

УДК 537.62:537.9

ХИМИЧЕСКИЙ ДИЗАЙН МИКРОПИНЦЕТА НА ОСНОВЕ СПЛАВА DyPrFeCoB

© 2021 г. О. В. Коплак^{a, *}, Е. В. Дворецкая^{a, **}, В. Л. Сидоров^b, Н. Н. Дремова^a,
И. В. Шашков^c, Д. В. Королев^d, Р. А. Валеев^d, В. П. Пискорский^d, Р. Б. Моргунов^{a, d}

^aИнститут проблем химической физики РАН, Черноголовка, Московская область, 142432 Россия

^bМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, 119991 Россия

^cИнститут физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московская область, 142432 Россия

^dВсероссийский научно-исследовательский институт авиационных материалов, Москва, 105005 Россия

*e-mail: o.koplak@gmail.com

**e-mail: dvoretskaya95@yandex.ru

Поступила в редакцию 14.06.2020 г.

После доработки 06.08.2020 г.

Принята к публикации 17.08.2020 г.

Микропровода α -Fe/DyPrFeCoB с параболическим острием для концентрации магнитного потока и усиления силы притяжения частиц созданы методом селективного растворения. Оптимизированы условия заострения конца микропровода посредством травления кислотой HNO_3 , а также смесями кислот $\text{HNO}_3 + \text{HCl}$ и $\text{H}_2\text{SO}_4 + \text{HNO}_3$. Магнитная сила одиночного микропровода с заостренным концом (до 880 пН) дает возможность захватывать и удерживать микрочастицу DyPrFeCoB размером 1 мкм в области ~ 5 мкм. Значительный градиент магнитного поля (до $\sim 3.5 \times 10^5$ Тл/м), создаваемый на конце микропровода, достаточен для воздействия на биологические процессы внутри клеток даже без магнитных маркеров. Условия прикрепления/отсоединения магнитной микрочастицы контролируются обменным смещением, возникающим на границе ферромагнитного ядра α -Fe и ферромагнитной оболочки PrDyFeCoB, и четырьмя магнитными состояниями микропровода, которые переключаются слабым внешним однородным магнитным полем ~ 0.1 – 2 кА/м.

Ключевые слова: ферромагнитные микропровода, магнитные микрочастицы, намагниченность, магнитооптический эффект Фарадея, поле рассеяния, обменное смещение, магнитомеченные биобъекты.

DOI: 10.31857/S1028096021030067

ВВЕДЕНИЕ

Магнитный пинцет — устройство, которое создает сильно неоднородное магнитное поле, способное к захвату ферромагнитных частиц и магнитомеченных клеток. Магнитное управление положением магнитомеченных частиц позволяет избежать интенсивного облучения и механического воздействия, которое неизбежно приводило бы к деградации биологических объектов [1]. Поэтому разработка магнитных пинцетов необходима в медицинской спинтронике для контроля, отслеживания и перемещения магнитомеченных клеток [1–3], выпрямления молекул ДНК и РНК [4, 5], торсионной деформации длинных биологических молекул [6]. Стратегия создания магнитного пинцета включает в себя: подбор магнитного материала, который бы создавал необходимое магнитное поле и характеризовался биосовместимостью; дизайн формы микропровода для максимизации магнитной силы [7, 8];

разработку процесса прикрепления/отсоединения ферромагнитных объектов [9, 10].

Проблему регулируемого открепления частиц обычно решают с помощью электромагнитных микрокатушек [9–11], которые управляют величиной намагниченности микропровода [12, 13]. С использованием микроэлектромагнитной матрицы возможна манипуляция не только наночастицами, но и биологическими клетками [14, 15]. Однако катушки имеют ограничения по току и создаваемому им магнитному полю. Это заметно усложняет конструкцию и увеличивает стоимость магнитного пинцета. Недостатком использования магнитных пинцетов на основе однофазных микропроводов Fe, покрытых стеклянной оболочкой, является плохо контролируемая намагниченность. Изготовление микропроводов из сплавов на основе переходных (ТМ) и редкоземельных (RE) элементов методом экстракции ви-сящей капли расплава открывает возможность

контроля намагниченности вследствие расслоения фазы RE–TM–B на аморфную редкоземельную часть с низкой коэрцитивной силой и микрокристаллическую часть, состоящую из переходных металлов [16]. Наиболее серьезной проблемой является дизайн формы магнитных полюсов микропроводов, которые должны быть расположены в непосредственной близости к образцу [1] и способны к перемещению микрообъектов. В [17] был разработан двухзондовый манипулятор на базе атомно-силового микроскопа (АСМ), где в качестве зонда выступают заостренные вольфрамовые микропровода с диаметром острого конца ~ 250 нм. С помощью такого манипулятора удалось реализовать механическое позиционирование пучка нанопроволок InAs, лежащего на подложке SiO₂, в плоскости XY с субмикронной точностью. В качестве зондов манипулятора, способного перемещать субмикронные объекты без механических воздействий, исключительно с помощью магнитного поля, могут выступать разработанные в [16, 18] двухфазные микропровода с ферромагнитным ядром α -Fe и ферримагнитной оболочкой DyPrFeCoB. Микропровода α -Fe/DyPrFeCoB обладают высокой намагниченностью насыщения M_s , что увеличивает силу, действующую на микрочастицу. Дизайн формы таких микропроводов для максимизации магнитной силы возможен путем адресного химического травления оболочки и ядра, состоящих из разных материалов.

