

# СПИН-ЗАВИСИМЫЙ ТОК И ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ НАНОПЛЕНOK Tb<sub>22</sub>Co<sub>5</sub>Fe<sub>73</sub>/Pr<sub>6</sub>O<sub>11</sub>/Tb<sub>19</sub>Co<sub>5</sub>Fe<sub>76</sub> В ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*Н. Н. Крупа*\*

*Институт магнетизма Национальной академии наук Украины  
03142, Киев, Украина*

Поступила в редакцию 10 ноября 2008 г.

В работе приведены результаты исследований динамики перемагничивания ферромагнитных аморфных нанослоев с перпендикулярной анизотропией при облучении лазерными импульсами многослойных пленок Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Tb<sub>22</sub>Co<sub>5</sub>Fe<sub>73</sub>/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Tb<sub>22</sub>Co<sub>5</sub>Fe<sub>73</sub>/Pr<sub>6</sub>O<sub>11</sub>/Tb<sub>19</sub>Co<sub>5</sub>Fe<sub>76</sub>/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и влияние такого облучения на величину сопротивления в туннельном микроконтакте Tb<sub>22</sub>Co<sub>5</sub>Fe<sub>73</sub>/Pr<sub>6</sub>O<sub>11</sub>/Tb<sub>19</sub>Co<sub>5</sub>Fe<sub>76</sub>. Показано, что перемагничивание магнитных нанослоев в поле лазерного излучения может проходить не только за счет нагрева и действия внешнего магнитного поля, но и под действием магнитного поля, индуцированного циркулярно-поляризованным лазерным излучением, а также за счет переноса магнитного момента поляризованными электронами. С помощью лазерного излучения можно управлять (изменяя величину сопротивления в полтора–два раза) проводимостью туннельного микросопротивления Tb<sub>22</sub>Co<sub>5</sub>Fe<sub>73</sub>/Pr<sub>6</sub>O<sub>11</sub>/Tb<sub>19</sub>Co<sub>5</sub>Fe<sub>76</sub>.

PACS: 72.25.Mk, 78.20.Ls

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время изучение магнитных и магнотранспортных характеристик гетерогенных магнитных материалов стало одним из главных направлений в спинтронике. Полученные здесь результаты позволили не только установить основные зависимости величины спинового тока от структуры и состояния намагниченности таких материалов [1, 2], но и выявить такие интересные эффекты, как возбуждение спиновым током неравновесной намагниченности в немагнитных материалах [2, 3] и перемагничивание низкокоэрцитивных неоднородных магнитных структур [4–7]. В многослойных нанопленках, которые также можно отнести к гетерогенным материалам, получено рекордно большое значение туннельного магнитосопротивления [8]. Для достижения высоких показателей магнитосопротивления в гетерогенных структурах необходимо использовать магнитные материалы, обладающие высокой степенью спино-

вой поляризации при температуре выше комнатной. На сегодняшний день известно, что высокая степень поляризации электронов обеспечивается в магнитных полуметаллах, в некоторых магнитных сплавах Гейслера и в магнитных полупроводниках. Именно эти материалы, в основном, и исследуются как перспективные инжекторы спинового тока. При разработке эффективных магнитоуправляемых транзисторов, кроме материалов с высокой спиновой поляризацией и достаточно высокой магнитной анизотропией, возникает необходимость в высокоскоростных методах управления направлением намагниченности таких материалов в заданной локальной области. Перспективным в этом отношении является использование нано- и пикосекундных лазерных импульсов, которые позволяют за счет нагрева снижать коэрцитивную силу магнитных пленочных материалов в локальной микрообласти и создавать за счет обратного эффекта Фарадея [9] достаточно значительное магнитное поле.

Аморфные ферромагнитные пленки сплавов переходных и редкоземельных металлов в силу своих особых свойств могут работать как эффективные

\*E-mail: krupa@imag.kiev.ua, lycarmk@rambler.ru

инжекторы спинового тока, магнитными характеристиками которых можно управлять с помощью ультракоротких лазерных импульсов. Большая энергия перпендикулярной анизотропии и значительная коэрцитивная сила обеспечивают в таких пленках долговременную сохранность состояния намагниченности близкую к намагниченности насыщения даже при отсутствии внешнего магнитного поля, что должно приводить к высокой степени поляризации электронов. Сильная зависимость величины коэрцитивной силы от температуры и невысокая температура Кюри, порядка 100 К [10], позволяют не только использовать такие пленки для оптической записи информации [11], но и создавать на их основе оптоэлектронные микроэлементы спинтроники.

