 – Зависимость добротности от резонансной частоты для мета-атомов круглой формы с диаметрами $2R=23\text{мм}$ и $2R=46\text{мм}$ (обозначено синим и зеленым цветом, соответственно), квадратной формы со сторонами $a=2R$ и $a=4R$ (красным и коричневым цветом, соответственно).

Стоит отметить, что рассчитанная добротность существенно превышает значения, получаемые обычно на практике для мета-атомов аналогичного частотного диапазона. Например, в эксперименте круглые элементы с резонансной частотой 50.22 МГц и с теми же размерами, что указаны в Таблице 1, обладали добротностью $Q_{\text{эксп.}} = 160$, в то время как результат моделирования на частоте $50,76\text{ МГц}$ составил $Q_{\text{модел.}} = 561$. Такое расхождение в значениях добротности объясняется тем, что при моделировании мета-атомов используется идеальная модель емкостной нагрузки, не вносящая дополнительных потерь.

Несмотря на это, такие высокие значения добротности для резонансных элементов являются вполне достижимыми на практике при специальной конструкции мета-атомов [29].

Проведенные исследования показали, что собственная емкость щели и поверхностная емкость пренебрежимо малы в МГц диапазоне и их можно не

учитывать. Влияние формы и размеров мета-атомов на величину их добротности требует дополнительного подробного исследования.

Таким образом, уже на данном этапе в работе получены значения добротности мета-атомов Q , которые необходимы для проверки условия сверхнаправленности (6).

ГЛАВА 3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ СВЕРХНАПРАВЛЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПАРЫ МЕТА-АТОМОВ

3.1. Взаимодействие мета-атомов в МГц диапазоне в зависимости от их формы и расстояния между ними

В условие сверхнаправленности (6) помимо добротности Q входят такие параметры структуры как коэффициент взаимодействия мета-атомов κ и расстояние между центрами элементов d . Приведем здесь результаты численных экспериментов по исследованию коэффициента взаимодействия мета-атомов при различных расстояниях между ними.

Как уже говорилось, в данной работе исследовались структуры, состоящие из двух взаимодействующих мета-атомов, в планарной конфигурации, для которых коэффициент взаимодействия является отрицательным и для него характерны малые значения (<0.3). Все значения модуля коэффициента взаимодействия κ рассчитывались по более точной формуле (7), относительная погрешность результатов не превысила 3%. Расстояние между центрами элементов d связано с расстоянием между ближайшими краями элементов l как: $d = a + l$, где a – длина стороны элемента квадратной формы или диаметр для элементов круглой формы (Рис.13).

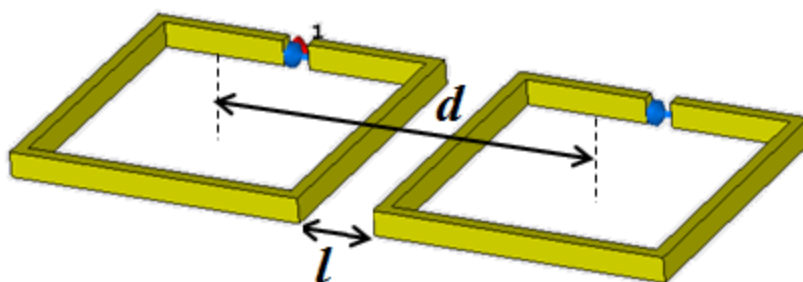


Рисунок 13 – Наглядное изображение модели численного эксперимента по исследованию взаимодействия двух мета-атомов с обозначением расстояния между центрами элементов d и расстояния между ближайшими краями элементов l .

Полученные в результате компьютерного моделирования значения коэффициента взаимодействия мета-атомов на различных расстояниях приведены на Рис.14. На Рис.14а представлены значения для элементов круглой и квадратной формы, у которых совпадают значения диаметра и стороны квадрата, $2R=a$, и соответственно, для них совпадают расстояния между центрами элементов d при одних и тех же расстояниях между ближайшими краями элементов l . Видно, что геометрия элементов квадратной формы приводит к большему взаимодействию. Разница в значениях коэффициентов взаимодействия для круглых и квадратных элементов велика при небольшом расстоянии между элементами и уменьшается с увеличением этого расстояния.

Зависимость коэффициента взаимодействия k от расстояния между ближайшими краями l элементов квадратной формы с размерами, отличающимися в два раза, показана на Рис.14б. Характерный вид зависимости сохраняется, несмотря на значительное различие в расстояниях между центрами элементов ($d_2 - d_1 = 23\text{мм}$).