Поэтому целью настоящей работы был химический дизайн конца α -Fe/DyPrFeCoB микропровода для концентрации магнитного потока и усиления силы притяжения частиц и/или магнитомеченных биологических микрообъектов, а также применение двухкомпонентной структуры микропровода для переключения его намагниченности с помощью однородного магнитного поля.

МЕТОДИКА И ОБРАЗЦЫ

Микропровода были получены методом экстракции висящей капли расплава PrDyFeCoB, нагретой электронным пучком [18]. Капля сплава PrDyFeCoB охлаждалась с высокой скоростью $\sim 10^6$ К/с, достаточной для формирования аморфной фазы PrDyFeCoB на поверхности микрокристаллического ядра α -Fe. Структурный и химический состав полученных микропроводов, включая ядро α -Fe и оболочку PrDyFeCoB, определяли методами энергодисперсионного и рентгенофазового анализа. В энергодисперсионном спектре присутствуют пики основных элементов микропровода: Pr, Dy, Fe, Co, B (рис. 1а). Методом рентгенофазового анализа было установлено примерно одинаковое (50 : 50) процентное содержание доли кристаллических включений Fe и доли аморфной оболочки PrDyFeCoB [18]. Для получения изображений микропроводов ис-

пользовали оптический микроскоп AxioImager.A1 (Zeiss) и растровый автоэмиссионный электронный микроскоп (РЭМ) SUPRA25 (Zeiss). Микропровода, используемые во всех экспериментах, имели длину ~ 15 мм и радиус 10–25 мкм.

Для химического дизайна микроигл использовали кислоты HNO₃, HCl, H₂SO₄, H₃PO₄, а также смеси кислот HNO₃ + HCl (1 : 3), H₂SO₄ + HNO₃ (1 : 1). В ходе эксперимента одиночный микропровод одним концом погружали в химический растворитель с температурой 60°C на 5 с. Далее микропровод подвергался промывке в дистиллированной воде и сушке при комнатной температуре.

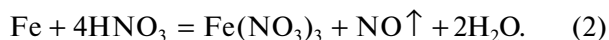
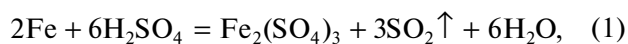
Распределение намагниченности вблизи конца микропровода получено методом магнитооптических индикаторных пленок (МОИП), основанном на магнитооптическом эффекте Фарадея в оптически прозрачной гранатовой пленке, которая была помещена на микропровод. Особенности и преимущества исследования локальной намагниченности в тонких пленках и микрообъектах метода МОИП описаны в [19]. Конец микропровода был покрыт магнитоиндикаторной пленкой железоиттриевого граната, легированного висмутом, на одну сторону которой был нанесен тонкий слой оксида алюминия. Эти слои позволяли визуализировать отраженный линейно поляризованный свет, сфокусированный в поляризационном микроскопе. В отсутствие внешнего магнитного поля намагниченность индикаторной пленки лежит в ее плоскости. Поскольку микропровод обладает собственным полем, в гранатовой пленке возникает отклонение намагниченности от ее ориентации в плоскости. Таким образом, результирующий МОИП-сигнал был прямо пропорционален перпендикулярной составляющей намагниченности микропровода.

Локальный гистерезис намагниченности поверхности микропровода был получен при помощи микроскопа Durham Nano-MOKE3, в основе работы которого лежит магнитооптический эффект Керра. Поперечную составляющую намагниченности сканировали вдоль оси микропровода в меридиональной геометрии. Магнитное поле было направлено вдоль оси микропровода, лазерный луч и ось микропровода лежали в одной плоскости. Диаметр сфокусированного лазерного пятна (длина волны 660 нм) составлял 6 мкм.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для концентрации магнитного потока и усиления локального магнитного поля из цилиндрического микропровода α -Fe/DyPrFeCoB был получен микропровод с острым концом (рис. 1б, 1в). При использовании смеси кислот HNO₃ + HCl

