

07

## Исследование спектров отражения и пропускания массивов гетерогенных ферромагнитных нанопроволок в терагерцовом и дальнем инфракрасном диапазонах

© Л.А. Фомин,<sup>1</sup> Д.Л. Загорский,<sup>2</sup> С.Г. Чигарев,<sup>3</sup> Е.А. Вилков,<sup>3</sup> В.Г. Криштоп,<sup>1</sup> И.М. Долуденко,<sup>2</sup> С.С. Жуков<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

<sup>2</sup> Федеральный научно-исследовательский центр „Кристаллография и фотоника“ РАН, 119333 Москва, Россия

<sup>3</sup> Фрязинский филиал Института радиоэлектроники РАН, 141190 Фрязино, Московская обл., Россия

<sup>4</sup> Московский физико-технический институт (Государственный университет), 141700 Долгопрудный, Московская обл., Россия  
e-mail: fomin@iptm.ru

Поступило в Редакцию 5 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 5 апреля 2022 г.

Принято к публикации 5 апреля 2022 г.

В диапазоне частот от 16 до 50 THz исследованы спектры пропускания, отражения и поглощения массивов гетерогенных нанопроволок из Ni/Co, FeNi/Co и Ni/Fe, выращенных в трековых полимерных мембранах гальваническим методом. Спектры поглощения показали, что доля мощности излучения, поглощаемая нанопроволоками, и его спектр зависят от материалов нанопроволок. Особенности спектров можно объяснить накоплением неравновесного спина за счет диффузии электронов и его релаксацией, стимулируемой внешним терагерцовым (THz) излучением, что может быть использовано для создания детектора THz-излучения. Помимо этого, для нанопроволок из FeNi/Co обнаружено отрицательное поглощение, которое можно объяснить лазерным эффектом на спин-флип переходах, который можно использовать для создания источника THz-излучения, работающего при комнатной температуре.

**Ключевые слова:** нанопроволоки, THz-излучение, THz-спектроскопия, спин-флип переходы, метаматериал.

DOI: 10.21883/JTF.2022.08.52775.71-22

### Введение

В последнее десятилетие возрос интерес к терагерцовому (THz) диапазону частот (1–30 THz). Излучение в этом диапазоне частот используется для решения задач медицины и биологии [1–3], астрофизики [4,5] и химических исследований [6], систем безопасности [7,8], а также для телекоммуникационных систем [9], в частности, для реализации в будущем универсальных и устойчивых сверхширокополосных сетей связи 6G/7G. Источники THz-излучения даже с малой интенсивностью могут представлять интерес для задач квантовой криптографии. В протоколах с непрерывным переменным квантовым распределением ключей (CV-QKD) вместо чисто гауссовых состояний могут использоваться „зашумленные“ когерентные состояния, так называемые „тепловые состояния“ [10]. Квантовое распределение ключей по тепловым состояниям может работать в инфракрасном (ИК) диапазоне вплоть до единиц терагерц [11], что может быть интересно для „последней мили“ [12] или спутниковой связи [13].

Однако успешному исследованию THz-диапазона и развитию THz-техники мешает отсутствие простых и надежных общедоступных источников и приемников такого излучения. Имеющиеся на сегодняшний день

коммерчески доступные источники THz-излучения, такие как лампы обратной волны, лазеры на свободных электронах, газовые лазеры и газоразрядные источники THz-излучения, далеки от удовлетворения требований простоты и надежности. Точно так же требуется разработка новых приемников THz-сигналов, поскольку в настоящее время используются довольно инерционные ячейки Голея, а также сверхпроводящие болометры, работающие при низких температурах и требующие криогенного оборудования.

Таким образом, чрезвычайно актуальна задача поиска новых принципов формирования и регистрации THz-сигналов. Одним из перспективных направлений развития THz-электроники является разработка генераторов и детекторов THz-сигналов на принципах спинтроники с использованием магнитных переходов в наноструктурах. Так, в частности, достигнуты определенные успехи в разработке THz-генераторов, работающих на основе инжекции поляризованного по спину тока в магнитных переходах, возможность создания которых была предсказана в теоретических работах [14–16] и экспериментально подтверждена в работах [17,18]. Важной особенностью таких систем является их быстродействие и надежная работа в широком диапазоне температур, в том числе при комнатных температурах.

Электролиты и режимы

№	Осаждаемый металл	Соль металла	Концентрация, г/л	Добавки	Потенциал осаждения, V
1	Fe	FeSO <sub>4</sub> · 7H <sub>2</sub> O	120	Борная кислота (40 г/л); Лаурилсульфат натрия (0.5 г/л); Аскорбиновая кислота (1 г/л)	1
2	Ni	NiSO <sub>4</sub> · 7H <sub>2</sub> O NiCl <sub>2</sub> · 6H <sub>2</sub> O	200 30	Борная кислота (40 г/л); Лаурилсульфат натрия (1 г/л)	1.2
3	Co	CoSO <sub>4</sub> · 7H <sub>2</sub> O	320	Борная кислота (40 г/л); Лаурилсульфат натрия (1 г/л)	0.8
4	FeNi	FeSO <sub>4</sub> · 7H <sub>2</sub> O NiSO <sub>4</sub> · 7H <sub>2</sub> O NiCl <sub>2</sub> · 6H <sub>2</sub> O	8 16 40	Борная кислота (25 г/л); Лаурилсульфат натрия (0.5 г/л); Аскорбиновая кислота (1 г/л)	1.5

К настоящему времени разработан и экспериментально исследован ряд спин-инжекционных источников ТГц-излучения, использующих различные структуры магнитных переходов [19–22], однако попытки создания ТГц-детекторов, работающих на этих принципах, не предпринимались.

С точки зрения миниатюризации и при этом увеличения эффективности приема излучения интерес представляет использование метаматериалов для детектирования ТГц-сигнала. Одним из таких метаматериалов может быть решетка проводящих параллельных тонких проволок [23], обладающая довольно интересными оптическими свойствами. Так, в работе [24] была представлена экспериментальная демонстрация изображения сверхвысокого разрешения с помощью трехмерной нанолинзы, состоящей из параллельных золотых нанопроволок (НП), встроенных в пористую матрицу оксида алюминия. Принцип фокусировки излучения с помощью таких метаматериалов может быть применен и к ТГц-частотам, в частности, в работе [25] была продемонстрирована визуализация в ТГц с беспрецедентным распространением информации ближнего поля на сотни длин волн и фокусировкой до  $1/28$  длины волны. В работе [26] было проведено теоретическое исследование магнитооптических свойств цилиндрических металлических НП. Было показано, что частоты резонансного поглощения этих проволок находятся в ТГц-диапазоне и могут быть эффективно настроены путем изменения радиуса НП, а также подачей внешнего магнитного поля.

