

12,13

Оптические свойства многослойных систем Nb–FeNi

© Н.К. Масракова^{1,2}, Ф.А. Пудонин¹, И.А. Шерстнев¹, А.П. Болтаев¹, Д.С. Косцов¹

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
Москва, Россия

² Университет науки и технологий МИСИС,
Москва, Россия

E-mail: shersntevia@lebedev.ru

Поступила в Редакцию 9 июня 2025 г.

В окончательной редакции 9 июня 2025 г.

Принята к печати 10 июня 2025 г.

Исследовались оптические свойства пятислойной структуры Nb–FeNi–Nb–FeNi–Nb с различными толщинами слоев FeNi и Nb, выращенных в геометрии эффекта Штерна–Герлаха. Была обнаружена нелинейная зависимость диэлектрической проницаемости от толщины Nb, которую можно связать с поведением обменного взаимодействия между слоями FeNi. Также в этих структурах обнаружен эффект оптической невзаимности, величина которого сильно зависела как от толщины магнитных слоев FeNi, так и от расстояния между слоями FeNi. Обнаружено, что в исследуемых системах Nb–FeNi могут существовать две ориентации однонаправленной оси анизотропии: одна для слоев FeNi и другая для Nb. Определены наиболее перспективные параметры периодических структур Nb–FeNi для исследований оптических свойств.

Ключевые слова: тонкая пленка, островковая пленка, эффект Штерна–Герлаха, диэлектрическая проницаемость, невзаимность, анизотропия.

DOI: 10.61011/FTT.2025.06.60953.163-25

1. Введение

В настоящее время интенсивно исследуются системы сверхпроводник–ферромагнетик [1,2]. Множество работ посвящено изучению влияния магнитного поля на зарождение сверхпроводимости. Такой интерес связан, в частности, с возможностью использования таких систем в качестве ключевого элемента нейросетевых и квантовых вычислений. Также большой интерес представляют многослойные системы, состоящие из периодически чередующихся тонких слоев сверхпроводящего (S) и несверхпроводящего (N) материала — (S–N). Такой интерес связан с возможностью повышения температуры сверхпроводящего перехода T_C обычных (низкотемпературных) сверхпроводников. Еще в 80-х годах прошлого века было обнаружено незначительное повышение T_C в тонких пленках низкотемпературных сверхпроводников в зависимости от толщины полуметаллических слоев (защитного покрытия сверхпроводящей пленки), нанесенных поверх сверхпроводящих слоев [3,4]. Такое поведение T_C было объяснено осцилляцией граничных условий на границе сверхпроводник–покрытие [5]. Кроме того, тогда же было обнаружено повышение T_C в микронных кристаллических частицах Sn, содержащих двойники [6]. В теоретической работе [7] было показано, что в многослойных сверхпроводящих структурах в которых чередуются сверхпроводящие слои и тонкие слои из несверхпроводящих материалов, играющие роль двойников, T_C сверхпроводника может изменяться. Там же была показана эквивалентность тонкого слоя

несверхпроводящего материала (названного „плоский дефект“) и двойника. При этом толщина таких „плоских дефектов“ и расстояние между ними должны определяться экспериментально. Ранее экспериментально в системах S–N со слоями Nb и сверхтонкими слоями Si или SiO₂ (порядка 1 nm) было обнаружено существенное влияние структурных параметров (S–N) на поведение T_C : наблюдались осцилляции T_C (амплитудой порядка 1 K) в зависимости от толщины несверхпроводящих слоев [8]. Мы полагаем, что представляют интерес исследования таких многослойных систем, в которых в качестве „плоских дефектов“ выступают тонкие ферромагнитные или диамагнитные металлические слои. Поскольку ни толщина и материал слоев, имитирующих плоские дефекты, ни расстояние между ними заранее не известны, то в качестве первых шагов в настоящей работе предлагается сначала исследовать оптические свойства многослойных систем Nb–FeNi, в которых изменяются как толщина слоев FeNi, так и расстояние между ними. Предполагается использовать как nanoостровковые, так и тонкие сплошные слои FeNi. Отметим, что nanoостровковые слои FeNi могут находиться в суперпарамагнитном, суперферромагнитном и ферромагнитном состояниях в зависимости от размеров nanoостровков и расстояния между ними. Поэтому можно ожидать различия в поведении оптических свойств в зависимости от магнитного состояния nanoостровковых слоев, т.е. от эффективной толщины островковых слоев. Кроме того, поскольку все исследуемые структуры будут выращиваться методом RF-распыления в присутствии неод-