В данной работе изложены результаты экспериментальных исследований перемагничивания нанослоев TbCoFe в многослойных пленках  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}/\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}/\text{Al}_2\text{O}_3$  при облучении их наносекундными и пикосекундными лазерными импульсами и влияния такого облучения на величину туннельного магнитосопротивления в наноструктуре  $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$ . Полученные результаты показывают, что в зависимости от интенсивности, характера поляризации и длительности импульсов лазерного излучения и от структуры исследуемых пленок решающую роль в перемагничивании магнитных нанослоев TbCoFe в области действия лазерного излучения играют различные механизмы. В пленках с одним магнитным слоем  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}/\text{Al}_2\text{O}_3$  перемагничивание слоя TbCoFe кроме хорошо известного терромагнитного механизма [11] может происходить за счет прямого действия магнитного поля мощных пикосекундных лазерных импульсов с циркулярной поляризацией излучения.

В пленках  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}/\text{Al}_2\text{O}_3$  помимо этих механизмов наблюдается также перемагничивание второго более низкоэрцитивного магнитного нанослоя  $\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$  магнитным полем, создаваемым неравновесными спин-поляризованными электронами, которые инжектируются в этот слой из первого магнитного слоя  $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}$ . При перемагничивании туннельного микросопротивления  $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$  наносекундными и пикосекундными лазерными импульсами наблюдается значительное (больше чем в два раза) изменение туннельного сопротивления.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ И ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Измерения проводились на полученных методом магнетронного напыления пленках  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}/\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}/\text{Al}_2\text{O}_3$ . В качестве подложек использовались пластинки размером  $10 \times 14 \text{ мм}^2$  и толщиной 1.2 мм, а также диски толщиной 1.2 мм и диаметром 110 мм из плавленого кварца. Толщины ферромагнитных аморфных слоев TbCoFe были около 20 нм, защитных слоев  $\text{Al}_2\text{O}_3$  — 40 нм и барьерного слоя  $\text{Pr}_6\text{O}_{11}$  между слоями TbCoFe — около 2 нм.

В работе исследовалась динамика изменения углов Керра и Фарадея в зоне облучения наносекундными ( $\tau_i = 15 \text{ нс}$ ) и пикосекундными ( $\tau_i \approx 80 \text{ пс}$ ) импульсами Nd-ИАГ-лазера ( $\lambda = 1.06 \text{ мкм}$ ), работающих с частотой повторения до 20 Гц. Оптическая схема таких исследований представлена на рис. 1. Пучок Nd-ИАГ-лазера с гауссовским распределением энергии в поперечном сечении проходил через поляризационную призму 2, интерференционное зеркало 3 и фокусировался специальным микрообъективом 4 с числовой апертурой 0.55 через подложку 5

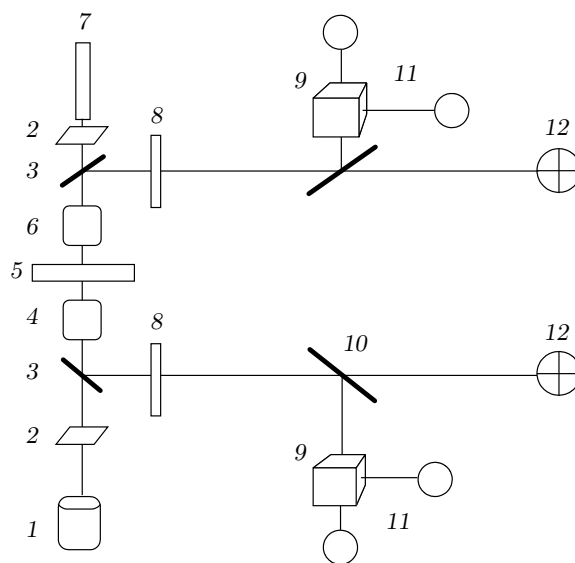


Рис. 1. Оптическая схема исследований: 1 — Nd-ИАГ-лазер, 2 — поляризаторы, 3 — интерференционные зеркала, 4 — стандартный микрообъектив, 5 — подложка с пленкой, 6 — специальный микрообъектив, 7 — гелий-неоновый лазер, 8 — светофильтры, 9 — призмы Сенармона, 10 — полупрозрачные зеркала, 11 — фотодиоды считывания, 12 — четырехплощадочный фотодиод

на пленку. С противоположной стороны пленки в ту же область микрообъективом 6 с числовой апертурой 0.65 фокусировалось поляризованное излучение  $\lambda = 630$  нм одномодового гелий-неонового лазера 7. Для того чтобы получить циркулярную поляризацию излучения Nd-ИАГ-лазера между поляризатором 2 и зеркалом 3 устанавливался компенсатор Бабины.