Таким образом, представляет интерес исследование оптических свойств метаматериалов из магнитных металлических НП, в частности, гетерогенных, в которых возможна инжекция спин-поляризованного тока из одного материала в другой.

С точки зрения изготовления массивов металлических НП, интерес представляет способ электрохимического осаждения в поры трековых мембран [27,28]. Эти мембраны относительно просты в изготовлении, и данная технология позволяет широко экспериментировать с различными материалами и их комбинациями.

В настоящей работе изучались спектры отражения и пропускания структур на основе массива гетерогенных НП. Были исследованы три типа образцов с ферромагнитными переходами, образованными между чередующимися слоями Ni/Co, FeNi/Co и Ni/Fe.

## 1. Изготовление образцов

Массивы гетерогенных НП из Ni/Co, FeNi/Co и Ni/Fe были изготовлены методом матричного синтеза с использованием в качестве матриц трековых мембран производства ОИЯИ (Объединенный институт ядерных исследований, Дубна). Мембраны представляли собой пористые пленки полиэтилентерефталата толщиной  $12\ \mu\text{m}$  с диаметром пор  $100\ \text{nm}$  и плотностью пор  $1.2 \cdot 10^9\ \text{cm}^{-2}$ . НП синтезировались гальваническим методом путем заполнения пор металлами из раствора соответствующих солей. Электролиты, стабилизирующие добавки и режимы осаждения для каждого осаждаемого металла (или сплава) представлены в таблице.

Получение гетероструктурных НП проходило в несколько этапов. На первом этапе с одной стороны матрицы наносился сплошной медный слой толщиной  $4\ \mu\text{m}$ , который при электроосаждении играл роль контакта. Далее в поры матрицы проводилось электрохимическое осаждение металлов. Стоит отметить, что процесс проводился в потенциостатическом режиме с использованием анода, соответствующего осаждаемому металлу, а при осаждении FeNi использовался железный анод. Потенциалы осаждения приведены в таблице. Процесс осаждения контролировался по протекающему заряду. Такой способ позволял точнее контролировать длину и давал высокую воспроизводимость результатов.

В настоящей работе были синтезированы образцы с НП, состоящими из двух или из трех слоев различных металлов (и соответственно с одним или двумя контактами-гетеропереходами между ними). На этапе гальванического заполнения пор рост НП из чередующихся слоев металлов производился путем смены соответствующих электролитов в ячейке. При каждой

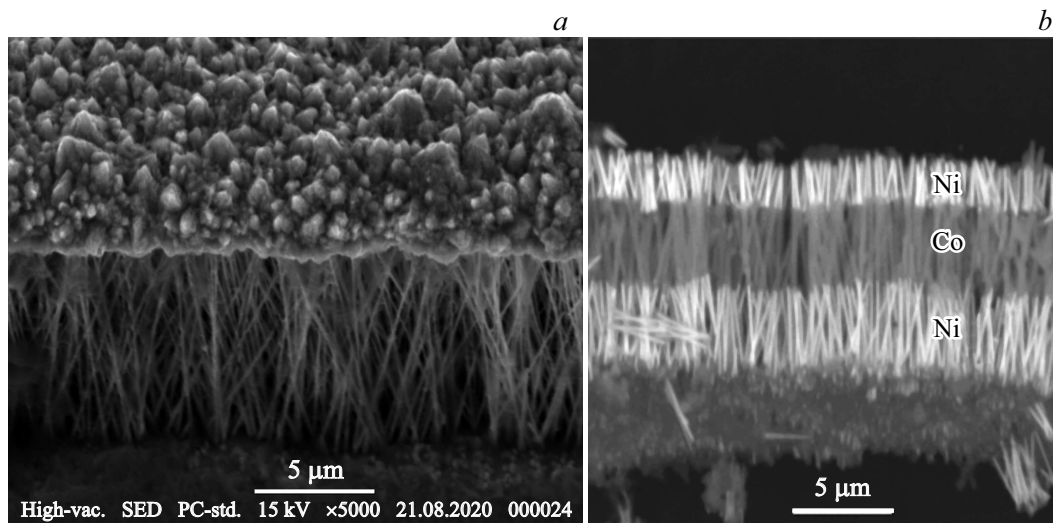


Рис. 1. СЭМ изображение массива НП (*a*) и СЭМ контраст НП из разных материалов (*b*).

смене перед переходом к стадии заполнения другим металлом производилась промывка дистиллированной водой. На последней стадии гальванического осаждения использовался медный электролит — поры заполнялись медью „до конца“, последующий рост приводил к образованию сплошного слоя меди на поверхности ростовой матрицы.

Целью следующего этапа было создание сети из проводящих полосок на обеих сторонах мембраны. Для этого использовались методы литографии: на обе металлизированные медью поверхности мембраны с НП наносились тонкие (0.7–1 нм) параллельные полосы из „защитного“ материала (резист, перманентный маркер). Зазоры между полосами также составляли около 1 нм. Отметим, что полосы на обеих сторонах матрицы наносились взаимно перпендикулярно. Последующее растворение меди (в растворе гидроксида аммония) приводило к локальному вытравливанию незащищенных областей. Результатом процесса было создание на поверхностях системы параллельных медных полосок, чередующихся с „открытыми“ областями. Такая схема обеспечивала частичную прозрачность образца — излучение могло проходить через „открытые“ (неметаллизированные) области. В то же время контактные полоски обеспечивали токоподвод к части НП (заключенных между полосками) в матрице. Характер расположения полосок — перпендикулярное направление на противоположных сторонах образца — обеспечивал увеличение эффективного электросопротивления за счет последовательного подключения в цепь пучков НП, расположенных между полосками меди.