нородного магнитного поля (т.е. выполняются условия наблюдения эффекта Штерна–Герлаха), то полученные многослойные структуры могут обладать оптической и магнитной однонаправленной анизотропией [9], которая также может влиять на свойства сверхпроводящих систем. В настоящей работе будут представлены результаты исследования оптических свойств пятислойных систем Nb(d_1)–FeNi–Nb(d_2)–FeNi–Nb(d_1) в которых будут изменяться толщины как слоев Nb (d_1 и d_2), так и слоев FeNi. В этих структурах предполагается исследовать диэлектрическую проницаемость ϵ ($\text{Re } \epsilon$) и эффект оптической невзаимности $\Delta\omega$, который определяет оптическую анизотропию структур. Также в дальнейшем планируется изучить особенности магнитных свойств и латеральной проводимости в данных системах. В результате исследований оптических свойств систем Nb–FeNi будут выбраны структуры с „особенностями“ оптических параметров. Затем, в дальнейшем будут исследованы сверхпроводящие свойства этих структур и установлена связь между особенностями оптических и сверхпроводящих свойств. Также планируется выяснить, какие именно оптические и магнитные свойства структур приводят к особенностям сверхпроводящих свойств многослойных систем Nb–FeNi.

2. Исследуемые структуры

Исследуемые в настоящей работе структуры выращивались методом RF-распыления. Более подробно технология выращивания описана, например, в [9–11]. Было выращено две серии образцов на полированных керамических подложках ситала (рутиловая фаза TiO₂ [12]). В первой серии выращивались структуры с переменной толщиной Nb(d_2) и постоянной эффективной толщиной слоя FeNi (1 nm), т.е. в этой серии изменялось расстояние d_2 между магнитными слоями FeNi. Толщина d_2 изменялась от 0.5 до 4.0 nm с шагом 0.5 nm. В структурах данной серии суммарная толщина слоев Nb была постоянной и равной 15 nm. Это значит, что при изменении расстояния между слоями FeNi (т.е. толщины слоя Nb d_2) толщины оставшихся двух слоев Nb (d_1) также изменялись, так чтобы сохранить суммарную толщину Nb: $d = 2d_1 + d_2 = 15$ nm. Отметим, что ранее нами уже был найден перколяционный порог для пленок FeNi, выращенных данным методом ($d^* \approx 1.8$ nm [13]), т.е. слои FeNi в данной серии были островковыми. Во второй серии изменялась толщина слоев FeNi (от 0.8 до 2.2 nm с шагом 0.2 nm) при неизменном расстоянии между ними (слой Nb толщиной $d_2 \approx 1$ nm). Толщина d_1 слоев Nb составляла 7 nm. Толщина всех слоев в структурах являлась эффективной. Эффективная толщина слоев определялась по времени напыления при известных скоростях осаждения пленки. Изучение поперечных сечений и рентгеновские исследования свидетельствуют, что такой способ напыления действительно позволяет контролируемым образом выращивать многослойные структуры с

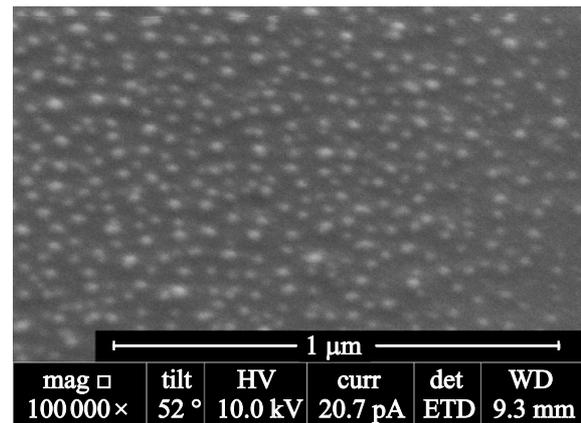


Рис. 1. Типичный вид островковой пленки FeNi на ситаловой подложке [10].

