

Нетепловая фотоиндуцированная редукция коэрцитивного поля в тонких эпитаксиальных пленках $L1_0$ -фазы FePt и FePt_{0.84}Rh_{0.16}¹⁾

А. В. Петров⁺, С. И. Никитин^{ID+}, Л. Р. Тагиров^{ID+*}, А. С. Камзин^{ID×}, Р. В. Юсупов^{ID+2)}

⁺Казанский федеральный университет, 420008 Казань, Россия

^{*}Казанский физико-технический институт, Федеральный исследовательский центр “Казанский научный центр Российской академии наук”, 420029 Казань, Россия

[×]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 2 мая 2023 г.

После переработки 14 июня 2023 г.

Принята к публикации 14 июня 2023 г.

Выполнены исследования времяразрешенного магнитооптического эффекта Керра в тонких эпитаксиальных пленках соединения FePt и твердого раствора FePt_{0.84}Rh_{0.16} с перпендикулярной магнитной анизотропией на подложках MgO (001). Изучена эволюция петель гистерезиса на малых (100 фс – 1 нс) и больших (1–20 мс) временных масштабах после возбуждения фемтосекундным световым импульсом. Обнаружен эффект долгоживущей нетепловой редукции коэрцитивного поля. Величина коэрцитивного поля восстанавливается на временном масштабе единиц миллисекунд. Предложена гипотеза, связывающая наблюдаемое явление с возбуждением высокодобротных акустических резонансов в системе подложка/пленка и сильным магнитоупругим взаимодействием в пленках FePt и FePt_{0.84}Rh_{0.16}.

DOI: 10.31857/S1234567823140070, EDN: gzkdef

Стремительное развитие информационных технологий неразрывно связано с увеличением объемов данных, основными носителями которых на сегодняшний день остаются жесткие диски на тонких магнитных пленках. Непосредственное увеличение емкости жестких дисков достигается путем повышения плотности записи или, эквивалентно, уменьшением размеров магнитных зерен, отвечающих за бит информации. Уменьшение объема частиц ограничено возникновением суперпарамагнитного эффекта, когда направление намагниченности зерна начинает испытывать флуктуации. Критерий, удовлетворение которому обеспечивает требуемую в устройствах хранения данных стабильность, определяется как $K_u V / k_B T \geq 60$, где K_u – константа одноосной анизотропии, V – объем зерна, k_B – постоянная Больцмана и T – температура [1]. Уменьшение размеров магнитных зерен оказывается возможным при использовании материалов с большой магнитокристаллической анизотропией. В этом плане привлекают внимание ферромагнитные тонкие пленки упорядоченной $L1_0$ -фазы соединения FePt. Константа магнитокристаллической анизотропии в эпитаксиальных пленках $L1_0$ -FePt на подложке MgO (001) имеет величины, достигающие 10^7 эрг/см³ [2, 3]. Кро-

ме того, эти пленки являются легкоосными системами с равновесным направлением намагниченности, перпендикулярным плоскости пленки. Большое значение константы анизотропии, с одной стороны, позволяет уменьшить размер магнитных зерен, оставаясь вдали от суперпарамагнитного предела. С другой стороны, повышенное значение константы анизотропии требует не всегда реалистичных значений индукции магнитного поля для переключения намагниченности. Для уменьшения поля переключения магнитожестких сред была предложена технология термоассистированной магнитной записи (*heat-assisted magnetic recording*, HAMR) с нагревом магнитного зерна, например, светом, непосредственно перед приложением магнитного поля записи бита [4].

В методе HAMR важным параметром ферромагнитного материала выступает температура Кюри, значение которой влияет на время и энергию, затрачиваемые на перемагничивание частиц. Введением различных примесей в состав соединения FePt можно управлять температурой Кюри получившегося материала без существенного изменения коэффициента магнитокристаллической анизотропии. Известны примеры такой настройки путем замещения железа никелем [5], марганцем [6] или медью [7]. Вызывает интерес и замещение платины родием, которое также приводит к уменьшению температуры Кюри [8].