Изготовленные образцы исследовались методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) с элементным анализом с помощью прибора JEOL JSM 6000 Plus с ускоряющим напряжением 15 кВ. Полученные изображения массивов НП представлены на рис. 1.

На рисунке видно, что почти все поры мембран заполнены металлом (рис. 1, *a*), а между разными металлами во всех НП наблюдаются четкие границы (рис. 1, *b*).

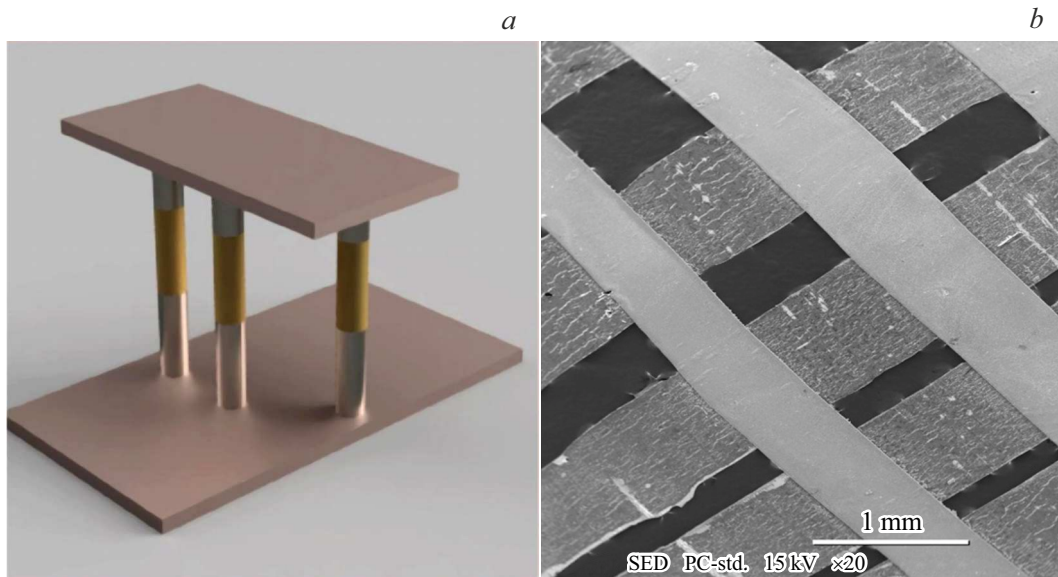
Схематическое изображение контактных полосок с НП между ними представлено на рис. 2, *a*, а СЭМ изображение системы контактных полос (после удаления полимерной матрицы) изображено на рис. 2, *b*.

## 2. Спектральный анализ

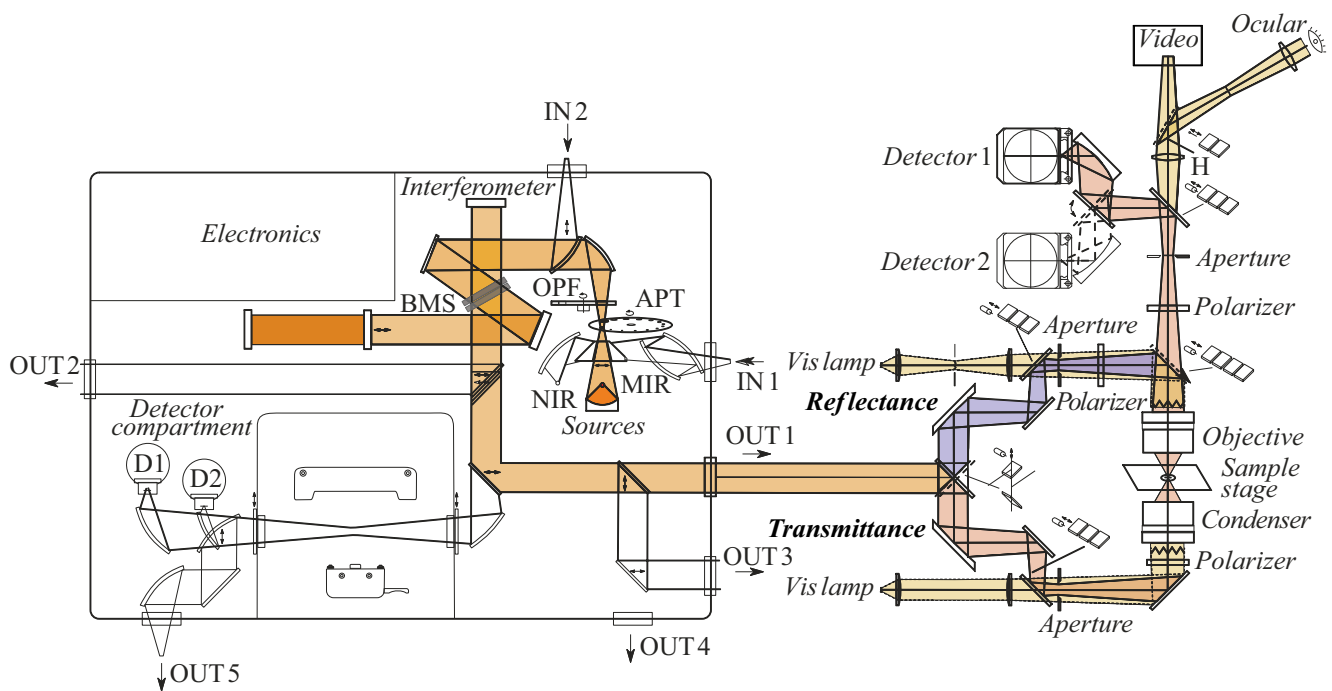
Синтезированные образцы (массивы НП с гетеропереводами и контактными полосками на поверхности матрицы) были исследованы методами спектрального анализа. Были получены спектры отражения и пропускания.

Измерения спектров проводились на ИК фурье-спектрометре Bruker Vertex 80v с микроскопом Hyperion 2000 в воздушной среде в диапазоне 15–250 ТГц. Схема экспериментального стенда представлена на рис. 3. В экспериментах измерялся спектр отраженного от мембраны с НП и прошедших сквозь нее сигналов. При измерениях тепловой источник ТГц-излучения MIR (Medium Infra Red), — глобар находился в корпусе спектрометра. Широкополосное излучение глобара подавалось в высокочастотный открытый резонатор, перестраиваемый по частоте. Это позволяло иметь на выходе спектрометра перестраиваемый по частоте сигнал, который через блок светофильтров шел на выход OUT 1, и из него — в микроскоп. Там он направлялся в ту или иную сторону подвижным зеркалом.