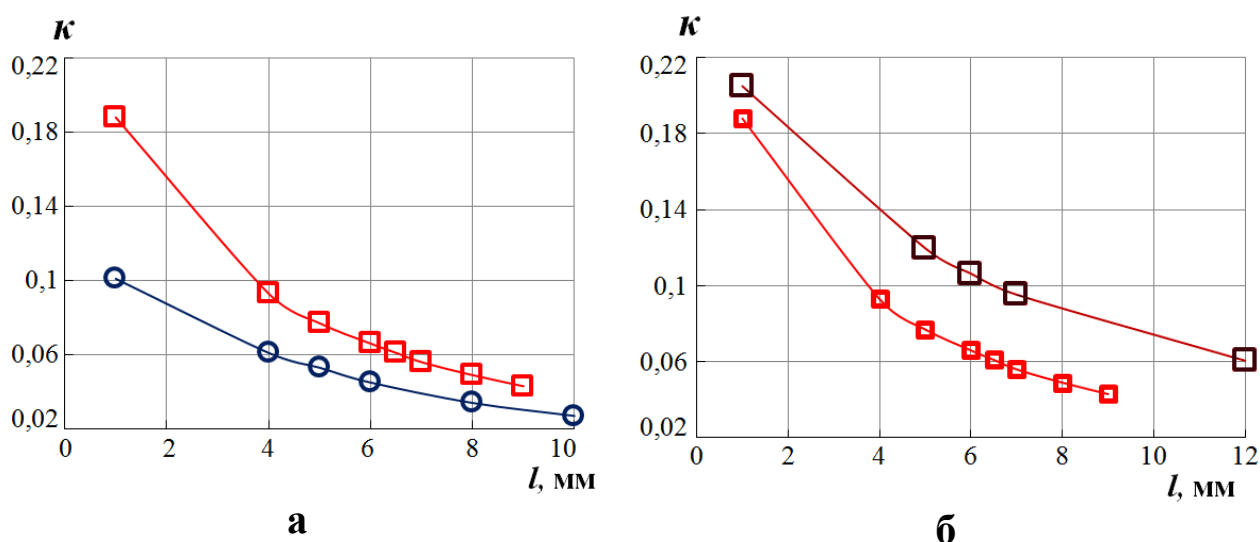


Рисунок 14 – Зависимость модуля коэффициента взаимодействия мета-атомов k от расстояния между ближайшими краями элементов l :

(а) для элементов круглой формы с диаметром $2R=23\text{мм}$, высотой $h=5\text{мм}$ и квадратной формы со стороной $a=2R$, высотой $h=2\text{мм}$ (обозначено синим и красным цветом, соответственно).

(б) для элементов квадратной формы с размерами, отличающимися в два раза (красным цветом обозначены элементы со стороной $a_1=2R=23\text{мм}$, коричневым цветом – со стороной $a_2=4R=46\text{мм}$).

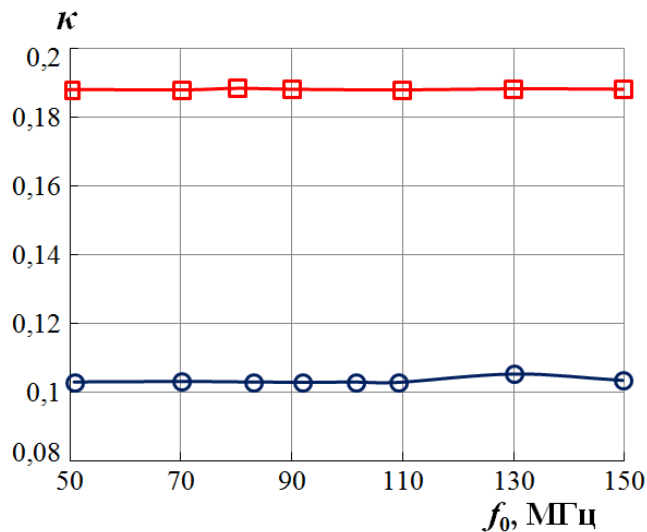


Рисунок 15 – Значения модуля коэффициента взаимодействия мета-атомов κ в зависимости от резонансной частоты f_0 при фиксированном расстоянии между центрами элементов $d=24$ мм. Синим цветом обозначены значения для элементов круглой формы с радиусом $2R=23$ мм, красным - для элементов квадратной формы со стороной $a=2R$.

В целом результаты, представленные на Рис.14, отражают тот факт, что коэффициент взаимодействия зависит от геометрической формы и размеров элементов, но, в то же время, имеет схожий убывающий характер зависимости от расстояния для элементов всех типов.

Стоит еще указать на то, что в МГц диапазоне коэффициент взаимодействия κ не зависит от резонансной частоты элементов f_0 . Данный факт подтверждают результаты численных экспериментов, проведенных для мета-атомов круглой и квадратной формы с различной резонансной частотой при фиксированном расстоянии между центрами элементов (Рис.15).

Таким образом, были получены значения всех характеристик, входящих в соотношение сверхнаправленности (6). Ввиду малых значений κ соотношение (6) может быть переписано в упрощенном виде:

$$|\kappa|Q = \frac{5\alpha}{kd} \quad (11)$$

Теперь перейдем непосредственно к результатам проверки данного соотношения.

3.2. Достижение максимальной направленности излучения при фиксированном расстоянии и различной резонансной частоте

В каждой серии измерений исследовалась форма диаграммы направленности мета-димера. Как и предсказывала теория [12], вблизи частоты нижнего резонанса, соответствующего возбуждению элементов в противофазе, излучение мета-димера принимало однонаправленный вид, а максимальное значение направленности мета-димера D превосходило максимум для двух фазированных диполей $D_{\text{дип.}} = 3$.

В качестве примера на Рис.16 представлены диаграммы направленности одной из исследуемых структур при различных частотах вблизи частоты противофазного возбуждения элементов при фиксированном расстоянии d