¹⁾См. дополнительный материал к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru

²⁾e-mail: Roman.Yusupov@kpfu.ru

В настоящей работе представлены результаты исследования тонких эпитаксиальных пленок составов FePt и FeP_{0.84}Rh_{0.16} с перпендикулярной магнитной анизотропией, свидетельствующие о том, что интенсивное фотовозбуждение этих материалов фемтосекундными световыми импульсами приводит к долгоживущей редукции коэрцитивного поля нетепловой природы, восстановление которого происходит на временном масштабе единиц миллисекунд.

Объектами исследования служили сплошные тонкие эпитаксиальные пленки составов FePt и FeP_{0.84}Rh_{0.16} на подложках MgO (001), описание метода синтеза и первичная характеристика которых представлены в разделе А дополнительных материалов. Там же, в разделе В, описаны использованные методика и техника измерений. На рисунке 1 представлены статические кривые перемагничивания пленок FePt и FeP_{0.84}Rh_{0.16}, измеренные методами вибрационной магнитометрии и вращения плоскости поляризации в магнитооптическом эффекте Керра (МОЭК) в полярной геометрии.

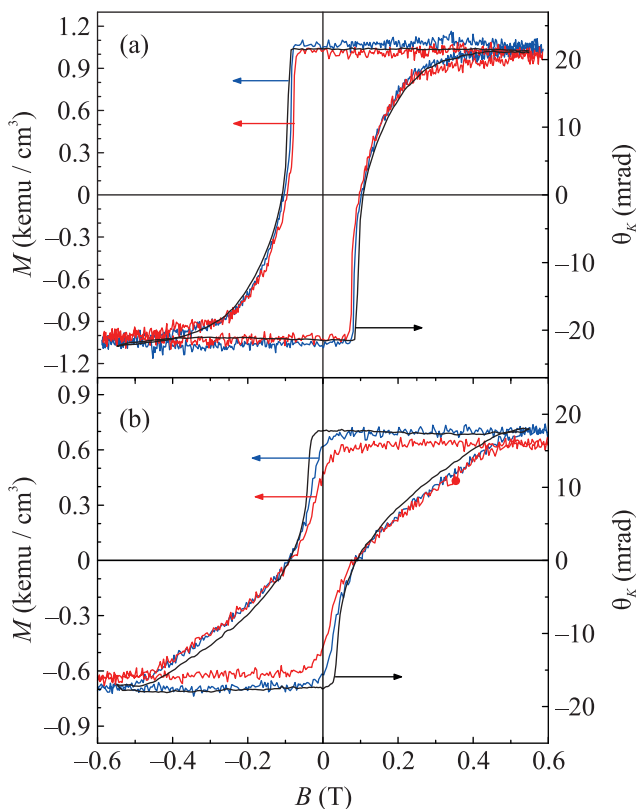


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимости намагниченности (левые оси), а также угла вращения Керра (правые оси) образцов FePt (a) и FeP_{0.84}Rh_{0.16} (b) от внешнего приложенного поля. Намагниченность измерена при температурах 300 К (синие линии) и 350 К (красные линии)

Намагниченность достигает насыщения в полях с индукцией ~ 0.5 Тл в обоих образцах. При $T = 300$ К величина намагниченности насыщения 1050 э.м.е./см³ пленки FePt соответствует углу поворота Керра 22 мрад; для пленки FePt_{0.84}Rh_{0.16} аналогичный показатель 700 э.м.е./см³ соответствует углу 18 мрад. Повышение температуры образцов FePt и FePt_{0.84}Rh_{0.16} до 350 К приводит к понижению намагниченности насыщения примерно на ~ 6 и 10 % соответственно. Различие двух материалов в отклике на нагрев объясняется заметно более низкой температурой Кюри T_C для состава, содержащего родий ($T_C = 590$ К для FePt_{0.84}Rh_{0.16} против $T_C = 740$ К для FePt). Что важно, при повышении температуры коэрцитивное поле практически не изменяется и составляет ~ 100 мТл для пленки FePt и 89 мТл для FePt_{0.84}Rh_{0.16}.