Так, при положении зеркала, показанного на рис. 3, пучок излучения от глобара с помощью микроскопа фокусировался на область образца с НП, не закрытую контактными полосками. Прошедший таким образом через образец сигнал регистрировался установленным в микроскоп Hyperion охлаждаемым азотом



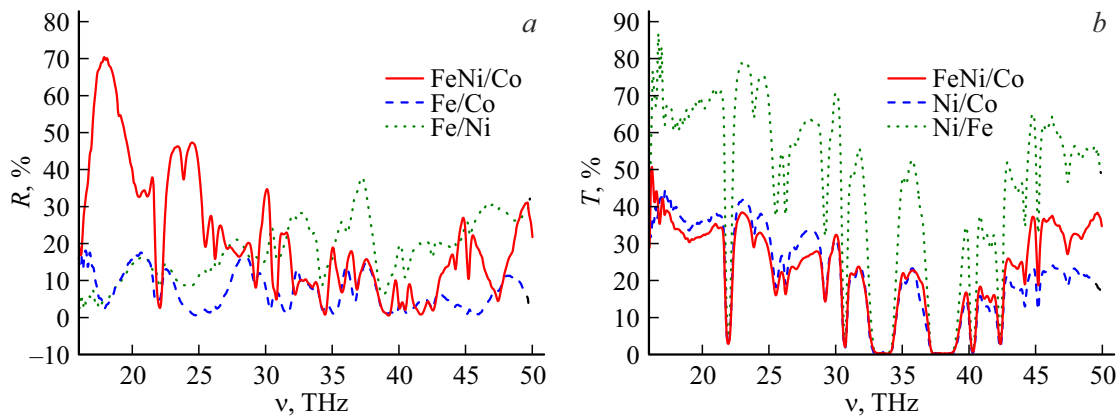
**Рис. 2.** Схематическое изображение НП (с тремя слоями различных металлов) между контактных полосок (а); СЭМ изображение системы контактных полосок (на двух сторонах исходной матрицы; на снимке матрица удалена) (b).



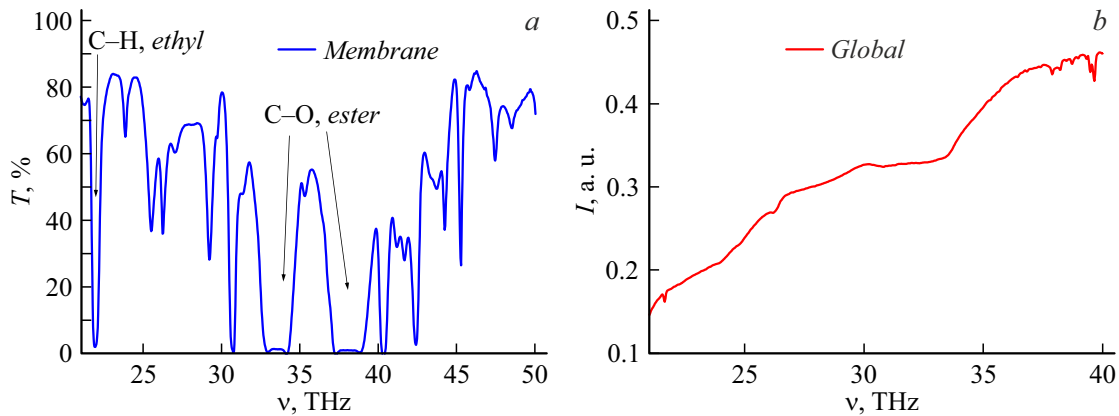
**Рис. 3.** Схема экспериментального стенда. Слева схема ИК-фурье спектрометр Bruker Vertex V80, справа схема подключенного к нему ИК-фурье микроскопа Huregion 2000. Оранжевая полоса (в онлайн версии) — оптический путь от источника THz-излучения глобара, встроенного в спектрометр (MIR), через образец Sample Stage до детекторов D1 или D2, установленных в микроскоп. Голубым цветом (в онлайн версии) выделена часть оптического пути при измерении спектра отраженного сигнала.

МСТ-детектором (Mercury Cadmium Telluride). Таким способом измерялся спектр прошедшего сигнала. Для измерения спектра отраженного сигнала зеркало поворачивалось, и луч, пройдя через объектив, падал на образец. Отраженное от поверхности образца излучение попадало на детектор. Так как длина НП составляла  $12\ \mu\text{m}$ , их диаметр —  $100\ \text{nm}$  и рассто-

яния между ними оценивались как десятки нанометров, для длин волн исследуемого спектра (десять и более микрон) массив НП может рассматриваться как метаматериал. Падающий сигнал разделяется на отраженный, прошедший и поглощенный, суммарная интенсивность которых равна интенсивности падающего сигнала.



**Рис. 4.** Спектры отражения (*a*) и пропускания (*b*) массивов НП с переходами NiFe/Co, Ni/Co и Ni/Fe, (введена поправка — деление на спектр излучения глобара).



**Рис. 5.** Спектр пропускания пористой мембраны, деленный на спектр глобара (*a*). Для сравнения приведен спектр излучения глобара (*b*).