(1 : 3) (рис. 1), $\text{H}_2\text{SO}_4 + \text{HNO}_3$ (1 : 1) (рис. 2а), а также кислоты HNO_3 (рис. 2б) были получены микропровода с вершиной, близкой к параболической форме. Растворение в кислотах HCl (рис. 2в), H_2SO_4 (рис. 2г), H_3PO_4 (рис. 2д) не позволило достичь конусообразной геометрии. Поскольку растворимость аморфной оболочки PrDyFeCoB была выше, чем растворимость кристаллического ядра $\alpha\text{-Fe}$ в кислотных смесях $\text{HNO}_3 + \text{HCl}$ (1 : 3), $\text{H}_2\text{SO}_4 + \text{HNO}_3$ (1 : 1), HNO_3 , селективное травление привело к истончению конца микропровода до радиуса ~ 1 , 1.8 и 0.75 мкм соответственно. Микронное значение радиуса является оптимальным для использования микропроводов $\alpha\text{-Fe/DyPrFeCoB}$ в качестве магнитных пинцетов, работающих с биологическими объектами [20]. Вероятнее всего, железное ядро микропровода пассивируют группы OH в концентрированных кислотах HNO_3 и H_2SO_4 , что способствует образованию параболической вершины. Можно предположить, что ядро микропровода растворяется быстрее оболочки в результате следующих химических реакций:



Петля гистерезиса, записанная в центре микропровода с помощью магнитооптического эффекта Керра (рис. 3), характеризуется четырьмя уровнями магнитного момента ($M1-M4$ на рис. 3), соответствующими разным взаимным ориентациям намагниченности ядра и оболочки. Уровень $M1$ отвечает состоянию, когда векторы намагниченности в ядре и оболочке направлены в одну сторону вдоль магнитного поля. Уровни $M2$ и $M3$ соответствуют состоянию, в котором векторы намагниченности ядра и оболочки ориентированы антипараллельно, при этом на уровне $M2$ внешнее магнитное поле сонаправлено с намагниченностью в оболочке, а на уровне $M3$ оно сонаправлено с намагниченностью в ядре. На уровне $M4$ намагниченность ядра и оболочки направлена против внешнего поля. Таким образом, каждый уровень соответствует одной из четырех взаимных ориентаций магнитных моментов PrDyFeCoB оболочки и $\alpha\text{-Fe}$ ядра. Поскольку глубина проникновения света не превышала $\sim 20-30$ нм, метод, основанный на магнитооптическом эффекте Керра, позволяет определить намагниченность тонкого поверхностного слоя микропровода, которая зависит от магнитного поля рассеяния ядра $\alpha\text{-Fe}$ и внешнего магнитного поля. Наличие обменной связи между ферромагнитным ядром $\alpha\text{-Fe}$ и ферримагнитной оболочкой PrDyFeCoB приводит к смещению петли гистерезиса на величину $H_B \sim 1.2$ кА/м. Ориентация спинов ферромагнитного $\alpha\text{-Fe}$ ядра вблизи границы раздела зафиксирована по распределению спинов в анти-