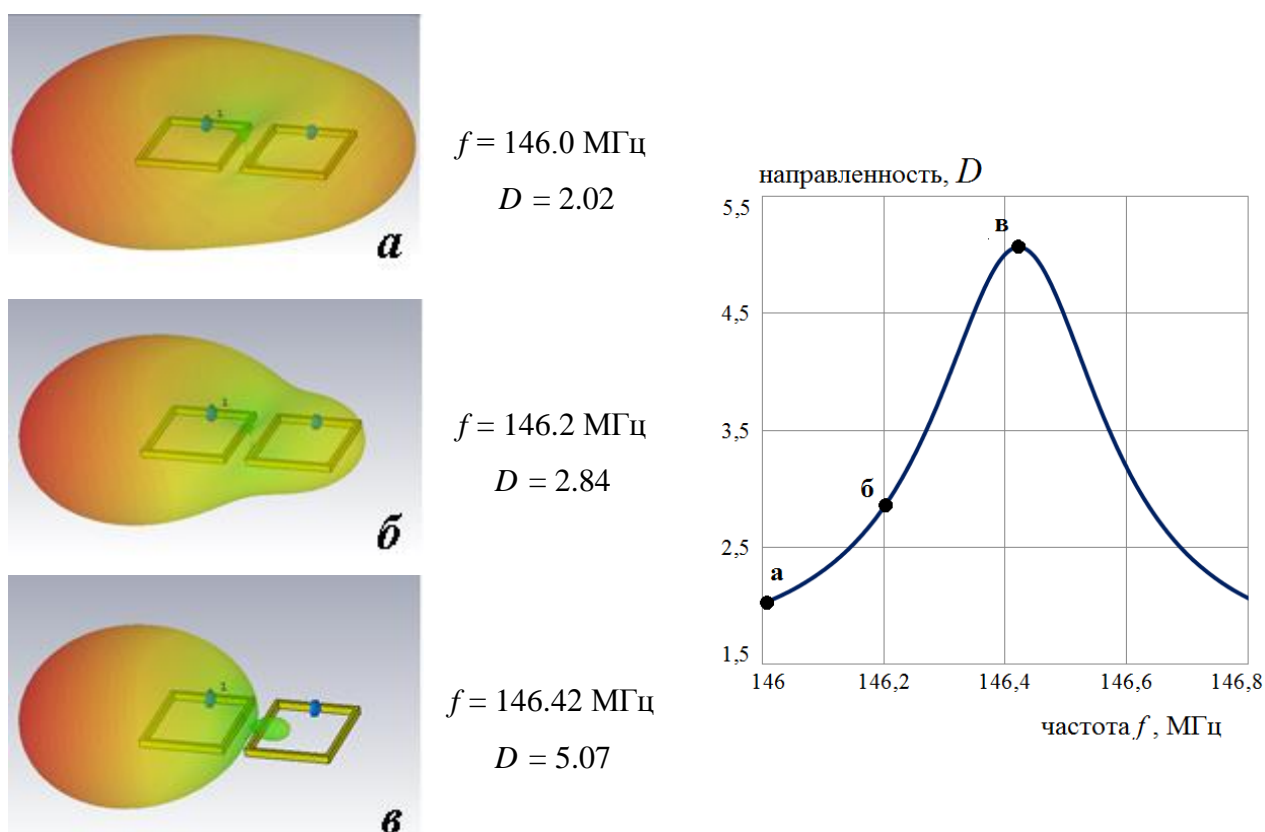


Рисунок 16 – Диаграммы направленности мета-димера на различных частотах f , нормированные на максимум направленности D (слева).

Зависимость направленности D от частоты f (справа).

Мета-атомы квадратной формы со стороной $a=23\text{мм}$ и резонансной частотой $f_0=149.8\text{ МГц}$, частота возбуждения элементов в противофазе $f_1=146.4\text{ МГц}$, расстояние между центрами элементов $d=29\text{мм}$.

между ними, а также график зависимости направленности D от частоты возбуждения.

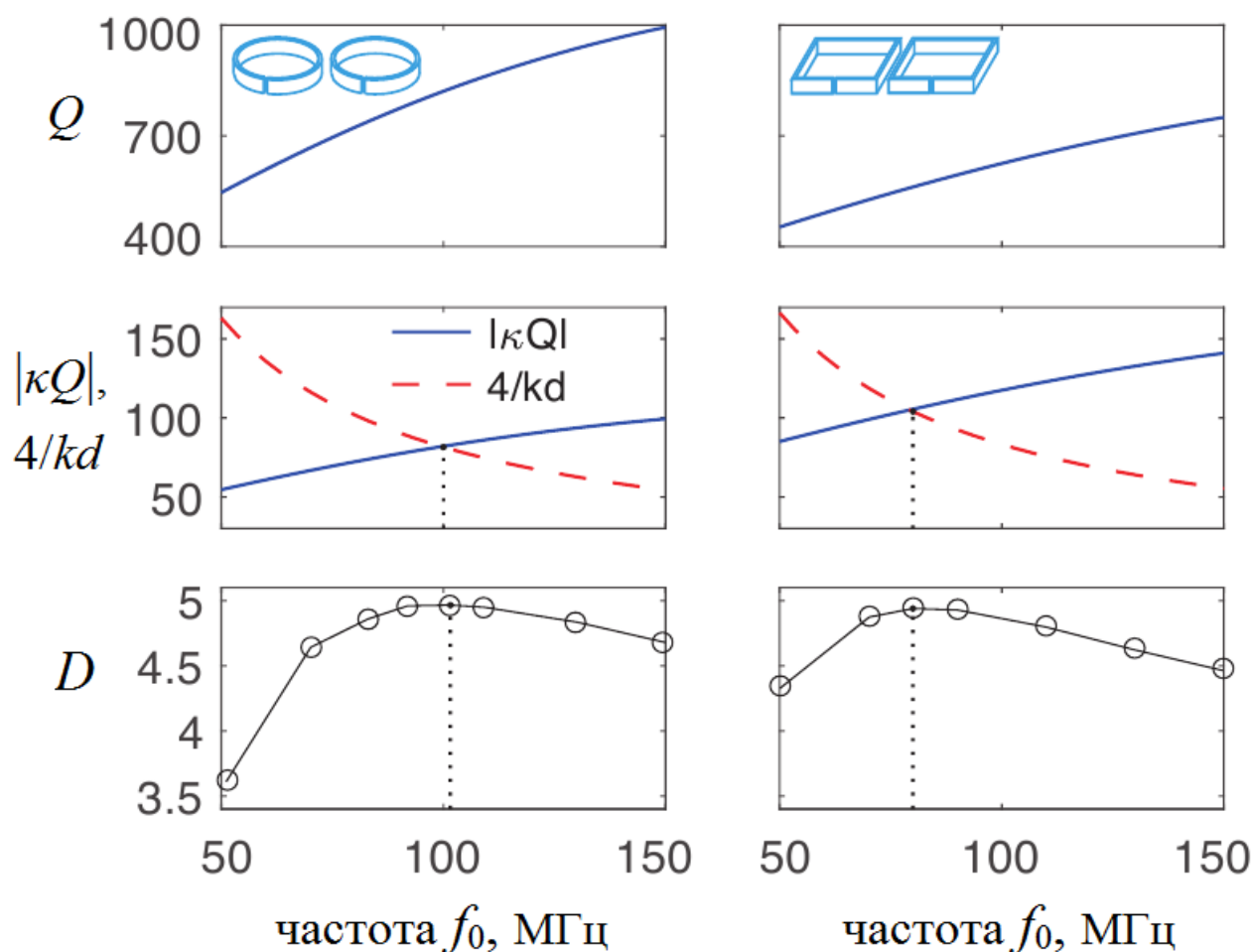
Вид диаграммы направленности структуры значительно меняется при приближении частоты излучения к значению, соответствующему возбуждению мета-атомов в противофазе, переходя из слабонаправленного режима в сверхнаправленный. Боковых лепестков диаграммы направленности не образуется. Пассивный мета-атом выступает в роли рефлектора, и при достижении сверхнаправленности структура из двух мета-атомов излучает практически только в сторону активного мета-атома (Рис.16в). По графику зависимости направленности D от частоты излучения (Рис.16 справа) можно оценить величину частотного диапазона $\Delta f_{D>3}$, на котором значение $D > D_{\text{дип.}}$, то есть $D > 3$. Например, для структуры, представленной на Рис.16, $\Delta f_{D>3} = 0.4$ МГц.