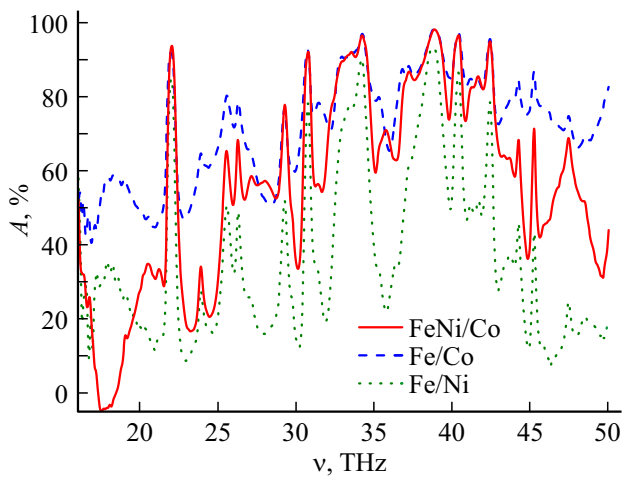
Исследовалось влияние материалов слоев НП на спектральные характеристики. Полученные результаты представлены на рис. 4: спектры  $R$  отраженного (*a*) и  $T$  прошедшего (*b*) сигналов для НП с переходами NiFe/Co, Ni/Co и Ni/Fe. Отметим, что полученные результаты корректировались на изменение условий измерения, на изменение спектра глобара и на влияние полимерной матрицы (см. ниже). Для корректировки изменения характеристик прибора во время измерений при каждом измерении спектра прошедшего через образец излучения затем измерялся также спектр излучения, прошедшего по тому же оптическому пути, но без образца. Затем спектр прошедшего через образец излучения делился на спектр излучения, прошедшего в отсутствие образца. Точно так же при измерении спектров излучения, отраженного от образца, эти спектры делились на спектр отражения от эталонного золотого зеркала, которое устанавливалось на место образца.

Как видно из рис. 4, отражательная способность поверхности зависит от материалов НП, что приводит к появлению большого числа характеристических линий даже в том диапазоне (16–40 ТГц), где спектр глобара

сравнительно монотонный (рис. 5, *b*). Монотонность спектра источника исключает образование паразитных пиков в спектрах образцов в результате деления на этот спектр, которые могли бы образовываться, если бы спектр источника имел минимумы, близкие к нулю.

Для учета влияния полимерной матрицы был получен спектр пропускания мембраны без НП (рис. 5, *a*). Как видно из рисунка, большая часть излучения проходит сквозь мембрану. Спектр пропускания мембраны достаточно немонотонный, и имеет полосы поглощения, которые соответствуют колебаниям разных химических групп. Наиболее сильное поглощение дают эфирные С–О-группы. В целом спектр практически совпадает с известным спектром пропускания материала мембраны (полиэтилентерефталата) [29].

Сравнение спектров, представленных на рис. 4, *b* и *a*, показывает, что НП заметно влияют на спектр сигнала, прошедшего через мембрану. Для более четкого выявления этого влияния необходимо удалить ростовую полимерную мембрану — авторы предполагают сделать это в дальнейших исследованиях.



**Рис. 6.** Спектры поглощения образцов, деленные на спектр излучения глобара.

Спектры поглощения мембраны с НП, определенные вычитанием суммы спектров пропускания и отражения из спектра излучения глобара, показаны на рис. 6.

Анализ спектров показывает, что, несмотря на сходство в положениях пиков для различных НП, имеются различия в величине этих пиков. Эти особенности связаны с различием материалов НП. Сильнее всего поглощает образец с Fe/Co НП (50–80% от интенсивности источника), меньшее поглощение наблюдается в FeNi/Co НП и еще меньше в образцах Fe/Ni. При этом у последнего материала проволоки пики поглощения наиболее высокие и острые (10–90% от интенсивности источника). Интересный результат получен для проволок из FeNi/Co: в диапазоне 17–19 THz для них наблюдается отрицательное поглощение.

Известно, что сумма сигналов (прошедшего, отраженного и поглощенного) должна быть равна мощности падающего излучения для всех частот спектра. Однако в случае, когда образец является оптически активной средой, возможно перераспределение (перекачка) мощности по частотам так, что на некоторых частотных диапазонах наблюдается нарушение этого равенства. При этом сам образец излучает на определенных частотах, и поглощение на них становится отрицательным. Полученный результат позволяет предположить, что данный образец может быть оптически активным в указанном частотном интервале.

### 3. Теоретическое обсуждение

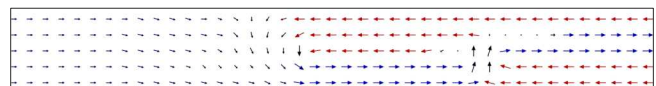
Мы полагаем, что в исследуемых метаматериалах возможна реализация механизма обратного лазерного эффекта в THz-диапазоне на основе спин-флип переходов [15,16], который может быть использован для создания детектора THz-излучения, работающего при

комнатной температуре. Однако при однородной намагниченности ферромагнитной среды матричный элемент для оператора спин-флип перехода получается равным нулю [30]. Поэтому для реализации упомянутого механизма взаимодействия электронов с THz-излучением либо константа обменного взаимодействия должна быть тензором по спиновым индексам [30], либо намагниченность среды должна быть неоднородной [31]. Во втором случае спиновые части волновых функций электронов проводимости имеют более сложный вид, чем при однородной намагниченности среды, что приводит к тому, что матричный элемент спин-флип перехода не равен нулю. Таким образом, возможна генерация и поглощение THz-излучения на спин-флип переходах. Для проверки этой гипотезы представляет интерес изучение магнитного строения НП.

Магнитное строение проволок было рассчитано методом микромагнетизма с помощью программы OOMMF [32]. НП в расчетах представляла собой цилиндр длиной  $10 \mu\text{m}$  и диаметром  $100 \text{ nm}$ . Он разбивался на кубические ячейки счета с ребром куба  $10 \text{ nm}$ . Для половины длины цилиндра задавались магнитные параметры одного материала, для второй половины — другого. Начальное распределение намагниченности задавалось случайным. Результат расчета для проволок Co/NiFe показан на рис. 7. Видно, что вблизи границы двух материалов магнитное строение неоднородно.