заданными толщинами [14]. Для примера, на рис. 1 приведено типичное изображение островкового слоя FeNi, полученное с помощью электронного микроскопа [10].

3. Методы исследований

Для исследования диэлектрической проницаемости структур использовался метод лазерной эллипсомеррии (с длиной волны 650 nm). В этом методе для каждой структуры измеряются эллипсометрические параметры $\Delta(\lambda)$ и $\Psi(\lambda)$, которые зависят от параметров структуры, длины волны падающего света λ и комплексного коэффициента преломления N [15]. Из найденных значений $\Delta(\lambda)$ и $\Psi(\lambda)$ вычислялась действительная часть диэлектрической проницаемости $\text{Re } \epsilon$. Для расчета использовалась модель эффективной среды, то есть, многослойная структура заменялась одиночным слоем с толщиной равной суммарной толщине всей структуры с эффективным значением $\text{Re } \epsilon$. Данная модель адекватно описывает реакцию структуры в целом на внешнее оптическое возбуждение. В данной модели автоматически учтены все взаимодействия между слоями. В результате находились зависимости $\text{Re } \epsilon$ от расстояния d_2 между магнитными слоями FeNi и от толщины d слоев FeNi.

Также в настоящей работе исследовался эффект оптической невзаимности, поскольку этот эффект возникает в металлических структурах, полученных методом RF-распыления в установке со встроенным конструктивно неоднородным магнитным полем. Вообще, эффект оптической невзаимности наблюдается в системах, в которых отсутствует симметрия по отношению к обращению времени. Он проявляется, например, при исследовании отражения поляризованного света от образца, т.е. он наблюдается, когда коэффициент отражения света R от структуры отличается от R этой же структуры, если источник и приемник излучения меняются местами. Иногда проще поворачивать образец на 180° вместо

того, чтобы менять местами источник и приемник излучения. Для более прецизионных исследований эффекта невзаимности вместо изучения изменения коэффициента оптического отражения R исследуют изменение угла поворота плоскости поляризации поляризованного света $\Delta\omega$ при повороте образца на 180° . В настоящей работе, как и в [16], изучается изменение угла поворота плоскости поляризации при отражении от структуры p -поляризованного света при повороте образца вокруг своей оси — тем самым получается зависимость угла поворота плоскости поляризации ω от угла поворота образца ϕ . Для измерений образец закреплялся в некотором одинаковом для всех структур положении на специальном гониометре, с помощью которого можно было поворачивать структуру вокруг своей оси на 360° . P -поляризованный свет падал на структуру под углом 70° , и измерялся угол поворота плоскости поляризации $\omega_1(\phi)$ p -поляризованного света, отраженного от образца. Если $\Delta\omega = \omega_1(\phi) - \omega_2(\phi + 180^\circ) \neq 0$, то имеет место эффект оптической невзаимности. Начальное положение образца на гониометре выбиралось одним и тем же для всех серий структур.