Значения направленности отличаются для каждой структуры в зависимости от ее характеристик. С целью проверки соотношения (11), позволяющего подобрать мета-димер с максимальным значением направленности, мы сначала фиксировали такие характеристики как расстояние между элементами d и, соответственно, коэффициент взаимодействия κ , и, варьируя резонансную частоту элемента f_0 , определяли максимальное значение направленности.

Результаты, полученные для мета-атомов круглой и квадратной формы с диаметром и стороной $2R=a=23$ мм, соответственно, представлены на Рис.17. Элементы располагались на расстоянии $d=24$ мм между центрами, на данном расстоянии модуль коэффициента взаимодействия для элементов круглой формы равнялся $|\kappa| = 0.103 \pm 0.001$, для элементов квадратной формы – $|\kappa| = 0.188 \pm 0.001$. Изменение резонансной частоты приводило к изменению добротности элементов (Рис.17 верхний ряд), зависимость добротности от резонансной частоты уже обсуждалась в Главе 2.

Значение волнового вектора k определялось для каждой резонансной частоты отдельно по формуле $k = \frac{2\pi f_{D_{\max}}}{c}$, где c – скорость света, $f_{D_{\max}}$ – частота, соответствующая максимальному значению направленности D и близкая по своему значению к частоте возбуждения мета-атомов в противофазе f_1 .

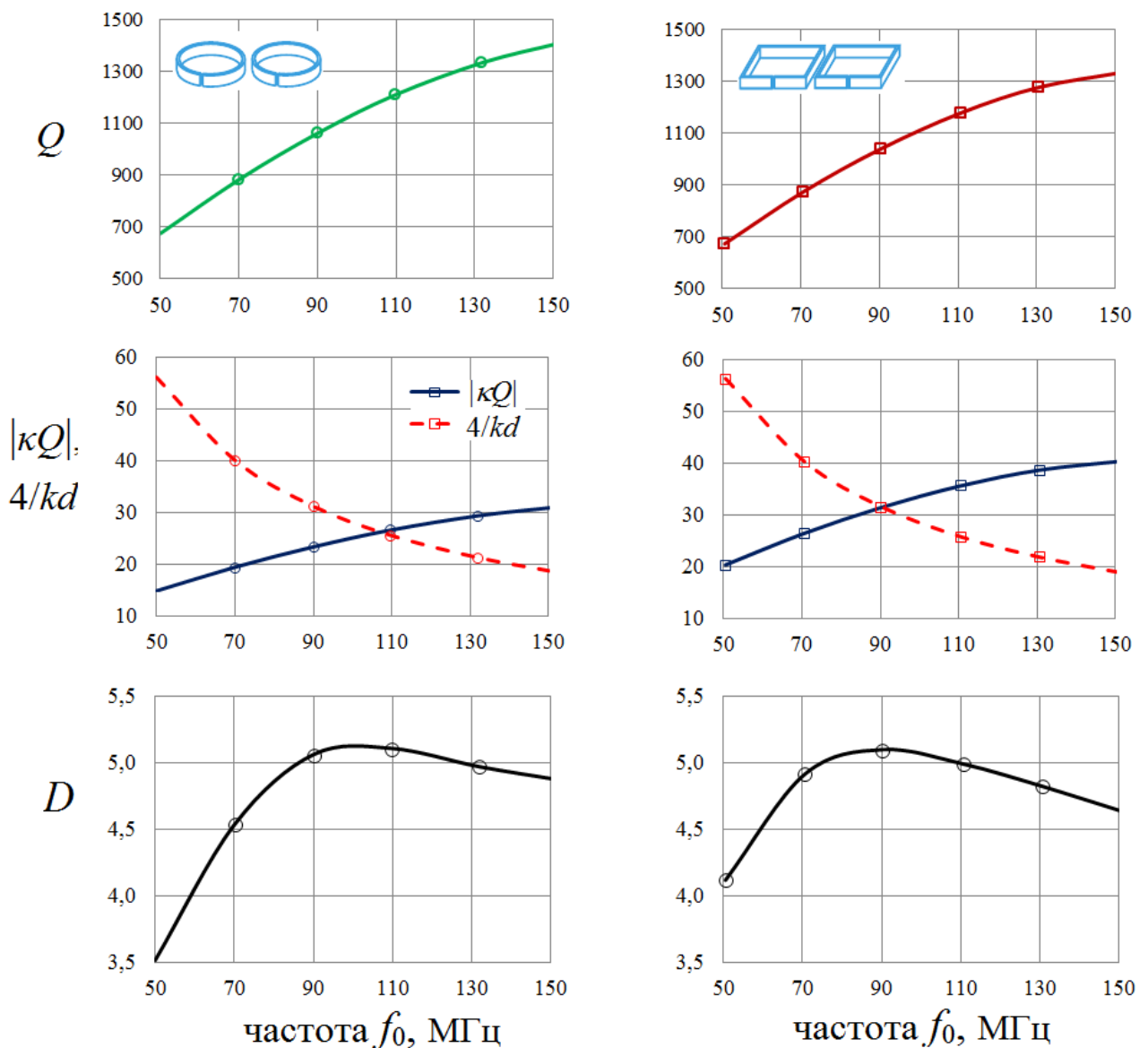
Таким образом, в левой части соотношения (11) изменяющимся параметром была добротность Q , в правой части – волновой вектор k .