Динамика изменения угла поворота Керра после сверхкороткого импульса накачки (длина волны 400 нм, длительность импульса 50 фс) в поле с индукцией $B = 0.55$ Тл для набора значений плотности энергии возбуждения представлены на рис. 2. Зондирование при этом осуществлялось на длине волны 800 нм, длительность импульса ~ 40 фс. Видно, что характер зависимости меняется с увеличением уровня накачки: если при низких значениях плотности энергии проявлялась быстрая, на масштабе единиц пикосекунд, компонента релаксации, то при высоких значениях такая компонента перестает наблюдаться.

Далее представлены результаты исследований времяз разрешенного магнитооптического эффекта Керра. На рисунке 3 показана временная эволюция кривой гистерезиса обоих образцов. Плотность энергии накачки составляла $\Phi = 6.4$ мДж/см². Первоначально измерения были проведены при частоте следования импульсов лазера 1 кГц (рис. 3а и б). Максимальное подавление намагниченности насыщения наблюдается в диапазоне задержек $\Delta t = 2 \div 50$ пс и достигает 72 % для пленки FePt и 88 % для FePt_{0.84}Rh_{0.16}. При больших величинах задержки происходит восстановление намагниченности насыщения, которая практически возвращается к исходной величине спустя 1.7 нс. При наличии долговременной динамики малая отрицательная задержка $\Delta t = -10$ пс может рассматриваться как положительная большая, равная периоду следования импульсов лазера T_l , относительно предыдущего импульса накачки ($\Delta t = T_l$). Как видно из рис. 3а и б, амплитуда кривой гистерезиса при такой задержке полностью восстанавливается.

Наиболее яркой особенностью петель гистерезиса обоих образцов в условиях импульсного фотовозбуж-

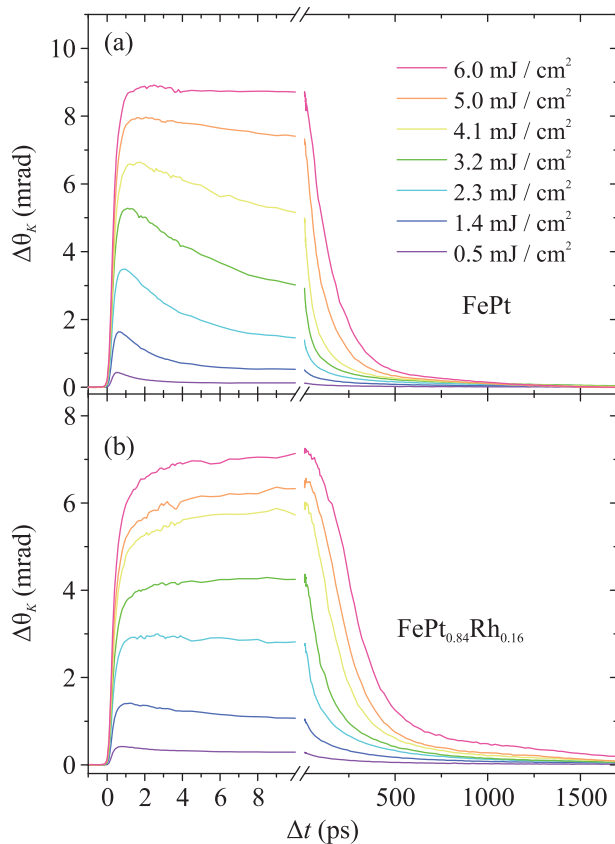


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимости изменения угла поворота Керра от задержки между импульсами накачки и зондирования при разных плотностях энергии накачки для тонких пленок FePt и FePt_{0.84}Rh_{0.16}; магнитное поле с индукцией 0.55 Тл приложено вдоль нормали к пленкам

дения является устойчивое во времени подавление коэрцитивного поля, составляющее $\sim 70\%$ и $\sim 83\%$ для FePt и FePt_{0.84}Rh_{0.16} соответственно. Уменьшение коэрцитивности имеет место даже спустя 1 мс после импульса накачки. Для экспериментальной оценки того, как долго сохраняется эффект подавления коэрцитивности, аналогичные измерения были проведены при частоте следования импульсов 100 Гц. Результаты этих измерений представлены на рис. 3с и d. Здесь подавление коэрцитивности так же устойчиво на всем рассматриваемом диапазоне времен задержки, но является менее выраженным. Для пленки FePt коэрцитивное поле понижено незначительно, максимум на $\sim 18\%$, для FePt_{0.84}Rh_{0.16} – на $\sim 60\%$. Дополнительное отличие этих наблюдений от экспериментов при частоте лазера 1 кГц заключается в более слабом фотоиндуцированном уменьшении намагниченности при всех задержках времени и той же плотности энергии накачки. Максимальное измене-

ние намагниченности насыщения у образца FePt составляет 45 %, у FePt_{0.84}Rh_{0.16} – на 78%.