4. Результаты исследований

На рис. 2 приведены зависимости эффективной диэлектрической проницаемости $\text{Re } \varepsilon$ от толщины слоя Nb d_2 . Видно, что имеет место нелинейная зависимость $\text{Re } \varepsilon$ от толщины d_2 разделяющего слоя Nb. Можно заметить, что исследуемые структуры похожи на структуры с гигантским магнетосопротивлением (ГМС). Фактически у нас присутствуют, как и в случае структур с ГМС, два магнитных слоя (это слои FeNi), разделенные немагнитным слоем Nb. Известно [17], что в структурах с ГМС наблюдается нелинейная (осцилляционная) зависимость сопротивления от толщины немагнитной металлической прослойки. Так, в структурах Co—Cu—Co наблюдалась осцилляционная зависимость обменного взаимодействия (сопротивления) от толщины

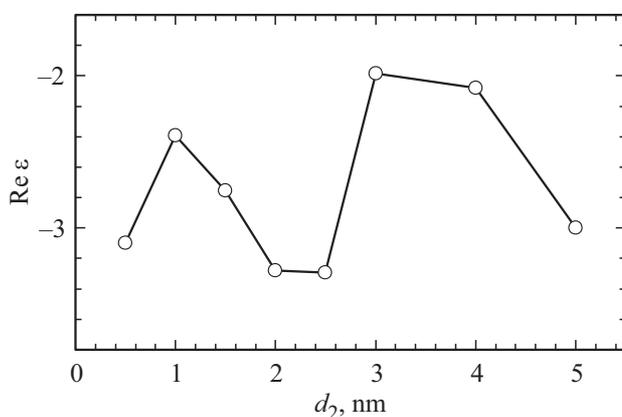


Рис. 2. Зависимость эффективной диэлектрической проницаемости исследованных структур от толщины слоя Nb d_2 .

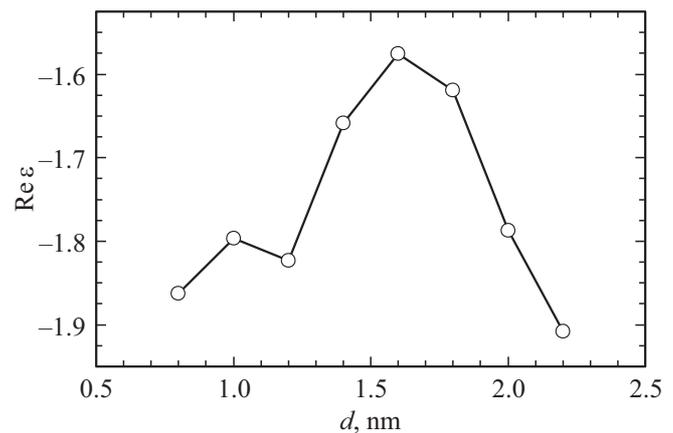


Рис. 3. Зависимость эффективной диэлектрической проницаемости исследованных структур от толщины слоев FeNi.

слоя Cu с периодом около 1 nm. С другой стороны, ранее, для тонких слоев Nb было обнаружено [18], что характер поведения зависимости DC-сопротивления и оптической проводимости (которая определяется, как $\sigma = \nu \text{Im } \varepsilon / 4\pi$, где ν — частота света) от толщины пленки повторяет зависимость $\varepsilon(d)$. Поэтому обнаруженную зависимость $\text{Re } \varepsilon$ от толщины Nb можно связать с поведением обменного взаимодействия между слоями FeNi. Можно видеть, что для всех образцов этой серии структур $\text{Re } \varepsilon < 0$, что свидетельствует о металлическом характере их проводимости.

На рис. 3 представлена зависимость эффективной диэлектрической проницаемости $\text{Re } \varepsilon$ от толщины слоев FeNi при постоянных толщинах слоев Nb $d_1 = 7$ nm и $d_2 = 1.0$ nm. Здесь также $\text{Re } \varepsilon$ рассчитывалась по модели эффективной среды. Видно, что $\text{Re } \varepsilon$ слабо зависит от толщины слоя FeNi (плоского дефекта). Заметим, что и в этом случае $\text{Re } \varepsilon < 0$ для всех структур, что свидетельствует о металлическом характере оптического отклика исследуемых структур. Важной особенностью полученных зависимостей для $\text{Re } \varepsilon$ являлось отсутствие латеральной анизотропии, т.е. при повороте образцов вокруг своей оси на любой угол величина $\text{Re } \varepsilon$ не изменялась.