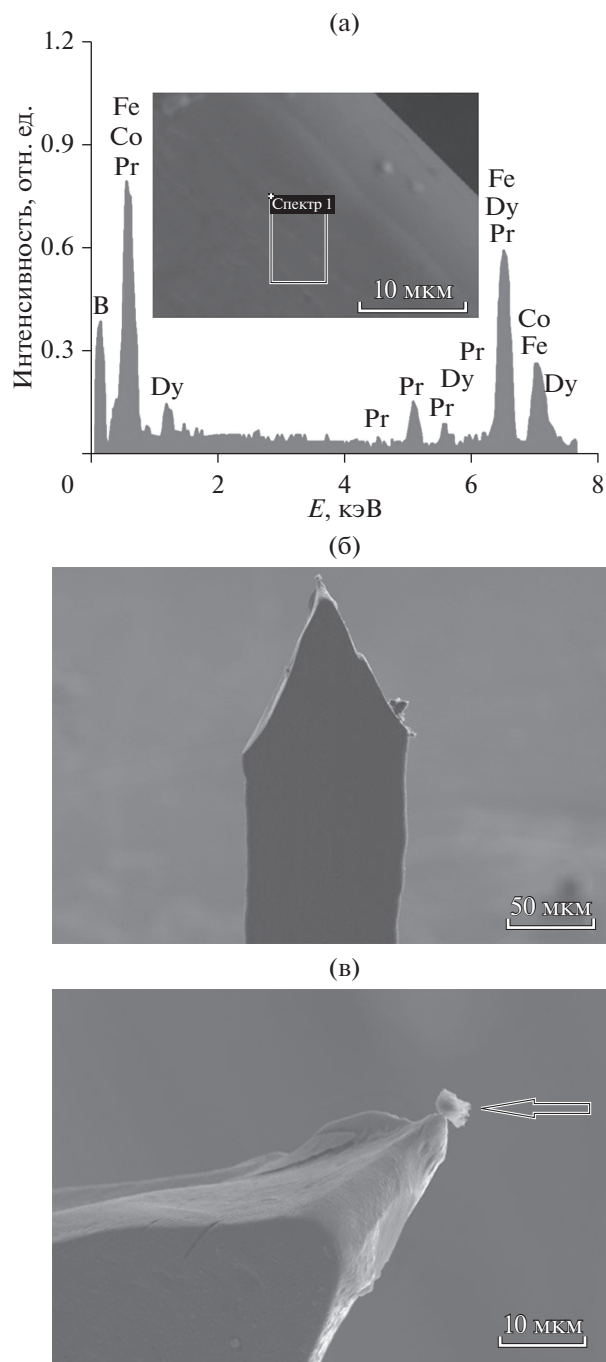


Рис. 1. Энергодисперсионный микроанализ поверхности микропровода $\alpha\text{-Fe/DyPrFeCoB}$ (а), область микроанализа представлена на вставке. РЭМ-изображение: б — микропровода $\alpha\text{-Fe/DyPrFeCoB}$ после травления смесью кислот $\text{HNO}_3 + \text{HCl}$ (1 : 3); в — микрочастица DyPrFeCoB (показана белой стрелкой), захваченная микропроводом $\alpha\text{-Fe/DyPrFeCoB}$, предварительно намагниченным во внешнем продольном магнитном поле ~ 7.96 кА/м.

ферромагнитной (ферримагнитной) оболочке, благодаря чему в них формируется однонаправленная (обменная) анизотропия. Величина поля