Более детально зависимости коэрцитивного поля образцов от периода следования импульсов лазера T_l и плотности энергии накачки показаны на рис. 4. В этих экспериментах петля гистерезиса измерялась по углу поворота плоскости поляризации при задержке импульса зондирования $\Delta t = -10$ пс (эквивалентно $\Delta t = T_l$, см. выше). Соответственно, рис. 4а иллюстрирует долговременную, до 50 мс, динамику восстановления величины коэрцитивного поля (при этом плотность энергии накачки фиксировалась на 5.5 мДж/см²). Сплошными линиями на рис. 4а показаны результаты аппроксимации полученных данных функцией $y = A - B \exp(-T_l/\tau)$, где τ – временная константа процесса восстановления коэрцитивности. Значения константы τ для тонких пленок FePt и FePt_{0.84}Rh_{0.16} составили 1.86 ± 0.15 мс и 2.8 ± 0.3 мс соответственно.

Рисунок 3b иллюстрирует зависимость коэрцитивного поля исследованных тонких пленок от плотности энергии накачки при фиксированной частоте 1 кГц. Величина коэрцитивности обоих образцов уменьшается с увеличением плотности энергии накачки, однако характер зависимостей несколько отличается. В пленке FePt с увеличением плотности накачки коэрцитивность уменьшается постепенно во всем диапазоне, достигая минимальной величины в 24 мТл при накачке 6.4 мДж/см². В пленке FePt_{0.84}Rh_{0.16} можно выделить диапазоны слабой зависимости подавления коэрцитивности от плотности энергии накачки $\Phi = 0 \div 3.2$ мДж/см² и более 5 мДж/см², и область сильной зависимости $\Phi = 3.2 \div 4.1$ мДж/см².

Таким образом, в экспериментах по сверхбыстрой фотоиндуцированной динамике намагниченности сплошных эпитаксиальных ферромагнитных тонких пленок со структурой тетрагональной $L1_0$ -фазы и перпендикулярной магнитной анизотропией проявляется сильная зависимость коэрцитивного поля от периода следования импульсов накачки. Что интересно, состояние с редуцированной коэрцитивностью сохраняется достаточно долго, миллисекунды. При этом величина намагниченности после импульса накачки восстанавливается до исходной уже спустя 2 нс, после чего практически не меняется. В то же время, статический нагрев пленок от 300 до 350 К (рис. 1) ведет в первую очередь к уменьшению намагниченности при сохранении коэрцитивного поля (более ярко это проявляется для состава FePt_{0.84}Rh_{0.16}). Такое сопоставление говорит о нетепловой природе фотоиндуцированной редукции