а

б

Рисунок 17 – Результаты моделирования для проверки соотношения сверхнаправленности при варьировании резонансной частоты f_0 элементов круглой и квадратной формы ($2R=a=23\text{мм}$) при фиксированном расстоянии между центрами элементов $d=24\text{мм}$. Верхний ряд – добротность Q элементов; средний ряд – левая (синяя) и правая (красная) части соотношения сверхнаправленности (11) при $\alpha=0.8$; нижний ряд – значение максимальной направленности в зависимости от резонансной частоты элементов f_0 .



а **б**

Рисунок 18 – Результаты моделирования для проверки соотношения сверхнаправленности при варьировании резонансной частоты f_0 элементов круглой и квадратной формы ($2R=a=46\text{мм}$) при фиксированном расстоянии между центрами элементов $d=68\text{мм}$. Верхний ряд – добротность Q элементов; средний ряд – левая (синяя) и правая (красная) части соотношения сверхнаправленности (11) при $\alpha=0.8$; нижний ряд – значение максимальной направленности в зависимости от резонансной частоты элементов f_0 .

Построив кривые частотной зависимости левой и правой частей соотношения (11) (Рис.17 средний ряд), получаем точку пересечения, которая соответствует выполнению соотношения сверхнаправленности и, по сути, является теоретическим предсказанием для достижения максимального значения направленности D для структуры с заданными параметрами. Ниже на Рис.17 представлены значения максимальной направленности, полученные для каждой структуры при заданной резонансной частоте элементов. Результаты моделирования подтверждают, что максимум направленности, действительно, наблюдается при выполнении условия сверхнаправленности (11).

Аналогичные результаты были получены для больших мета-атомов круглой и квадратной формы с диаметром и стороной $2R=a=46$ мм (Рис.18). Мета-атомы располагались на расстоянии между центрами $d=68$ мм, при котором коэффициент взаимодействия для круглых элементов равнялся $\kappa=0.022\pm 0.001$, для квадратных $\kappa=0.030\pm 0.001$.

Мета-атомы разных размеров исследовались на одном и том же частотном диапазоне, следовательно, значения k не сильно отличались для каждой серии измерений. Остальные же параметры, входящие в условие сверхнаправленности, для структур с мета-атомами разной формы и размеров существенно отличались. Для мета-атомов со стороной $a=46$ мм значения добротности существенно выше, чем у мета-атомов со стороной 23мм (Рис.12); при малых расстояниях между краями большие мета-атомы взаимодействуют сильнее, чем мета-атомы меньшие по размеру (Рис.14б). Поэтому соотношение сверхнаправленности выполняется при разном наборе параметров для отличных друг друга мета-димеров.

Результаты численных экспериментов при фиксированном расстоянии между мета-атомами и различной частоте демонстрируют достижение максимального значения направленности при выполнении соотношения сверхнаправленности (11) для элементов разных форм и размеров.

3.3. Достижение максимальной направленности излучения при фиксированной резонансной частоте и различных расстояниях

Теперь перейдем к результатам исследования максимального значения направленности мета-димеров при варьировании расстояния между взаимодействующими мета-атомами с фиксированной резонансной частотой. Неизменяющимся параметром в соотношении сверхнаправленности теперь выступает Q - добротность мета-атомов.

На Рис.19 снова представлены результаты моделирования для элементов круглой и квадратной формы с диаметром и стороной $2R=a=23\text{мм}$, взятых с резонансной частотой и добротностью $f_0=149.7\text{ МГц}$, $Q=1007$ и $f_0=149.8\text{ МГц}$, $Q=750$, соответственно.

Коэффициент взаимодействия элементов k уменьшается с увеличением расстояния (Рис.19 верхний ряд), что при фиксированном значении добротности Q приводит к уменьшению левой части соотношения (11) $|kQ|$ (Рис.19 средний ряд, синяя линия).

Кроме того, уменьшение коэффициента взаимодействия означает также уменьшение расщепления резонансной кривой мета-димера. Резонансные частоты f_1 и f_2 будут сближаться симметрично к собственной резонансной частоте мета-атома f_0 , следовательно, частота резонанса, соответствующего противофазному возбуждению мета-атомов f_1 , будет расти, вместе с ней будет увеличиваться волновой вектор k , входящий в правую часть соотношения (11) – $4/kd$. Следовательно, увеличение расстояния между центрами мета-атомов d и волнового вектора k приводит к убыванию правой части $4/kd$ (Рис.19 средний ряд, красная пунктирная линия).