На рис. 4 приведены зависимости $\Delta\omega(\phi)$ для различных значений расстояния между магнитными слоями FeNi (толщины слоев Nb d_2). Можно видеть, что во всех этих структурах наблюдается эффект невзаимности. Однако его величина была незначительной и не превышала 0.2° , если расстояние между слоями FeNi лежало в диапазоне 1.5–3.0 nm. В то же время при $d_2 \geq 4$ nm или $d_2 = 1.0$ nm эффект оптической невзаимности существенно возрастает до $\Delta\omega > 0.7^\circ$. Отметим, что обычно для пленочных структур величина эффекта оптической невзаимности невелика и составляет единицы угловых минут (например, для массивов магнитных наночастиц [19]). Наличие эффекта невзаимности свидетельствует о наличии в структурах однонаправ-

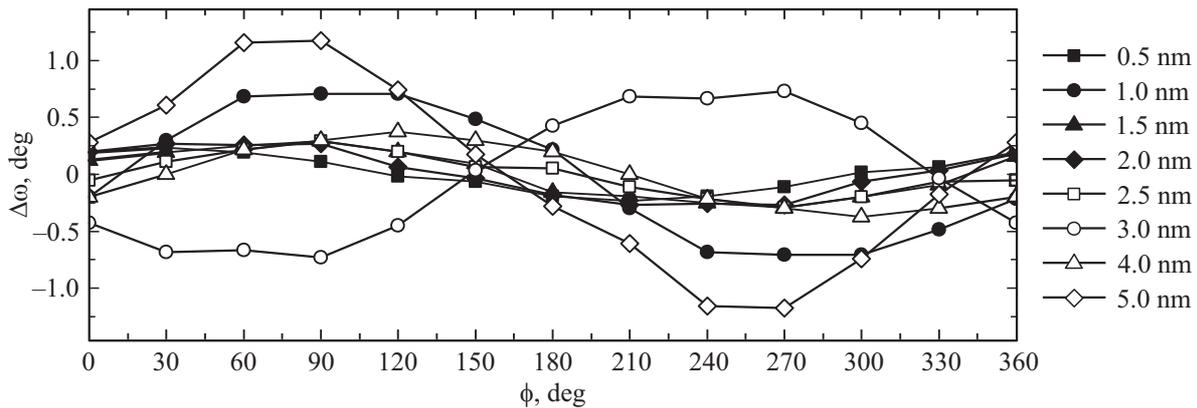


Рис. 4. Зависимость невязности $\Delta\omega$ структур от угла поворота для разных значений толщины слоя Nb d_2 .

ленной оптической анизотропии. Таким образом для исследуемой серии структур эффект максимален в направлении, соответствующем повороту образца на угол $\phi \approx 70-80^\circ$. Похожая зависимость эффекта оптической невязности наблюдалась и для многослойных структур FeNi–Al₂O₃, в которых измерялась зависимость $\Delta\omega$ от толщины слоев Al₂O₃ при неизменной толщине слоев FeNi $d \approx 1.2$ nm [20]. При этом для слоев Al₂O₃ эффект невязности отсутствовал. Можно заметить, что полученная зависимость $\Delta\omega(\phi)$ хорошо аппроксимируется синусоидой, однако на ней наблюдается некоторая структура: имеется два слабых максимума в области $\phi \approx 70^\circ$ и $\phi \approx 120^\circ$. Отметим, что для структуры без слоев FeNi (слой Nb толщиной 15 nm) эффект невязности максимален ($\Delta\omega = 1.2^\circ$) и наблюдается в направлении $\phi \approx 70^\circ$, а максимум при $\phi \approx 100-120^\circ$ не наблюдается. В то же время максимум $\Delta\omega$ в области $\phi \approx 100-120^\circ$ наблюдается при таком же угле поворота образца, что и для структур со слоями FeNi в многослойных системах FeNi–Al₂O₃ [20].