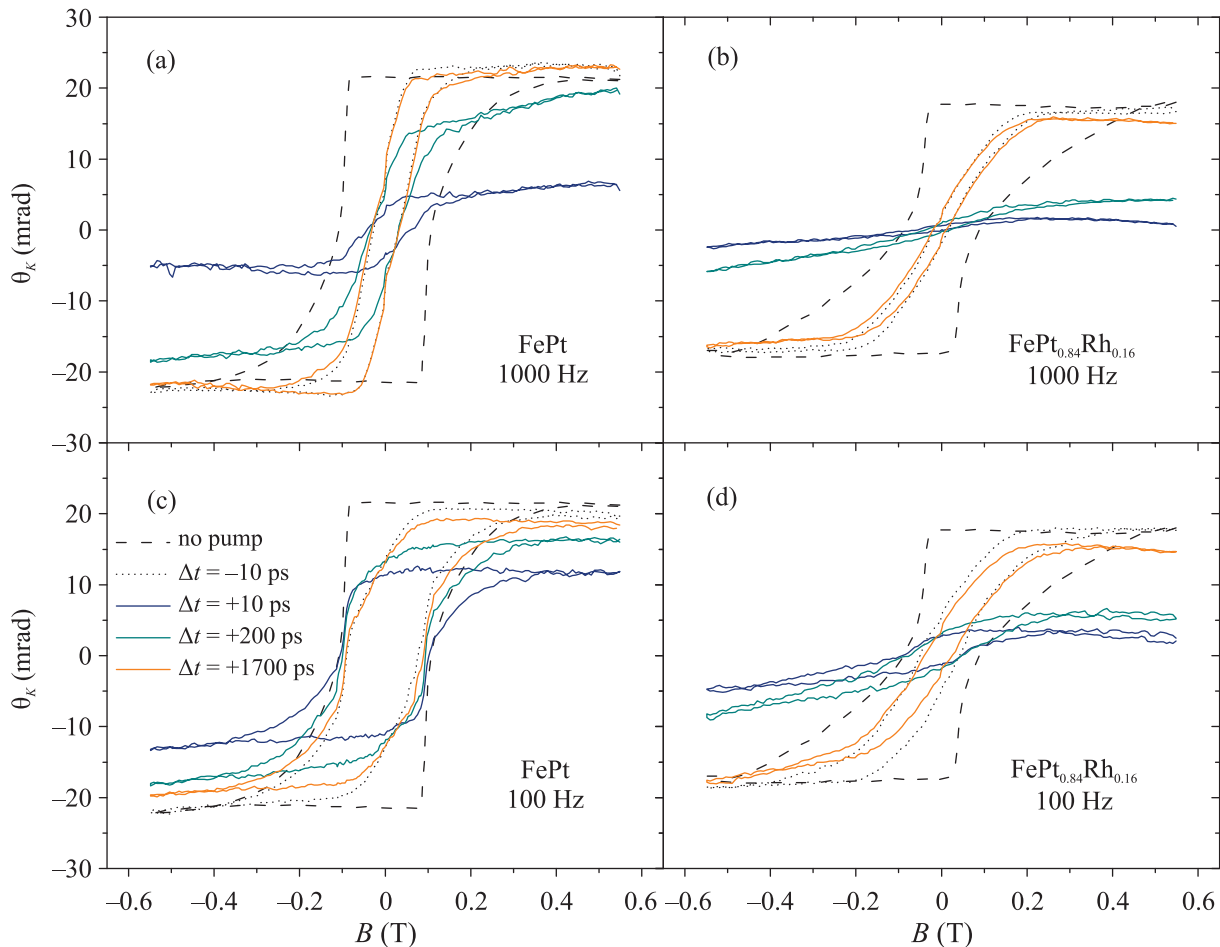


Рис. 3. (Цветной онлайн) Кривые перемagnetизации тонких эпитаксиальных пленок FePt (a), (c) и FePt_{0.84}Rh_{0.16} (b), (d) по углу поворота Керра при $T = 300$ К. Пунктирными линиями показаны равновесные кривые. Временноразрешенные данные представлены для частот следования импульсов накачки 1 кГц (a), (b) и 100 Гц (c), (d). Синими линиями показаны кривые гистерезиса для задержки относительно импульса накачки $\Delta t = +10$ пс, голубыми – для $\Delta t = +200$ пс, оранжевыми – для $\Delta t = +1700$ пс. Штриховыми (точечными) линиями показаны данные для $\Delta t = -10$ пс, что соответствует задержке относительно предыдущего импульса в 1 мс (a), (b) или 10 мс (c), (d). Плотность энергии накачки – 6.4 мДж/см^2

коэрцитивного поля. Впрочем, при невысокой, 1 кГц и менее, частоте следования импульсов накачки эффект накопления тепла, как правило, пренебрежимо мал, а исходная равновесная температура восстанавливается за наносекунды.