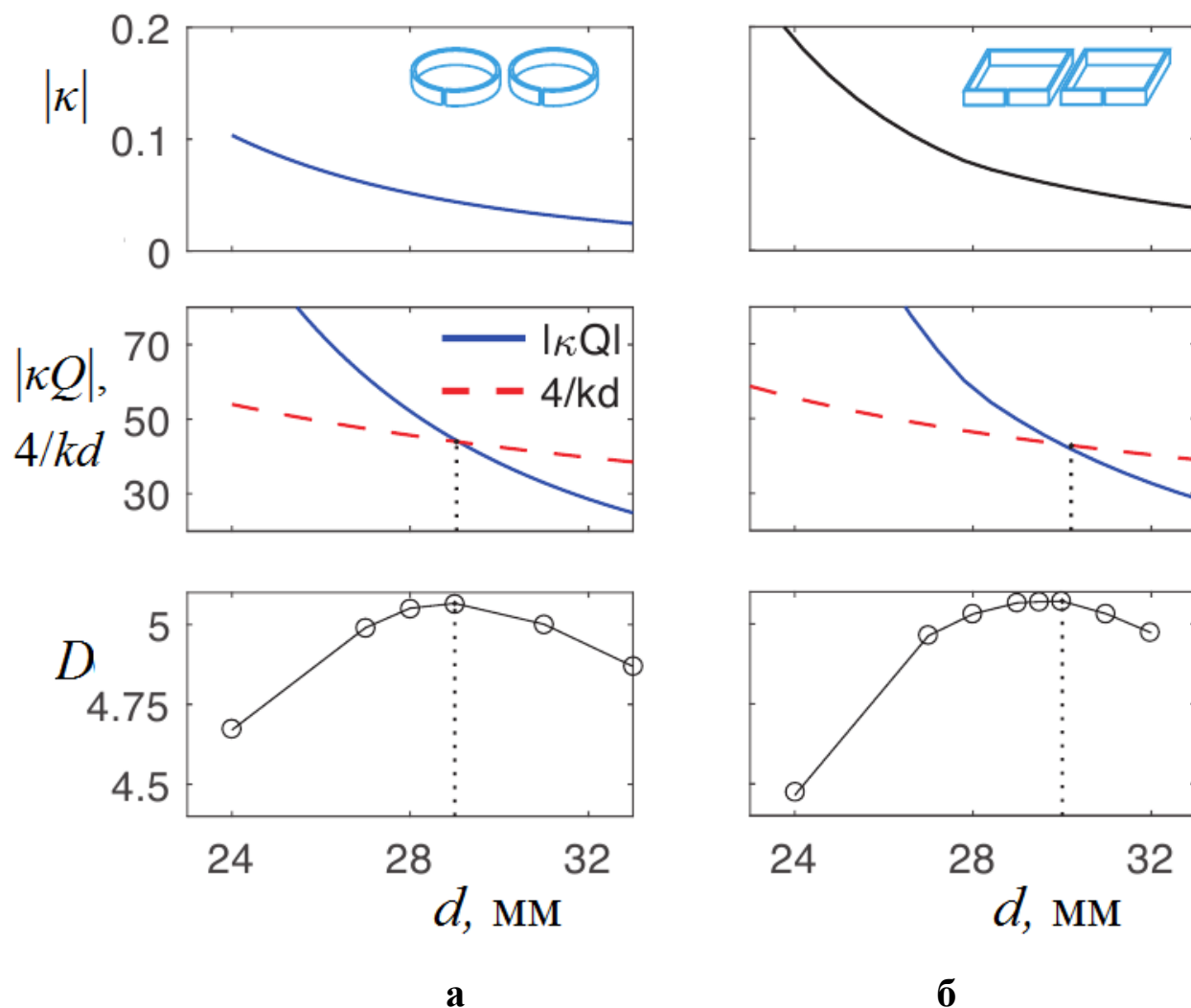


Рисунок 19 – Результаты моделирования для проверки соотношения сверхнаправленности при варьировании расстояния d между центрами элементов круглой и квадратной формы ($2R=a=23\text{мм}$) с резонансной частотой и добротностью $f_0=149.7$ МГц, $Q=1007$ и $f_0=149.8$ МГц, $Q=750$, соответственно. Верхний ряд – коэффициент взаимодействия элементов κ ; средний – левая и правая части соотношения сверхнаправленности (11) при $\alpha=0.8$; нижний – значение максимальной направленности в зависимости от расстояния d .

Таким образом, и правая, и левая часть соотношения (11) меняются в зависимости от расстояния между центрами элементов d . Точка пересечения кривых $|\kappa Q|$ и $\frac{4}{kd}$ соответствует расстоянию между элементами, при котором выполняется соотношение сверхнаправленности и можно ожидать максимума направленности D , что подтверждается результатами моделирования (Рис.19 нижний ряд).

Аналогичное исследование направленности при различных расстояниях было проведено для больших элементов квадратной формы со стороной $a=46\text{мм}$ и резонансной частотой $f_0=151.5\text{ МГц}$ (Рис.20).