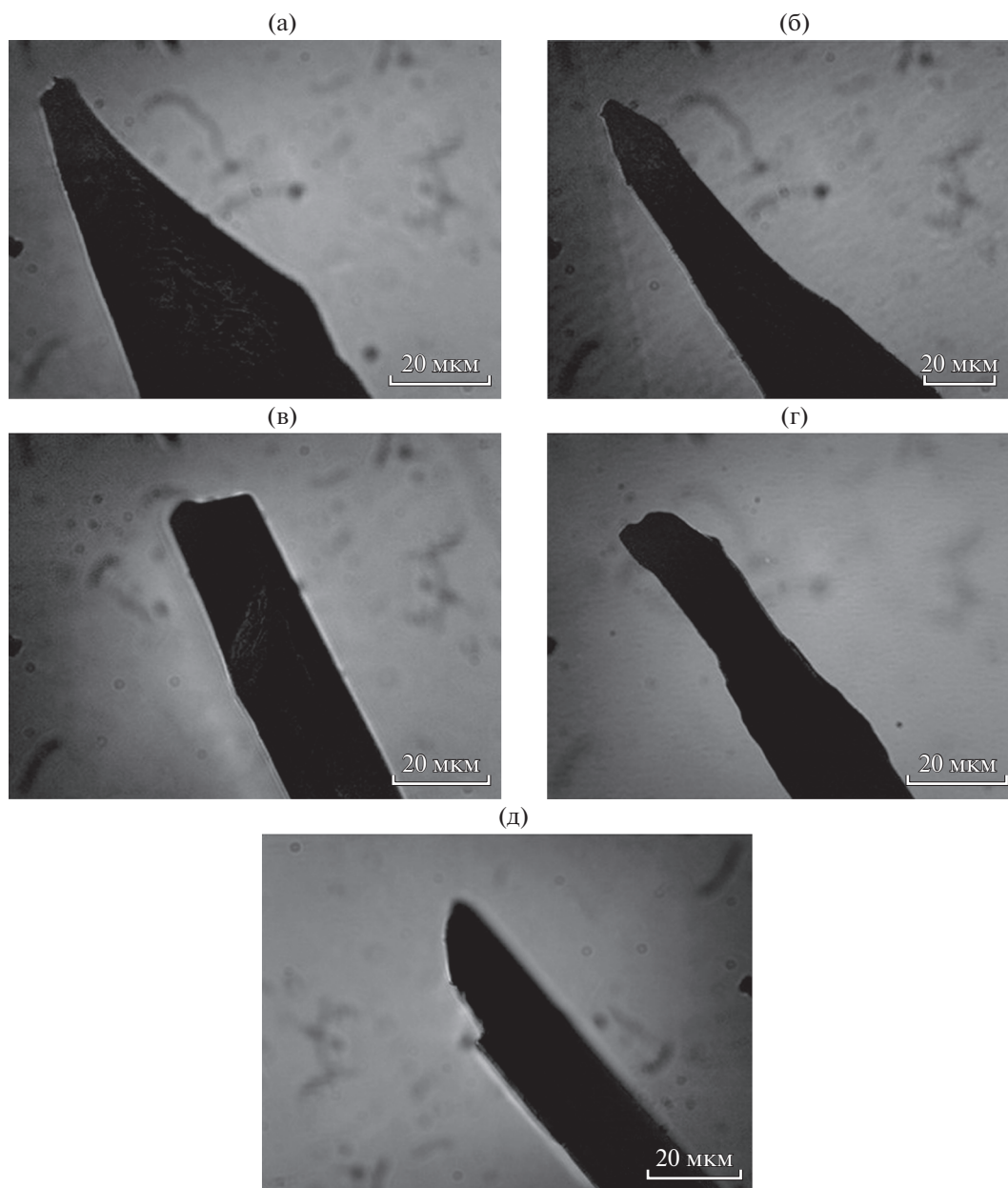


Рис. 2. Оптическое изображение микропроводов α -Fe/DyPrFeCoB, полученных химическим травлением: а – в смеси кислот $\text{H}_2\text{SO}_4 + \text{HNO}_3$ (1 : 1); б – HNO_3 ; в – HCl ; г – H_2SO_4 ; д – H_3PO_4 .

обменного смещения H_B обусловлена переориентацией спинов в антиферромагнитной оболочке вблизи границы раздела [21]. Наличие обменного смещения необходимо для стабилизации начального состояния намагничивания магнитного пинцета или датчика на основе микропровода.

На рис. 4а представлена ферромагнитная микрочастица DyPrFeCoB диаметром ~ 1 мкм и весом ~ 200 пН, захваченная концом микропровода, заранее намагниченным в поле 7.96 кА/м. На рис. 4б визуализировано распределение поперечной со-

ставляющей намагниченности параболического конца микропровода α -Fe/DyPrFeCoB, полученное методом МОИП. Из рисунка видно, что намагниченность микропровода сконцентрирована в остром конце микропровода в соответствии с расчетом магнитного потока в магните параболической формы [20], наиболее близкой к форме конца в наших экспериментах. Таким образом, эффективный концентратор магнитного поля может быть создан путем химического заострения микропровода. Большой градиент магнитного поля вблизи кончика микропровода является необхо-

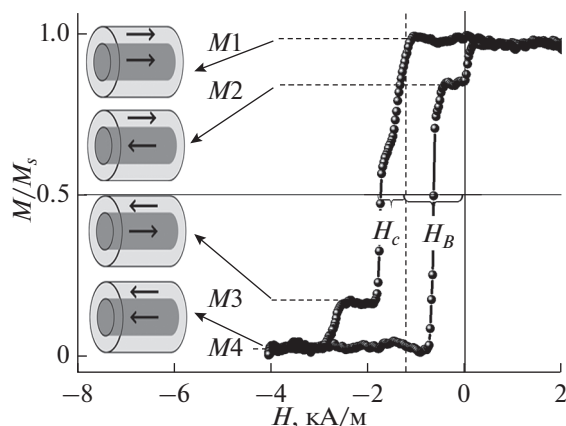


Рис. 3. Гистерезис угла поляризации света, пропорционального поверхностной намагниченности, полученный методом магнитооптического эффекта Керра в центре микропровода. Четыре уровня соответствуют различным магнитным моментам микропровода α -Fe/DyPrFeCoB (показаны пунктирными линиями). На вставке — соответствующие эскизы с взаимными ориентациями магнитного момента ядра α -Fe и оболочки DyPrFeCoB.

димым условием захвата магнитных микрочастиц и магнитомеченных биологических объектов.

Максимальная сила, удерживающая магнитные частицы, зависит от максимально достижимого градиента поля вблизи конца микропровода. В [20] для параболической формы магнита предложен способ вычисления оптимального расстояния от наконечника до частицы, при котором существует достаточно сильный градиент. В экспериментах получена близкая к параболической форма наконечника микропровода, что позволило оценить градиент поля магнитного потока ∇B и его зависимость от расстояния на параболической оси r по формуле [20]:

$$\nabla B(r) = \frac{4\mu_0 M_s \beta}{(4\beta r + 1)^2}, \quad (3)$$

где $M_s = 6.3 \times 10^5$ А/м — намагниченность насыщения, определенная в [20], $\beta \sim 10^6$ м⁻¹ — постоянный коэффициент в уравнении параболы $y(R) = \beta R^2$, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Тл · м · А⁻¹ — магнитная проницаемость вакуума. Выражение (3) действительно для однородно намагниченного материала. Будем пренебрегать неоднородной намагниченностью, соответствующей намагниченностям ядра и оболочки. Согласно [20] максимальный градиент для параболического магнита может быть достигнут при $R = 1/4\beta = 0.25$ мкм. Выражение (3) приводит к $\nabla B = \mu_0 M_s / (4\beta R^2) = (0.61 \times 10^5) - (3.52 \times 10^5)$ Тл/м (табл. 1). Градиент магнитного потока на конце микропровода заметно выше градиента в [20] из-за повышенной намагниченности насыщения в редкоземельных микропрово-