Обращает на себя внимание большое время восстановления коэрцитивного поля. Можно было бы предположить, что наблюдаемая редукция связана с макроскопическими явлениями, например, фотоиндуцированным структурным фазовым переходом. В самом деле, повышение симметрии структуры до кубической могло бы привести к существенному уменьшению коэрцитивности. Однако постепенное, без скачков, изменение коэрцитивного поля при уменьшении периода следования импульсов

(рис. 4a) показывает, что наши наблюдения, скорее всего, с фотоиндуцированным фазовым переходом не связаны.

Кроме того, если бы в результате разогрева пленки происходил структурный переход из тетрагональной $L1_0$ -фазы в высокотемпературную кубическую A1 фазу (см., например, [9]), то в силу чрезвычайной близости энергий упорядоченной $L1_0$ -фазы и неупорядоченной кубической фазы того же состава, происходило бы структурное разупорядочение низкотемпературной фазы при частоте следования лазерных импульсов 1 кГц. Это было бы видно по уменьшению равновесного коэрцитивного поля, которое в разы меньше в неупорядоченной фазе по сравнению с тетрагональной $L1_0$ -фазой (см., например, [10]). В

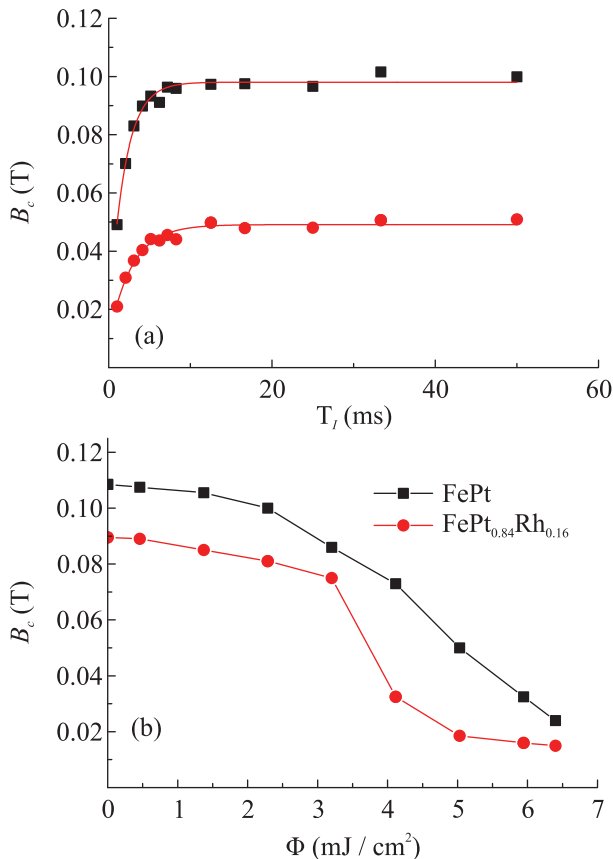


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимости коэрцитивного поля пленок FePt (квадраты) и FePt_{0.84}Rh_{0.16} (кружки) от периода следования (a) и от плотности энергии накачки (b), измеренные при отрицательной задержке -10 пс (см. текст). Плотность энергии в эксперименте панели (a) $\Phi = 5.5$ мДж/см²; частота следования импульсов накачки в эксперименте панели (b) $f = 1000$ Гц. Линиями на панели (a) показаны результаты аппроксимации функцией $y = A - B \exp(-T_l/\tau)$

эксперименте равновесное коэрцитивное поле не зависит от длительности проведения эксперимента.

Наконец, еще одним указанием на нетепловой механизм редукции коэрцитивного поля является динамика намагниченности: последняя восстанавливается спустя ~ 1.7 нс после импульса накачки и далее остается неизменной. В то же время, коэрцитивное поле остается редуцированным до ~ 2 мс, т.е. на временах на шесть порядков длиннее времени восстановления намагниченности.