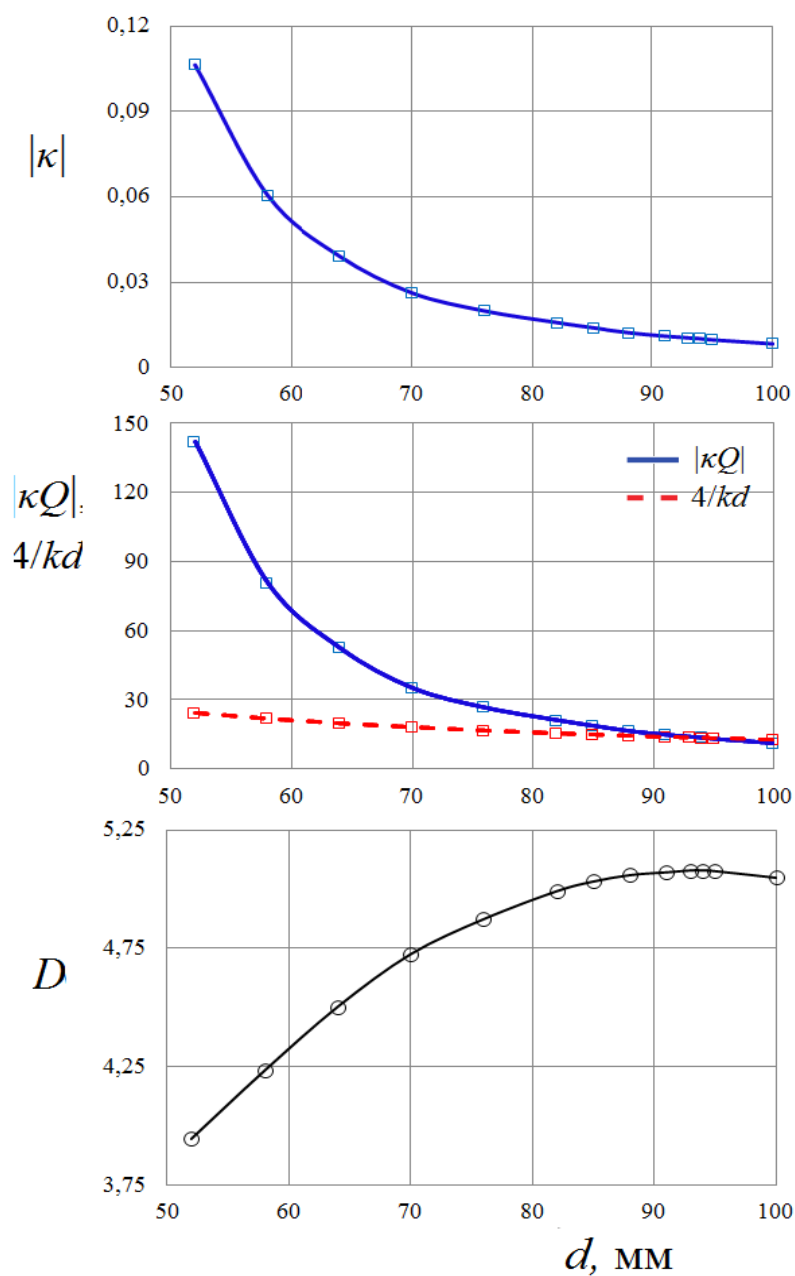


Рисунок 20 – Результаты моделирования для проверки соотношения сверхнаправленности при варьировании расстояния d между центрами элементов квадратной формы ($a=46\text{мм}$) с резонансной частотой и добротностью $f_0=151.5\text{ МГц}$, $Q=1335$. Верхний ряд – коэффициент взаимодействия элементов κ ; средний – левая (синяя) и правая (красная) части соотношения сверхнаправленности (11) при $\alpha=0.8$; нижний – значение максимальной направленности в зависимости от расстояния d .

Численные эксперименты проводились для большого интервала расстояний между центрами мета-атомов, d изменялось от 50 до 100 мм. На Рис.20 (верхний ряд) видно, что на больших расстояниях – при $d > 80$ мм – коэффициент взаимодействия k очень мал и убывает очень медленно. Соотношение сверхнаправленности выполняется как раз в области малых значений k , где левая и правая часть выражения (11) имеют довольно близкие значения для широкого интервала расстояний между центрами элементов d . В результате, высокое значение направленности $D > 5$ было получено на интервале d от 85 до 100 мм. Естественно, что это возможно только в случае, когда добротность элементов имеет очень большие значения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты численного исследования направленного излучения структур, состоящих из двух взаимодействующих мета-атомов различных форм и размеров в планарной конфигурации в МГц диапазоне частот, можно сформулировать следующим образом.

1. Получена взаимосвязь емкостной нагрузки и резонансной частоты изолированных мета-атомов круглой и квадратной формы разных размеров, с помощью которой возможно осуществлять быстрый подбор значения емкостной нагрузки для получения целевого значения резонансной частоты.
2. Получены значения добротности исследуемых мета-атомов для различных резонансных частот, используемых в качестве одного из входных параметров условия сверхнаправленности.
3. Показано, что излучение изолированных магнитных мета-атомов в МГц диапазоне может с хорошей точностью рассматриваться как излучение диполя.
4. Получены данные о характере зависимости магнитного взаимодействия пары взаимодействующих мета-атомов круглой и квадратной формы разных размеров в планарной конфигурации при различном расстоянии между мета-атомами.
5. По результатам исследования направленности излучения мета-димеров с мета-атомами круглой и квадратной формы разных размеров определена область сверхнаправленного излучения, в которой максимальное значение направленности превосходит максимально достижимое значение для двух фазированных диполей.
6. Проведена успешная проверка условия сверхнаправленного излучения мета-димера при фиксированном расстоянии между взаимодействующими мета-атомами с различными резонансными частотами в МГц диапазоне.

7. Проведена успешная проверка условия сверхнаправленного излучения мета-димера при различных расстояниях между мета-атомами с заданной резонансной частотой в МГц диапазоне.

Таким образом, результаты проведенного численного моделирования подтвердили предположение о возможности получения сверхнаправленного излучения в МГц диапазоне с использованием взаимодействующих мета-атомов магнитных метаматериалов.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Bilotti F., Sevgi L. Metamaterials: Definitions, properties, applications, and FDTD-based modeling and simulation. *International Journal of RF and Microwave Computer-Aided Engineering*, v.22, №4, pp.422–438. 2012
2. Веселаго В.Г. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ . *УФН*, т.92, с.512–517. 1968
3. Smith D.R., Padilla W.J., Vier D.C., Nemat-Nasser S.C., Schultz S. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Phys.Rev.Lett.*, v.84, pp.4184–4187. 2000
4. Вольян О.Д., Кузьмичев А.И. Отрицательное преломление волн. Введение в физику и технологию электромагнитных метаматериалов. Аверс. 360 с. 2012
5. Marques R., Martel J., Mesa F., Medina F. A new 2d isotropic left-handed metamaterial design: theory and experiment. *Microw.Opt.Technol.Lett.*, v. 36, pp.405–408. 2002
6. Sydoruk O, Shamonin M., Radkovskaya A., Zhuromskyy O, Shamonina E., Trautner R., Stevens C.J., Faulkner G., Edwards D.J., Solymar L. A mechanism of subwaves imaging with bi-layered magnetic metamaterials: theory and experiment. *J.Appl.Phys.*, v.101, pp.073903-1–8. 2007
7. Stevens C.J. Magnetoinductive waves and wireless power transfer. *IEEE Trans. Power Electron*, v.30, pp.6182–6190. 2014
8. Shamonina E., Kalinin V.A., Ringhofer K.H., Solymar L. Magneto-inductive waveguide. *Electron.Lett.*, v.38, pp.371–372. 2002
9. Solymar L., Shamonina E. *Waves in Metamaterials*. Oxford Univ.Press., Oxford. 385 p. 2009
10. Schelkunoff S.A. A mathematical theory of linear arrays. *Bell. Syst.Tech.J.*, v.22, pp.80-107. 1943
11. Uzsoky M., Solymar L. Theory of superdirective linear arrays. *Acta Physica, Acad. Hung. Sci.*, v.6, pp.185–205. 1956