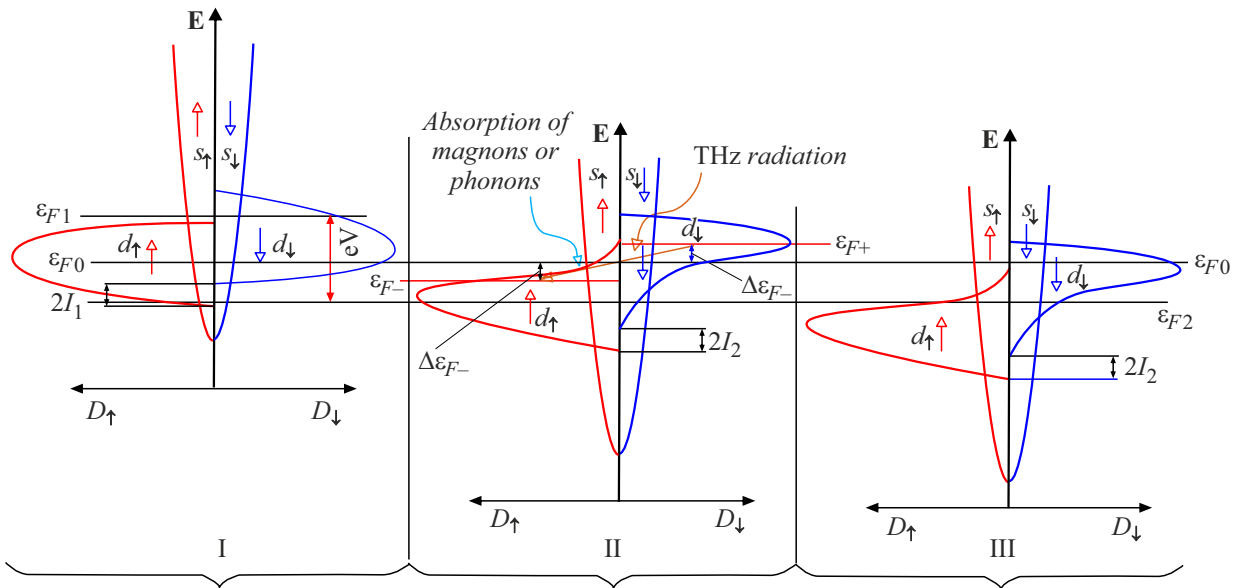
Рассмотрим для начала механизм генерации THz-излучения на спин-флип переходах. Поскольку на границе двух металлов для системы связанных электронов имеется неоднородное распределение намагниченности, оно будет приводить к тому, что при пропускании спин-поляризованного тока из одного металла (инжектора) в другой (рабочую область) через эту границу спины инжектированных электронов не параллельны намагниченности в рабочей области, куда они попадают, что стимулирует излучательные переходы электронов из верхней спиновой подзоны в нижнюю.

Для определенности рассмотрим магнитный переход никель–железо (рис. 8). У никеля на уровне Ферми гораздо больше электронов со спином вниз, чем вверх, поскольку  $d$ -зона для электронов со спином вверх находится по энергии полностью ниже уровня Ферми, а для электронов со спином вниз уровень Ферми почти совпадает с максимумом плотности состояний. У железа же концентрации электронов с обеими проекциями спина на уровне Ферми примерно равны. При контакте материалов происходит диффузия электронов из одного в другой. Предположим для начала, что спин не релаксирует (хотя, разумеется, есть каналы релаксации



**Рис. 7.** Магнитное строение проволок Co/NiFe, рассчитанное методом микромагнетизма.





**Рис. 8.** Схема энергетических электронных зон и квазиуровней Ферми: I — в первом ферромагнетике (Ni), II — для неравновесных электронов во втором ферромагнетике (Fe), III — для равновесных электронов во втором ферромагнетике.

путем поглощения фононов или магнонов, но ими пока пренебрежем). Тогда в железе будут накапливаться избыточные электроны со спином вниз, и распределение электронов станет неравновесным. Неравновесные электроны имеют соответствующие им неравновесные квазиуровни Ферми  $\epsilon_{F+}$  и  $\epsilon_{F-}$ , отсчитываемые от дна нижней спиновой подзоны. В неравновесных условиях возможны излучательные электронные переходы из занятых состояний, расположенных ниже квазиуровня Ферми  $\epsilon_{F+}$  для минорной спиновой подзоны, в свободные электронные состояния, расположенные выше квазиуровня Ферми  $\epsilon_{F-}$  для мажорной спиновой подзоны. Для того чтобы система оставалась неравновесной, необходимо, чтобы на нее было подано напряжение  $V$ . Если квазиуровень Ферми  $\epsilon_{F+}$  смещен относительно равновесного значения уровня Ферми рабочей области на величину  $\Delta\epsilon_{F+} = \epsilon_{F+} - (\epsilon_{F0+} - eV/2)$ , а квазиуровень Ферми  $\epsilon_{F-}$  на величину  $\Delta\epsilon_{F-} = (\epsilon_{F0-} - eV/2) - \epsilon_{F-}$ , то максимальную частоту излучения можно также представить в виде суммы величин  $\Delta\epsilon_{F+}$  и  $\Delta\epsilon_{F-}$ , деленной на постоянную Планка:

$$\nu \equiv \frac{\Delta\epsilon_{F+} + \Delta\epsilon_{F-}}{2\pi\hbar} = \frac{|\epsilon_{F+} - \epsilon_{F0+}| + |\epsilon_{F-} - \epsilon_{F0-}|}{2\pi\hbar}. \quad (1)$$

Мы ввели здесь знаки модуля, чтобы эта формула соответствовала любому знаку  $\Delta P$ . Максимальная частота в общем случае может соответствовать и непрямому излучательному переходу (с участием третьей частицы, например, фонона, магнона и т. д.). Формула (1) записана при условии, что частота третьей частицы пренебрежимо мала. В общем случае в этом выражении из  $\nu$  необходимо вычесть частоту третьей частицы,  $\nu_{F,m}$ , поскольку часть энергии расходуется на рождение третьей

частицы. Отметим также, что если  $\Delta\epsilon_{F+} + \Delta\epsilon_{F-} \geq 2I_2$ , то возможны и прямые излучательные переходы.

Значения квазиуровней подзон зависят от неравновесной спиновой поляризации и энергетического обменного расщепления ( $I_2$ ):

$$\epsilon_{F+} = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3} \left[ \left( \frac{1 - P_2 + |\Delta P|}{2} \right)^{2/3} \right] + 2I_2, \quad (2a)$$

$$\epsilon_{F-} = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3} \left[ \left( \frac{1 + P_2 - |\Delta P|}{2} \right)^{2/3} \right], \quad (2b)$$

где было использовано предположение, что на один электрон приходится фазовый объем  $(2\pi\hbar)^3$  и количество электронов с одним направлением спина  $n_{-,+} = n(1 \pm P)/2$  равно объему деленной на  $(2\pi\hbar)^3$  сферы с радиусом, равным импульсу Ферми.