Процессы перемангничивания сплошных тонких пленок с перпендикулярной магнитной анизотропией в поле, приложенном вдоль легкой оси (рис. 1 и 3), включают две необходимых стадии, а именно, зарождение доменов с противоположным исходному направлению намагниченности и их рост за счет дви-

жения доменных стенок. Первая из этих стадий проявляется в изломе в петле гистерезиса с уменьшением абсолютной величины намагниченности относительно насыщенного состояния. “Трение”, возникающее при росте доменов за счет движения доменных стенок, связано с их пиннингом на дефектах в пленке. Энергетический масштаб, характеризующий пиннинг, определяет при заданной температуре величину коэрцитивного поля. Экспериментальные результаты, представленные на рис. 3, однозначно показывают, что обе стадии процесса перемангничивания как в пленке FePt, так и FePt_{0.84}Rh_{0.16} происходят в условиях импульсного фотовозбуждения при значительно меньших магнитных полях, что в целом приводит к существенному магнитному смягчению. Более того, поскольку нагрева в течение подавляющей доли времени между импульсами накачки нет, наблюдаемое магнитное смягчение имеет нетепловую природу. С чем же это может быть связано, если не с нагревом?

Оба процесса, и зародышеобразование, и движение доменных стенок, имеют активационную природу. Соответственно, в отсутствие нагрева смягчение магнитных характеристик требует либо уменьшения соответствующих энергий активации, либо нетепловой “подкачки” энергии в магнитную подсистему. Сравнительно недавно в работе [11] сообщалось о наблюдении редукции коэрцитивного поля в два раза в эпитаксиальной пленке магнитного полупроводника Ga_{1-x}Mn_xAs_{0.96}P_{0.04} с перпендикулярной анизотропией при воздействии на нее ультразвуковыми импульсами, возбуждающими поверхностные акустические волны (ПАВ, или SAW – *Surface Acoustic Waves*). Частота ультразвука была 549 МГц, длительность импульса 600 нс, период следования – 20 мс. Авторы [11] связывали наблюдаемый эффект с периодическим снижением энергии зарождения доменов, зависящей от деформации, под действием ПАВ. Близкие по природе явления, связанные с лазерно-индуцированной модификацией магнитной анизотропии, обсуждаются в статье [12]. Обзор по современному состоянию сверхбыстрой магнитоакустики представлен в работе [13].

Сходную природу может иметь и описываемое нами явление. Так, во-первых, известно, что поглощение сверхкоротких световых импульсов приводит к генерации гиперзвуковой волны с широким (до сотен гигагерц) частотным спектром [14, 15]. Во-вторых, характерной чертой соединения FePt является рекордная величина магнитоупругой связи; магнито-стрикция в нем даже больше, чем в классическом примере никеля [16–18]. Таким образом, акустиче-

ская волна, индуцированная фемтосекундным световым импульсом, может повышать энергию магнитной подсистемы. В-третьих, в телах правильной формы, к которым можно отнести плоскопараллельную монокристаллическую подложку MgO, резонансные акустические моды могут иметь высокую добротность [19] и, соответственно, служить слабодиссипативным энергетическим резервуаром с эффективным каналом передачи энергии в магнитную пленку. Эпитаксиальный характер исследуемых пленок, в свою очередь, обеспечивает передачу деформации от подложки к пленке, что, благодаря сильной магнитоупругой связи, может увеличить энергию магнитной подсистемы и облегчить как зарождение доменов, так и нетепловой депиннинг доменных стенок. А высокая добротность акустических резонансов ведет к длительной редукции коэрцитивного поля. Различие во временах восстановления коэрцитивного поля для двух составов пленок, на наш взгляд, может быть связано с разницей в величинах констант магнитоупругого взаимодействия. Родий, как заметно более легкий элемент, характеризуется более слабым спин-орбитальным взаимодействием, и замещение платины родием должно привести к уменьшению магнитоупругой константы.

Близкое по проявлению в эксперименте уменьшение поля переключения магнитного джозефсоновского контакта в присутствии микроволновой подкачки наблюдалось в работе [20]. Результат интерпретировался как возбуждение микроволновым излучением флуктуаций локальных магнитных моментов кластеров PdFe, что сокращает коэрцитивное поле и облегчает процесс перемангничивания.

Таким образом, в результате проведенных исследований тонких эпитаксиальных пленок FePt и FePt_{0.84}Rh_{0.16} на монокристаллических подложках MgO нами обнаружен эффект фотоиндуцированного магнитного смягчения нетепловой природы, приводящий к долгоживущей редукции коэрцитивного поля. Предложена гипотеза, связывающая природу эффекта с возбуждением фемтосекундными лазерными импульсами акустических резонансов в системе подложка-пленка. Эффект, на наш взгляд, может лежать в основе технологии, альтернативной термоассистированной магнитной записи, используемой в магнитных жестких дисках на базе гранулярных сред FePt.