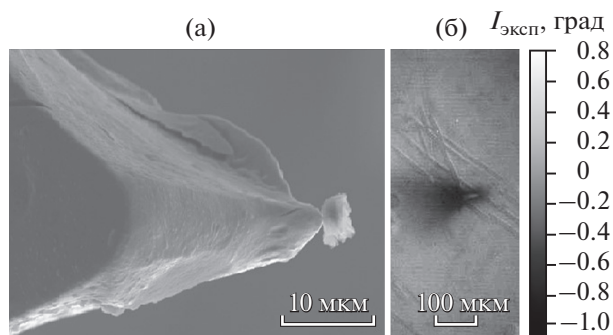


Рис. 4. РЭМ-изображение конусообразного конца микропровода, предварительно намагниченного в поле ~ 7.96 кА/м с захваченной микрочастицей PrDy-FeCoB размером ~ 1 мкм (а). Визуализация распределения намагниченности на конце размагниченного микропровода без микрочастицы, полученного методом МОИП (б).

дах. Градиент магнитного поля до $\sim 3.25 \times 10^5$ Тл/м, обнаруженный возле конца одиночного микропровода, очень близок к максимальным градиентам $\sim 10^6$ Тл/м, достигнутым в массивах микропроводов [15, 16, 20]. Этого градиента достаточно даже для воздействия на биологические процессы внутри клеток, а также на группы клеток без магнитных маркеров. Поскольку клетка диамагнитна, ее можно рассматривать как каплю диамагнитной жидкости, которая, будучи помещенная в неоднородное поле, разделяется на несколько меньших капель для удовлетворения минимума полной энергии системы. Таким образом, после достижения достаточного магнитного градиента могут быть возможны значительные изменения функций, формы и пространственной организации клетки [22]. Пороговое значение градиента магнитного потока ∇B составляет: для позиционирования и магнитно-ассистированной миграции мезенхимальных стволовых клеток — $10^5 - 10^6$ Тл/м, для включения/выключения канала в клетках с механочувствительными ионными каналами — 10^3 Тл/м, для фиксации опухоли из обогащенных железом раковых клеток — $10^4 - 10^5$ Тл/м, для магнитно-вспомогательного деления раковых клеток с низким натяжением мембран — $10^3 - 10^5$ Тл/м, для изменения пути дифференцировки и экспрессии генов мезенхимальных стволовых клеток — 10^2 Тл/м, для эндоцитоза с магнитной поддержкой клеток РС-3 и фибропластов — $10^2 - 10^3$ Тл/м, для набухания клеток моноцитарной лейкемии ТН3-1 — 10^3 Тл/м [22]. Химическое заострение конца микропровода приводит к возрастанию магнитного потока на три порядка (таблица). Сравнительные характеристики микропроводов α -Fe/DyPrFeCoB и их магнитная сила F после травления кислотами $\text{HNO}_3 + \text{HCl}$ (1 : 3),

Таблица 1. Характеристики микропроводов α -Fe/DyPrFeCoB с параболической вершиной

Параметр	Микропровод 1	Микропровод 2	Микропровод 3
Радиус R_H микропровода до травления кислотой, мкм	43	18.7	22.5
Градиент поля магнитного потока ∇B микропровода до травления кислотой, 10^2 Тл/м	1.1	5.7	3.9
Кислота, используемая для травления	$\text{HNO}_3 + \text{HCl}$ (1 : 3)	$\text{H}_2\text{SO}_4 + \text{HNO}_3$ (1 : 1)	HNO_3
Радиус R конца микропровода после травления кислотой, мкм	1	1.8	0.75
Градиент поля магнитного потока ∇B конца микропровода после травления кислотой, 10^5 Тл/м	1.98	0.61	3.52
Магнитная сила F , действующая на микрочастицу из того же материала радиусом ~ 1 мкм, пН	495	153	880
Расстояние взаимодействия, мкм	3.99	12.98	2.25

$\text{H}_2\text{SO}_4 + \text{HNO}_3$ (1 : 1), HNO_3 приведены в табл. 1. Соответствующая магнитная сила микропровода $3F = m\nabla B = 152.5\text{--}880$ пН (здесь m — намагниченность частицы), действующая на микрочастицу из того же материала радиусом ~ 1 мкм (рис. 4), очень близка к ультравысокому градиенту $\sim 10^6$ Тл/м, экспериментально обнаруженному вблизи наконечников редкоземельных микропинцетов, изготовленных дорогим литографическим методом [20, 23]. Максимальное расстояние $r_1 = 3.99$, $r_2 = 12.98$, $r_3 = 2.25$ мкм для микропроводов 1—3 (табл. 1), ограничивающее способность пинцета удерживать частицу весом 200 пН, было получено при учете обратно пропорциональной зависимости магнитной силы от расстояния между частицей и пинцетом $F = m\mu_0 M_s / r$. Эта оценка была проверена экспериментально следующим образом. Одиночная микрочастица, удаленная на 5 мкм от наконечника микропровода, представлена на рис. 5. Таким образом, верхняя граница активной зоны пинцета составляет ~ 5 мкм. Когда поле насыщения 7.96 кА/м предварительно приложено вдоль ядра микропровода, намагниченный микропровод захватывает частицу (рис. 1в, 4),