Далее более удобно выразить изменение квазиуровней через равновесное значение ( $P_2$ ) и неравновесную добавку ( $\Delta P$ ) следующим образом:

$$\begin{aligned} \epsilon_{F+} - \epsilon_{0F+} &= \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3} \left( \left( \frac{1 - P_2 - \Delta P}{2} \right)^{2/3} \right. \\ &\quad \left. - \left( \frac{1 - P_2}{2} \right)^{2/3} \right), \end{aligned} \quad (3a)$$

$$\begin{aligned} \epsilon_{F-} - \epsilon_{0F-} &= \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3} \left( \left( \frac{1 + P_2}{2} \right)^{2/3} \right. \\ &\quad \left. - \left( \frac{1 + P_2 + \Delta P}{2} \right)^{2/3} \right). \end{aligned} \quad (3b)$$

В формулах (3a) и (3b) знак изменений квазиуровней зависит от знака неравновесной спиновой добавки и может быть как положительным, так и отрицательным. По этой причине в формуле (1) для частоты излучения был введен знак модуля, чтобы они соответствовали любому знаку  $\Delta P$ .

Рассчитаем частоту для перехода Ni/Fe. Равновесная спиновая поляризация Ni равна 0.6, железа — 0.4. Таким образом, максимальная неравновесная добавка  $\Delta P$  к поляризации для каждого из металлов примерно равна 0.2. Максимальная частота, рассчитанная по формуле (1), соответствующая этой неравновесной добавке, получается 20 THz. В эксперименте максимум люминесценции приходится на частоту 14 THz. Из формулы (1) следует, что неравновесная добавка  $\Delta P$  в этом случае близка к максимальной и равна 0.15.

Теперь можно рассмотреть поглощение THz-излучения. В этом случае возможен обратный эффект по отношению к генерации излучения, который можно сформулировать следующим образом. Присутствие внешнего излучения включает механизм спиновой релаксации, и на частоте, соответствующей разности квазиуровней Ферми, возникает пик поглощения. При этом за счет накопления заряда вследствие диффузии электронов возникает напряжение на внешних контактах образца. Измеряя это напряжение, можно детектировать THz-излучение.

Таким образом, найденные различия в величине пиков поглощения и другие особенности в спектрах, свойственные конкретным материалам НП, можно объяснить обратным лазерным эффектом на спин-флип переходах в присутствии THz-излучения. Возможен и прямой лазерный эффект при накачке на более высоких частотах, чем можно объяснить отрицательное поглощение для проволок из FeNi/Co. Магнитная структура проволок в основном однородная за исключением области их контакта.

## Заключение

Исследованы спектры пропускания и отражения двухкомпонентных НП из ферромагнитных металлов в полимерной мембране в диапазоне частот 16–50 THz. На основе экспериментальных данных рассчитаны их спектры поглощения, в которых обнаружено, что амплитуда и положение спектральных линий зависят от комбинации металлов в НП.

Особенности в наблюдаемых спектрах можно объяснить накоплением неравновесного спина за счет диффузии электронов через границу между двумя разными ферромагнитными металлами и спиновой релаксацией, стимулируемая внешним THz-излучением. При этом должно возникать напряжение на внешних контактах образца, что позволяет детектировать THz-излучение.

Помимо этого, для НП из FeNi/Co: в диапазоне 17–19 THz обнаружено отрицательное поглощение, ко-

торое можно объяснить лазерным эффектом на спин-флип переходах при накачке на более высоких частотах, который можно использовать для создания источника THz-излучения.

## Благодарности

Получение образцов, нанесение контактов и микроскопия выполнены в рамках Госзадания ФНИЦ „Кристаллография и фотоника“ РАН. Авторы благодарят П.Ю. Апеля (ОИЯИ, Дубна) за предоставление трековых мембран.

## Финансирование работы

Работа в ИПТМ РАН выполнена при поддержке Государственного задания № 075-00355-21-00, в ИРЭ РАН — Государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН и частичном финансировании грантом РФФИ № 20-07-00349 А.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] S. Wang, X.-C. Zhang. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **37**, R1 (2004). DOI: 10.1088/0022-3727/37/4/R01
- [2] Q. Sun, Y. He, K. Liu, S. Fan, E.P.J. Parrott, E. Pickwell-MacPherson. *Quant Imaging Med. Surg.*, **7** (3), 345 (2017). DOI: 10.21037/qims.2017.06.02
- [3] P. Siegel. *IEEE Trans. On Microwave Techniq.*, **52** (10), 2438 (2004). DOI: 10.1109/TMTT.2004.835916
- [4] S. Molinari, A. Noriega-Crespo. *Astronomical J.*, **123**, 2010 (2002). DOI: 10.1086/339180
- [5] L.L. Leeuw, T.G. Hawarden, H.E. Matthews, E.I. Robson, A. Eckart. *Astrophysical J.*, **565**, 131 (2002). DOI: 10.1086/324494
- [6] S.W. Smye, J.M. Chamberlain, A.J. Fitzgerald, E. Berry. *Phys. Med. Biol.*, **46**, R101 (2001).
- [7] A.J. Huber, F. Keilmann, J. Wittborn, J. Aizpurua, R. Hillenbrand. *Nano Lett.*, **8** (11), 3766 (2008). DOI: 10.1021/nl802086x
- [8] A. Redo-Sanchez, B. Heshmat, A. Aghasi, S. Naqvi, M. Zhang, J. Romberg, R. Raskar. *Nat. Commun.*, **7**, 12665 (2016). DOI: 10.1038/ncomms12665
- [9] R. Piesiewicz, M. Jacob, M. Koch, J. Schoebel, T. Kürner. *IEEE J. Selected Topics in Quant. Electron.*, **14** (2), 421 (2008). DOI: 10.1109/JSTQE.2007.910984
- [10] R. Filip. *Phys. Rev. A*, **77**, 022310 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevA.77.022310
- [11] P. Papanastasiou, C. Ottaviani, S. Pirandola. *Phys. Rev. A*, **98**, 032314 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevA.98.032314
- [12] C. Ottaviani, M.J. Woolley, M. Erementchouk, J.F. Federici, P. Mazumder, S. Pirandola, C. Weedbrook. *IEEE J. Selected Areas Commun.*, **38** (3), 483 (2020). DOI: 10.1109/JSAC.2020.2968973