Как было указано ранее [9], ответственным за возникновение однонаправленной анизотропии (эффекта оптической невязности) является метод выращивания структур, а именно RF-распыление в неоднородном магнитном поле. В этом случае ориентация и величина возникающей однонаправленной анизотропии (эффекта невязности) определяется спиновой структурой распыляемых атомов. Кроме того, ранее в многослойных системах Ag–Al₂O₃, Bi–Al₂O₃ и др. было обнаружено, что ориентация однонаправленной оси анизотропии и величина эффекта невязности существенно зависят от толщины металлических слоев и расстояния между ними (например, слоев Ag и Bi [9,21]). Как было установлено выше, для случая многослойных структур Nb–FeNi (рис. 4) величина эффекта невязности сильно зависит от расстояния между слоями FeNi (d_2), в то время как ориентация оси анизотропии ($\phi \approx 70^\circ$) от толщины d_2 зависит слабо. Также можно видеть (рис. 4), что когда d_2 достигает 3 nm, однонаправленная ось анизотропии направлена в противоположную сторону

относительно ориентации этой оси для всех других структур. Возникновение такой особенности для слоев FeNi часто наблюдалось и в других работах (например, в структурах FeNi–Al₂O₃ [10]). Причины такой аномалии пока не ясны. Таким образом, можно предположить, что в исследуемых системах Nb–FeNi существует две ориентации однонаправленной оси анизотропии: одна для FeNi ($\phi \approx 100-120^\circ$) и другая для Nb ($\phi \approx 70^\circ$).

Для второй серии структур, где менялась толщина слоев FeNi (плоских дефектов) при неизменном расстоянии между ними (1 nm), эффект оптической невязности также имеет место, но его величина не превосходит $\Delta\omega = 0.3^\circ$ (рис. 5). Максимальное значение $\Delta\omega = 0.3^\circ$ достигается для толщины слоев FeNi $d \approx 1.8$ nm, совпадающей с перколяционным порогом для FeNi [13], как и в работе [20]. Можно заметить существенное влияние толщины слоев FeNi на ориентацию и величину однонаправленной оптической анизотропии, что также было ранее обнаружено для слоев FeNi в структурах FeNi–Al₂O₃ [9,10]. Также во всех структурах были обнаружены особенности в зависимости ориентации однонаправленной оси в области 180° , которые можно связать со слоями Nb.

Таким образом исследование эффекта оптической невязности в многослойных структурах Nb–FeNi показали, что в этих структурах сосуществуют две однонаправленных оси оптической анизотропии, одна из которых связана со слоями Nb, а вторая — со слоями FeNi. Причем величина и ориентация однонаправленной оси для слоев FeNi зависела их толщины.

Как уже отмечалось выше, целью настоящей работы являлось нахождение толщины слоев FeNi и расстояния между ними, при которых эти слои могли бы наиболее близко имитировать плоские дефекты (двойниковые границы) в сверхпроводящем Nb. Предполагалось, что наиболее близкими к таким системам будут структуры, имеющие какие-либо оптические особенности. Из полученных данных по диэлектрической проницаемости систем Nb–FeNi можно выделить структуры, имеющие максимальное $\text{Re } \epsilon \approx -3.3$ (большую „металличность“)