в то время как в отсутствие магнитного поля наблюдается открепление частицы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Химическое растворение конца микропровода α -Fe/DyPrFeCoB кислотой HNO_3 , а также смеси кислот $\text{HNO}_3 + \text{HCl}$ (1 : 3) и $\text{H}_2\text{SO}_4 + \text{HNO}_3$ (1 : 1) позволяет получить практически идеальную параболическую форму конца микропровода с радиусом магнитного полюса до ~ 1.5 мкм, что позволяет использовать такой микропровод в качестве магнитного пинцета.

Градиент поля магнитного потока на конце одиночного микропровода имеет довольно высокое значение — до $\sim 3.52 \times 10^5$ Тл/м, достаточное для воздействия на биологические процессы внутри клеток в отсутствие ферромагнитных маркеров. Сила магнитного притяжения до ~ 880 пН, контролирующая микрочастицу DyPrFeCoB размером 1 мкм в широкой области длиной ~ 5 мкм, является достаточной для биологических и медицинских применений.

Наличие ферромагнитного ядра α -Fe и ферромагнитной аморфной оболочки DyPrFeCoB позволяет использовать четыре магнитных состояния, переключаемых внешним однородным магнитным полем, для контролируемого прикрепления—открепления микрочастиц.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант “Стабильность” № 20-32-70025) и в соответствии с Госзаданием ИПХФ РАН (№ АААА-А19-119092390079-8).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sarkar R., Rybenkov V.V. // *Frontiers in Physics*. 2016. V. 4. № 48. P. 20.
<https://doi.org/10.3389/fphy.2016.00048>

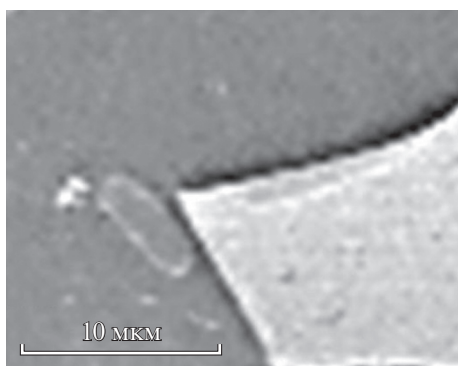


Рис. 5. Оптическое изображение микрочастицы, отделенной от микропровода в нулевом магнитном поле.