- [13] Z. Wang, R. Malaney, J. Green. Conference: ICC 2019 — 2019 IEEE Intern. Conf. Commun. (2019). DOI: 10.1109/ICC.2019.8761168
- [14] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Э.М. Эпштейн, Р. Дж. Эллиотт. Радиотехника и электроника, **48** (9), 1030 (2003). [Yu.V. Gulyaev, P.E. Zil'berman, E.M. Epshtein, R.J. Elliott. J. Commun. Technol. Electron., **48**, 942 (2003).]
- [15] A.M. Kadigrobov, Z. Ivanov, T. Claeson, R. Shekhter. Europhys. Lett., **67**, 948 (2004). DOI: 10.1209/epl/i2004-10159-8
- [16] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, А.И. Крикунов, А.И. Панас, Э.М. Эпштейн. Письма в ЖЭТФ, **85** (3), 192 (2007). [Yu.V. Gulyaev, P.E. Zil'berman, A.I. Krikunov, A.I. Panas, E.M. Epshtein. JETP Lett., **85**, 160 (2007). DOI: 10.1134/S002136400703006X]
- [17] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, И.В. Маликов, Г.М. Михайлов, А.И. Панас, С.Г. Чигарев, Э.М. Эпштейн. Письма в ЖЭТФ, **93** (5), 289 (2011). [Yu.V. Gulyaev, P.E. Zil'berman, I.V. Malikov, G.M. Mikhailov. JETP Lett., **93**, 259 (2011). DOI: 10.1134/S0021364011050055]
- [18] V. Korenivskii, A. Iovan, A. Kadigrobov, R.I. Shekhter. Europhys. Lett., **104**, 27011 (2013). DOI: 10.1209/0295-5075/104/27011
- [19] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, А.И. Панас, Э.М. Эпштейн, С.Г. Чигарев. Патент РФ № 2464683. Бюл. № 29, 20.10.2012.
- [20] Е.А. Вилков, Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, А.И. Панас, С.Г. Чигарев, И.В. Маликов, Г.М. Михайлов, А.В. Черных. Патент РФ № 2688096. Бюл. № 30, 20.05.2019.
- [21] Е.А. Вилков, Г.М. Михайлов, С.Г. Чигарев, Ю.В. Гуляев, В.Н. Корневский, С.А. Никитов, А.Н. Славин. Радиотехника и электроника, **61** (9), 844 DOI: 10.7868/S0033849416090138 [E.A. Vilkov, G.M. Mikhailov, S.G. Chigarev, Yu.V. Gulyaev, V.N. Korenivskii, S.A. Nikitov, A.N. Slavin. J. Commun. Technol. Electron., **61**, 995 (2016). DOI: 10.1134/S1064226916090138]
- [22] Е.А. Вилков, Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, И.В. Маликов, Г.М. Михайлов, А.И. Панас, А.В. Черных, С.Г. Чигарев. Радиотехника и электроника, **60** (9), 992 (2015). DOI: 10.7868/S0033849415090119 [E.A. Vilkov, Yu.V. Gulyaev, P.E. Zil'berman, I.V. Malikov, G.M. Mikhailov, A.I. Panas, A.V. Chernykh, S.G. Chigarev. J. Commun. Technol. Electron., **60**, 1044 (2015). DOI: 10.1134/S1064226915090119]
- [23] P.A. Belov, R. Marque's, S.I. Maslovski, I.S. Nefedov, M. Silveirinha, C.R. Simovski, S.A. Tretyakov. Phys. Rev. B, **67**, 113103 (2003). DOI: 10.1103/PhysRev.67.113103
- [24] B.D.F. Casse, W.T. Lu, Y.J. Huang, E. Gultepe, L. Menon, S. Sridhara. Appl. Phys. Lett., **96**, 023114 (2010). DOI: 10.1063/1.3291677
- [25] A. Tuniz, K.J. Kaltenecker, B.M. Fischer, M. Walther, S.C. Fleming, A. Argyros, B.T. Kuhlmei, Nature Commun., **4**, 2706 (2013). DOI: 10.1038/ncomms3706
- [26] W. Ping, X. Wen, L. Longlong, Z. Chao. Rare Metal Mater. Engineer., **44** (12), 3014 (2015). DOI: 10.1016/s1875-5372(16)60041-3
- [27] А.С. Шаталов, Д.Л. Загорский, С.Г. Чигарев, И.Н. Дюжиков. Патент № 2715892. Бюлл. „Изобретения. Полезные модели“, 2020, № 7.
- [28] Ю.В. Гуляев, С.Г. Чигарев, А.И. Панас, Е.А. Вилков, Н.А. Максимов, Д.Л. Загорский, А.С. Шаталов. Письма в ЖТФ, **45** (6), 27 (2019). DOI: 10.21883/PJTF.2019.06.47495.17641 [Yu.V. Gulyaev, S.G. Chigarev, A.I. Panas, E.A. Vilkov, D.L. Zagorskiy, A.S. Shatalov. Tech. Phys. Lett., **45**, 271 (2019). DOI: 10.1134/S1063785019030271]
- [29] A.A. El-Saftawy, A. Elfalaky, M.S. Ragheb, S.G. Zakhary. Radiation Phys. Chem., **102**, 96 (2014). DOI: 10.1016/j.radphyschem.2014.04.025
- [30] Е.А. Вилков, Г.М. Михайлов, С.А. Никитов, А.Р. Сафин, М.В. Логунов, В.Н. Корневский, С.Г. Чигарев, Л.А. Фомин. ФТТ, **61** (6), 1021 (2019) DOI: 10.21883/FTT.2019.06.47674.279 [E.A. Vilkov, G.M. Mikhailov, S.A. Nikitov, A.R. Safin, M.V. Logunov, V.N. Korenivskii, S.G. Chigarev, L.A. Fomin. Phys. Solid State, **61** (6), 941 (2019). DOI: 10.1134/S1063783419060283]
- [31] Е.А. Караштин. Письма в ЖЭТФ, **112** (2), 121 (2020) DOI: 10.31857/S1234567820140116 [E.A. Karashtin. JETP Lett., **112**, 122 (2020). DOI: 10.1134/S0021364020140106]
- [32] [Электронный ресурс] Режим доступа: <https://math.nist.gov/oommf/> Last updated: September 30, 2021.