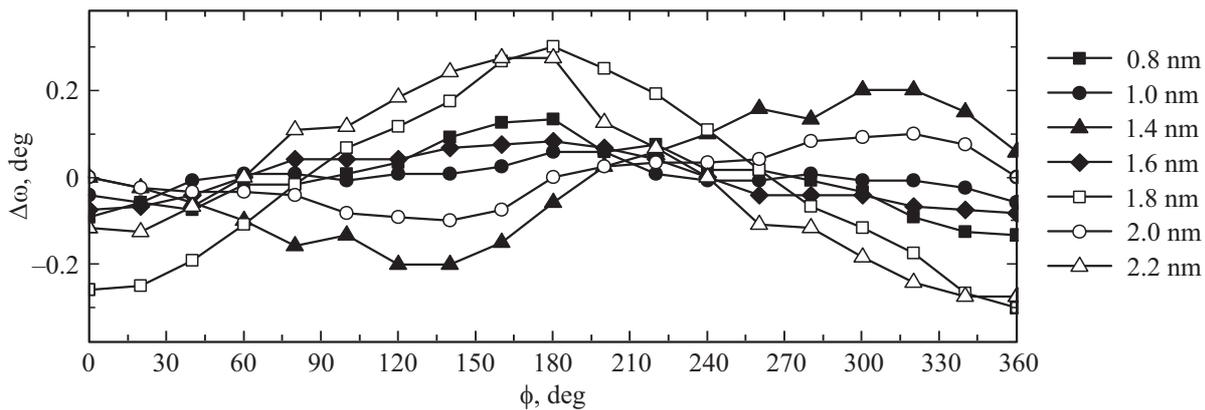


Рис. 5. Зависимость невязности $\Delta\omega$ структур от угла поворота для разных значений толщины слоев FeNi.

при расстоянии между слоями FeNi $d_2 \approx 2.0\text{--}2.5$ nm. Отметим, что при таком расстоянии обменное взаимодействие между слоями FeNi ослабевает. Также выделяются структуры с толщиной слоев FeNi вблизи перколяционного порога ($d^* \approx 1.8$ nm), поскольку вместо того, чтобы быть более „металлическими“ (с максимальным модулем $\text{Re } \varepsilon$) при увеличении суммарной толщины металла (Nb и FeNi), эти структуры становятся менее „металлическими“ (модуль $\text{Re } \varepsilon$ уменьшается).

Исследование эффекта оптической невязности показало, что он максимален при расстоянии между слоями FeNi $d_2 \approx 0.8\text{--}1.0$ nm. Причем при $d_2 \approx 3$ nm ориентация однонаправленной оси анизотропии противоположна ее направлению в других структурах. Отметим, что структуры с особенностями диэлектрической проницаемости (при $d_2 \approx 2.0\text{--}2.5$ nm) имеют наименьшую величину эффекта невязности. В то же время можно выделить структуры с толщиной слоя FeNi $d \approx 1.8$ nm (перколяционный порог для FeNi), где эффект невязности максимален по величине, и структуры с толщиной FeNi $d \approx 1.0$ nm, где этот эффект минимален. Таким образом, исходя из оптических свойств структур Nb–FeNi наиболее перспективными можно считать структуры, у которых толщина слоев FeNi $d \approx 1.0$ nm или 1.8 nm, а расстояние между этими слоями $d_2 \approx 2.0\text{--}2.5$ nm.

5. Выводы

Таким образом, в структурах Nb–FeNi обнаружена нелинейная зависимость диэлектрической проницаемости от толщины слоя Nb d_2 (расстояния между магнитными слоями FeNi), которую можно связать с поведением обменного взаимодействия между слоями FeNi. Также в многослойных структурах Nb–FeNi обнаружен эффект оптической невязности, величина которого сильно зависит как от толщины магнитных слоев FeNi (плоских дефектов), так и от расстояния между слоями FeNi. Причем величина эффекта была незначительна для структур, в которых расстояние между слоями

FeNi d_2 лежало в области 1.5–3.0 nm. В то же время при $d_2 \geq 4$ nm или $d_2 = 1.0$ nm эффект оптической невязности существенно возрастает до $\Delta\omega > 0.7^\circ$. Обнаружено, что в исследуемых системах Nb–FeNi могут существовать две ориентации однонаправленной оси анизотропии: одна для FeNi ($\phi \approx 100\text{--}120^\circ$) и другая для Nb ($\phi \approx 70^\circ$). Выдвинуто предположение, что, исходя из оптических свойств структур Nb–FeNi, наиболее перспективными для дальнейших исследований являются структуры, у которых толщина слоев FeNi $d \approx 1.0$ nm или 1.8 nm, а расстояние между этими слоями $d_2 \approx 2.0\text{--}2.5$ nm.