12. Shamonina E., Solymar L. Superdirectivity by virtue of coupling between meta-atoms. IEEE Proc. 7th Int. Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Metamaterials. pp.97–99, Bordeaux, France. 2013
13. Radkovskaya A., Kiriushchikina S., Vakulenko A., Petrov P., Solymar L., Li L., Vallecchi A., Stevens C.J., Shamonina E. Superdirectivity from arrays of strongly coupled meta-atoms. J.Appl.Phys., 2018 (submitted)
14. Balanis C.A. Antenna theory: analysis and design. John Wiley and Sons, New York. 1997
15. Oseen C.W. Die Einsteinsche Nadelstichstrahlung und die Maxwell'schen Gleichungen. Ann. d. Phys., v.69, №19, pp.202–204. 1922
16. Uzkov A.I. An approach to the problem of optimum directive antenna design. Compt.Rend. Dokl. Acad. Sci. USSR, v.53, №1, pp.35–38. 1946.
17. Yaru N. A note on super-gain antenna arrays. Proceedings of the IRE, v.39, №9, pp.1081–1085. 1951
18. Hardy W.N., Whitehead L.A. Split ring resonator for use in magnetic resonance from 200-2000MHz. Rev. Of Scien. Instr., v.52, №2, pp.213-216. 1981
19. Kokkinos T., Feresidis A.P. Electrically small superdirective endfire arrays of metamaterial-inspired low-profile monopoles. IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett., v.11, №5, pp.568–571. 2012
20. Buell K., Mosallaei H., Sarabandi K. Metamaterial insulator enabled superdirective array. IEEE Trans. Antennas Propag., v.55, №4, pp.1074–1085. 2007
21. Sharma P., Arora D., Gupta H. Designing superdirective patch antenna array using metamaterial. Int. J. Eng. Res. Technol. v.1, pp.1–4. 2012
22. Shamonina E., Solymar L. Superdirective 'meta-molecules', IEEE Proc.8th Int. Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Metamaterials. pp.268–279, Copenhagen, Denmark. 2014
23. Radkovskaya A., Vallecchi A., Li L., Faulkner G., Stevens C.J., Shamonina E. Experimental demonstration of superdirectivity for coupled dimers of meta-atoms.

- Proc. 10th Int. Congress on Advanced Electromagnetic Metamaterials in Microwaves and Optics, Metamaterials. Chania, Greece. 2016
24. Shamonina E., Solymar L. Maximum directivity of arbitrary dipole arrays. *IET Microwaves, Antennas & Propagation*, v.9, pp.101–107. 2014
25. Кирюшечкина С.В. Теоретическое, численное и экспериментальное исследование особенностей взаимодействия элементов магнитных метаматериалов в ГГц диапазоне. Бакалаврская работа. Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова. Москва. 46 с. 2016
26. Петров П.С. Взаимодействие в плотноупакованных магнитных метаматериалах. Магистерская диссертация. Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова. Москва. 53 с. 2017
27. Пальванова Г.С. Фононоподобная дисперсия в дискретных магнитных метаматериалах в МГц диапазоне. Дипломная работа. Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова. Москва. 50 с. 2014
28. Hesmer F., Tatartschuk E., Zhuromskyy O., Radkovskaya A., Shamonin M., Hao T., Stevens C.J., Edwards D.J., Faulkner G., Shamonina E. Coupling mechanisms for split ring resonators: Theory and experiment. *Phys.Stat.Sol. B*, v.244, pp.1170-1174. 2007
29. Kurs A., Karalis A., Moffatt R., Joannopoulos J.D., Fisher P., Soljacic M. Wireless power transfer via strongly coupled magnetic resonances. *Science*, v.317, №6, pp.82–85. 2007

БЛАГОДАРНОСТИ

Выражаю безмерную благодарность своему научному руководителю доценту Анне Александровне Радковской за чуткое руководство, приобретенные навыки в проведении научных исследований по такой увлекательной теме как метаматериалы, а также за неоценимую поддержку и помощь во всем.

Хочу поблагодарить профессора Шамонину Екатерину Александровну и ее группу (г. Оксфорд) за эффективное сотрудничество, ценные идеи и плодотворное обсуждение результатов данной работы.

Благодарю всех сотрудников кафедры магнетизма за создание благоприятной атмосферы для обучения на кафедре и ответственный подход к процессу профессиональной подготовки будущих выпускников.

Искренне благодарю доцента Котельникову Ольгу Анатольевну за полученные знания в процессе обучения на кафедре магнетизма, а также за внимательное отношение и благотворное участие в жизни студентов.

Выражаю глубокую признательность г.н.с. ООО «Газпром ВНИИГАЗ» д.ф-м.н. Никите Александровичу Бузникову за рецензирование моей диссертации, а также за объективные замечания и полезные советы.