2. Henighan T., Chen A., Vieira G., Hauser A.J., Yang F.Y., Chalmers J.J., Sooryakumar R. // *Biophys. J.* 2010. V. 98. № 3. P. 412.
<https://dx.doi.org/10.1016%25252Fj.bpj.2009.10.036>
3. Kollmannsberger P., Fabry B. // *Rev. Sci. Instrum.* 2007. V. 78. P. 114301.
<https://doi.org/10.1063/1.2804771>
4. Vlaminc I., Dekker C. // *Ann. Rev. Biophys.* 2012. V. 41. P. 453.
<https://doi.org/10.1146/annurev-biophys-122311-100544>
5. Lipfert J., Wiggin M., Kerssemakers J., Pedaci F., Dekker N.H. // *Nature Commun.* 2011. V. 2. № 439. P. 1.
<https://doi.org/10.1038/ncomms1450>
6. De Vlaminc I., Dekker C. // *Annu. Rev. Biophys.* 2012. V. 41. P. 453.
<https://doi.org/10.1146/annurev-biophys-122311-100544>
7. Thiaville A., Tomaš D., Miltat J. // *Phys. Stat. Sol. A.* 1998. V. 170. № 439. P. 125.
[https://doi.org/10.1002/\(SICI\)1521-396X\(199811\)170:1<125::AID-PSSA125>3.0.CO;2-8](https://doi.org/10.1002/(SICI)1521-396X(199811)170:1<125::AID-PSSA125>3.0.CO;2-8)
8. Chen L., Offenhausser A., Krause H.J. // *J. Appl. Phys.* 2015. V. 118. № 12. P. 124701.
<https://doi.org/10.1063/1.4931981>
9. Bijamov A., Shubitidze F., Oliver P.M., Vezenov D.V. // *J. Appl. Phys.* 2010. V. 108. № 10. P. 104701.
<https://doi.org/10.1063/1.3510481>
10. Barbic M., Mock J.J., Gray A.P., Schultz S. // *Appl. Phys. Lett.* 2001. V. 79. P. 1897.
<https://doi.org/10.1063/1.1402963>
11. Rinklin P., Krause H., Wolfrum B. // *Phys. Stat. Sol. A.* 2012. V. 209. P. 871.
<https://doi.org/10.1002/pssa.201100529>
12. Vazquez M. *Magnetic Nano- and Microwires*. Cambridge: Woodhead Publ., 2015. 870 p.
13. Peng H., Qin F., Phan M. *Ferromagnetic Microwire Composites From Sensors to Microwave Applications*. Switzerland: Springer, 2016.
14. Lee C.S., Lee H., Westervelt R.M. // *Appl. Phys. Lett.* 2001. V. 79. P. 3308.
<https://doi.org/10.1063/1.1419049>
15. Lee H., Purdon A.M., Westervelt R.M. // *Appl. Phys. Lett.* 2004. V. 85. P. 1063.
<https://doi.org/10.1063/1.1776339>
16. Коплак О.В., Дворецкая Е.В., Таланцев А.Д., Королев Д.В., Валеев Р.А., Пискорский В.П., Денисова А.С., Моргунов Р.Б. // *Физика твердого тела*. 2020. V. 62. № 4. С. 562.
<https://doi.org/10.21883/FTT.2020.04.49121.649>
17. Zhukov A.A., Stolyarov V.S., Kononenko O.V. // *Rev. Sci. Instrum.* 2017. V. 88. P. 063701.
<https://doi.org/10.1063/1.4985006>
18. Morgunov R.B., Koplak O.V., Piskorskii V.P., Korolev D.V., Valeev R.A., Talantsev A.D. // *J. Magn. Magn. Mater.* 2020. V. 497. P. 166004.
<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2019.166004>
19. Nikitenko V.I., Gornakov V.S., Dedukh L.M., Khapikov A.F., Bennett L.H., McMichael R.D., Swartzendruber L.J., Shapiro A.J., Donahue M.J. // *J. Appl. Phys.* 1996. V. 79. P. 6073.
<https://doi.org/10.1063/1.362096>
20. De Vries A.H.B., Krenn B.E., van Driel R., Kanger J.S. // *Biophys. J.* 2005. V. 88. P. 2137.
<https://doi.org/10.1529/biophysj.104.052035>
21. Escrig J., Allende S., Altbir D., Bahiana M., Torrejon J., Badini G., Vazquez M. // *J. Appl. Phys.* 2009. V. 105. P. 023907.
<https://doi.org/10.1063/1.3068177>
22. Zablotskii V., Polyakova T., Lunov O., Dejneka A. // *Sci. Rep.* 2016. V. 6. P. 37407.
<https://doi.org/10.1038/srep37407>
23. Zablotskii V., Pastora J.M., Larumbea S., Pérez-Landazábal J.I., Recarte V., Gómez-Polo C. // *AIP Conf. Proc.* 2010. V. 1311. P. 152.
<https://doi.org/10.1063/1.3530005>

Chemical Design of DyPrFeCoB Microtweezer

O. V. Koplak^{1,*}, E. V. Dvoretzkaya^{1,}, V. L. Sidorov², N. N. Dremova¹, I. V. Shashkov³, D. V. Korolev⁴,
R. A. Valeev⁴, V. P. Piskorski⁴, R. B. Morgunov^{1,4}**

¹*Institute of Problems of Chemical Physics RAS, Chernogolovka, Moscow Region, 142432 Russia*

²*Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia*

³*Institute of Solid State Physics RAS, Chernogolovka, Moscow Region, 142432 Russia*

⁴*All-Russian Scientific Research Institute of Aviation Materials, Moscow, 105005 Russia*

*e-mail: o.koplak@gmail.com

**e-mail: dvoretzkaya95@yandex.ru

The α -Fe/DyPrFeCoB microwires with a parabolic end for focusing a magnetic flux and enhancement of the magnetic attraction of microparticles are designed by the selective dissolution method. The thinning conditions are optimized by microwire etching with HNO₃ acid, as well as mixtures of HNO₃ + HCl and H₂SO₄ + HNO₃ acids. The magnetic force of a single microwire with a thinned end (up to 880 pN) makes it possible to capture and hold a DyPrFeCoB microparticle of 1 μ m in size in the region of $\sim 5 \mu$ m. A large magnetic field gradient (up to $\sim 3.52 \times 10^5$ T/m), created at the end of the microwire, is sufficient to affect biological processes inside cells even without ferromagnetic labels. The conditions for attachment/detachment of a magnetic microparticle are controlled by the exchange interaction between the α -Fe ferromagnetic core and the PrDyFeCoB ferrimagnetic shell, and by four magnetic states of the microwire, which are switched by a weak external homogeneous magnetic field of ~ 0.1 – 2 kA/m.

Keywords: ferromagnetic microwires, magnetic microparticles, magnetization, Faraday magneto-optical effect, scattering field, exchange bias, magnetically labeled biological objects.