Финансирование работы

Работа была поддержана грантом РНФ № 25-12-00314, <https://rscf.ru/project/25-12-00314/>

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A.I. Buzdin. Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
- [2] K.B. Efetov, I.A. Garifullin, A.F. Volkov, K. Westerholt. In: Springer Tracts in Modern Physics **227** / Eds H. Zabel, S.D. Bader. Springer, NY (2007). P. 252.
- [3] В.М. Голянов, М.Н. Михеева, М.Б. Цетлин. ЖЭТФ **68**, 365 (1975).
- [4] А.Ф. Орлов, А.К. Милай, В.П. Дмитриев. ФТТ **18**, 1470 (1976).
- [5] Ю. Каган, Л.Б. Дубовский. ЖЭТФ **72**, 646 (1977).
- [6] М.С. Хайкин, И.Н. Хлюстикова. Письма в ЖЭТФ **33**, 167 (1981).
- [7] И.М. Суслов. ФТТ **30**, 1523 (1988).
- [8] С.А. Виткалов, Ф.А. Пудонин, Е.Г. Сокол, И.М. Суслов. Письма в ЖЭТФ **49**, 160 (1989).
- [9] F. Pudonin, I. Sherstnev, D. Kostzov. Appl. Phys. Lett. **125**, 241904 (2024).
- [10] D.D. Noskova, F.A. Pudonin, I.A. Sherstnev, G.N. Eroshenko, D.A. Egorov, A.M. Shadrin. Phys. Lett. A **410**, 127546 (2021).

- [11] G.N. Eroshenko, F.A. Pudonin, I.A. Sherstnev, D.D. Noskova, D.F. Egorov, A.M. Shadrin. *J. Magn. Magn. Mat.* **541**, 168497 (2022).
- [12] N.N. Kovaleva, D. Chvostova, A.V. Bagdinov, M.G. Petrova, E.I. Demikhov, F.A. Pudonin, A. Dejneka. *Appl. Phys. Lett.* **106**, 051907 (2015).
- [13] А.П. Болтаев, Ф.А. Пудонин, И.А. Шерстнев, Д.А. Егоров. *ЖЭТФ* **152**, 547 (2017).
- [14] N.N. Kovaleva, F.V. Kusmartsev, A.B. Mekhiya, I.N. Trunkin, D. Chvostova, A.B. Davydov, L.N. Oveshnikov, O. Pacherova, I.A. Sherstnev, A. Kusmartseva, K.I. Kugel, A. Dejneka, F.A. Pudonin, Y. Luo, B.A. Aronzon. *Sci. Rep.* **10**, 21172 (2020).
- [15] R.M.A. Azzam, N.M. Bashara. *Ellipsometry and Polarized Light*. North-Holland, Amsterdam, N.Y. (1987).
- [16] A.P. Boltaev, F.A. Pudonin, I.A. Sherstnev, D.A. Egorov. *J. Phys. Condens. Matter* **30**, 295804 (2018).
- [17] S.S.P. Parkin, R. Bhadra, K.P. Roche. *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2152 (1991).
- [18] L.A. Kuzik, Yu.Ye. Petrov, V.A. Yakovlev, G.N. Zhizhin, F.A. Pudonin. *Phys. Lett. A* **171**, 418 (1992).
- [19] O.G. Udalov, M.V. Sapozhnikov, E.A. Karashin, B.A. Gribkov, S.A. Gusev, E.V. Skorohodov, V.V. Rogov, A.Y. Klimov, A.A. Fraerman. *Phys. Rev. B* **86**, 094416 (2012).
- [20] A.P. Boltaev, F.A. Pudonin, I.A. Sherstnev, D.A. Egorov. *J. Phys. Condens. Matter* **30**, 295804 (2018).
- [21] D. Noskova, F. Pudonin, I. Sherstnev, D. Kostsov, A. Boltaev. *J. Phys. Condens. Matter* **35**, 425302 (2023).

Редактор Е.Ю. Флегонтова