Работа была поддержана программой стратегического академического лидерства Казанского федерального университета (ПРИОРИТЕТ-2030).

Вклад Л. Р. Тагирова в работу был поддержан темой госзадания ФИЦ КазНЦ РАН #122011800133-2.

1. D. Weller and A. Moser, IEEE Trans. Magn. **35**, 4423 (1999).
2. K. Inomata, T. Sawa, and S. Hashimoto, J. Appl. Phys. **64**, 2537 (1988).
3. N. Miyata, H. Asami, T. Mizushima, and K. Sato, J. Phys. Soc. Jpn. **59**, 1817 (1990).
4. M. H. Kryder, E. C. Gage, T. W. McDaniel, W. A. Challener, R. E. Rottmayer, G. Ju, Y.-T. Hsia, and M. Fatih Erden, IEEE Proc. **96**, 1810 (2008).
5. J. U. Thiele, K. R. Coffey, M. F. Toney, J. A. Hedstrom, and A. J. Kellock, J. Appl. Phys. **91**, 6595 (2002).
6. D. B. Xu, J. S. Chen, T. J. Zhou, and G. M. Chow, J. Appl. Phys. **109**, 07B747 (2011).
7. D. A. Gilbert, L. W. Wang, T. J. Klemmer, J. U. Thiele, C. H. Lai, and K. Liu, Appl. Phys. Lett. **102**, 132406 (2013).
8. T. Hasegawa, J. Miyahara, T. Narisawa, S. Ishio, H. Yamane, Y. Kondo, J. Ariake, S. Mitani, Y. Sakaruba, and K. Takanashi, J. Appl. Phys. **106**, 103928 (2009).
9. O. Gutfleisch, J. Lyubina, K.-H. Muller, and L. Schulz, Adv. Eng. Mater. **7**, 208 (2005).
10. Y. B. Li, Y. F. Lou, L. R. Zhang, B. Ma, J. M. Bai, and F. L. Wei, J. Magn. Magn. Mater. **322**, 3789 (2010).
11. L. Thevenard, I. S. Camara, J.-Y. Prieur, P. Rovillain, A. Lemaître, C. Gourdon, and J.-Y. Duquesne, Phys. Rev. B: Condens. Matter **93**, 140405 (2016).
12. А. М. Калашникова, Н. Е. Хохлов, Л. А. Шелухин, А. В. Щербаков, ЖТФ **91**, 1848 (2021).
13. В. С. Власов, А. В. Голов, Л. Н. Котов, В. И. Щеглов, А. М. Ломоносов, В. В. Темнов, Акустический журнал **68**, 22 (2022).
14. С. А. Ахманов, В. Э. Гусев, УФН **162**, 3 (1992).
15. C. Thomsen, H. T. Grahn, H. J. Maris, and J. Tauc, Phys. Rev. B **34**, 4129 (1986).
16. Н. С. Акулов, З. И. Ализаде, К. П. Белов, ДАН СССР **65**, 815 (1949).
17. W. Li, W. Zhou, P. Lenox, T. Seki, K. Takanashi, A. Jander, and P. Dhagat, IEEE Trans. Magn. **51**, 2504904 (2015).
18. F. E. Spada, F. T. Parker, C. L. Platt, and J. K. Howard, J. Appl. Phys. **94**, 5123 (2003).
19. A. Migliori, J. L. Sarrao, W. M. Visscher, T. M. Bell, M. Lei, Z. Fisk, and R. G. Leisure, Phys. B: Cond. Matt. **183**, 1 (1993).
20. R. Caruso, D. Massarotti, V. V. Bolginov, A. Ben Hamida, L. N. Karelina, A. Miano, I. V. Vernik, F. Tafuri, V. V. Ryazanov, O. A. Mukhanov, and G. P. Pepe, J. Appl. Phys. **123**, 133901 (2018).