Отраженное от пленки излучение Nd-ИАГ- и гелий-неонового лазера проходило через светофильтры 8, отражалось 60-процентными алюминиевыми зеркалами 9 на призмы Сенармона 10 и регистрировалось фотодиодами считывания 11. По величине дифференциального сигнала с этих фотодиодов измерялся поворот плоскости поляризации лазерного излучения при отражении. Переставляя местами светофильтры 8, можно было направлять на призмы Сенармона отраженный или прошедший сквозь пленку лазерные пучки. Интерференционные зеркала 3 имели различные коэффициенты отражения для *s*- и *p*-поляризаций лазерного излучения (под углом  $45^\circ$   $R_s > 80\%$  и  $R_p < 10\%$ ). С фотодиодов 12 подавались сигналы на микроприводы системы автофокусировки, которая обеспечивала постоянную фокусировку микрообъективов 4 и 6 на поверхность пленки. Подложка с пленкой могла вращаться на оси высокоточного шпинделя на аэроэстатическом подвесе со стабилизацией скорости вращения 10–60 оборотов в минуту. Вся оптическая система находилась на виброизолированном столе.

Описанная схема позволяет по изменению величины фотоэлектрических сигналов, которые пропорциональны углу Керра или Фарадея для отраженного или прошедшего лазерного излучения, изучать динамику перемагничивания магнитных нанослоев в исследуемых пленках при облучении лазерными импульсами, а также регистрировать факт записи (перемагничивание) информации исследуемых магнитных нанослоев на подложках в виде оптических дисков.

Мы также изучали влияние облучения мощными лазерными импульсами на туннельную проводимость. Для этого методом фотолитографии в зоне пересечения двух скрещенных полосок  $Tb_{22}Co_5Fe_{73}$  и  $Tb_{19}Co_5Fe_{76}$ , разделенных прослойкой  $Pr_6O_{11}$  толщиной 2–3 нм, создавался туннельный микроконтакт с проводящей площадью около  $S \approx 20$  мкм<sup>2</sup>, зона туннельного контакта и проводящие полоски  $TbCoFe$  защищались покрытием из  $Al_2O_3$ . На край проводящих полосок  $TbCoFe$  наносилась платина, к которой паялись проводники и регистрировалось изменение проводимости исследуемой структуры под

действием постоянного внешнего магнитного поля и импульсного лазерного излучения, сфокусированного в зону туннельного контакта.

Ферромагнитные аморфные слои  $Tb_{22}Co_5Fe_{73}$  и  $Tb_{19}Co_5Fe_{76}$  имеют состав близкий к составу в точке компенсации  $Tb_{22}Fe_{78}$  (добавка кобальта только уменьшает старение и практически не изменяет магнитных характеристик слоя) [12]. Эти слои имеют близкую по величине энергию перпендикулярной анизотропии, но разную величину коэрцитивной силы. Коэрцитивная сила слоя  $Tb_{22}Co_5Fe_{73}$  составляла  $H_1 \approx 2.8 \cdot 10^5$  А/м и для  $Tb_{19}Co_5Fe_{76}$   $H_2 \approx 1.2 \cdot 10^5$  А/м (рис. 2), что позволяло нам при помощи внешнего магнитного поля изменять направление магнитного момента в низкокоэрцитивном слое  $Tb_{19}Co_5Fe_{76}$ , не меняя направления намагниченности высококоэрцитивного слоя  $Tb_{22}Co_5Fe_{73}$ . Предварительно исследуемые пленки однородно намагничивались внешним магнитным полем, которое прикладывалось перпендикулярно к плоскости пленок, и его величина изменялась от 0 до  $8 \cdot 10^5$  А/м.

Исследования динамики изменения углов Керра и Фарадея при облучении пленок наносекундными и пикосекундными лазерными импульсами показывают, что перемагничивание магнитных нанослоев, а соответственно, и запись информации лазерным излучением в пленках  $Al_2O_3/Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Al_2O_3$  и  $Al_2O_3/Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Pr_6O_{11}/Tb_{19}Co_5Fe_{76}/Al_2O_3$  происходит по-разному. В пленках  $Al_2O_3/Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Al_2O_3$  в момент облучения наносекундными лазерными импульсами с линейной и циркулярной поляризацией излучения фотоэлектрический сигнал  $I_R$ , величина которого пропорциональна углу Керра для излучения гелий-неонового лазера, отраженного от слоя  $Tb_{22}Co_5Fe_{73}$ , даже при отсутствии внешнего магнитного поля изменяется (рис. 3а, в, д). Изменения величины  $I_R$  вначале возникают на заднем фронте наносекундного лазерного импульса и при увеличении интенсивности излучения этого импульса сдвигаются по времени к его максимуму и величина  $\Delta I_R$  возрастает. Во внешнем магнитном поле, направленном навстречу изначальной намагниченности слоя  $Tb_{22}Co_5Fe_{73}$ , величина  $I_R$  проходит через нуль и становится отрицательной (рис. 3д), что свидетельствует о факте перемагничивания слоя  $Tb_{22}Co_5Fe_{73}$  в облученной наносекундным лазерным импульсом области. При очень высокой интенсивности излучения в наносекундном лазерном импульсе (близкой к порогу разрушения пленки) можно получить перемагничивание нанослоя  $Tb_{22}Co_5Fe_{73}$  и без внешнего магнитного поля.

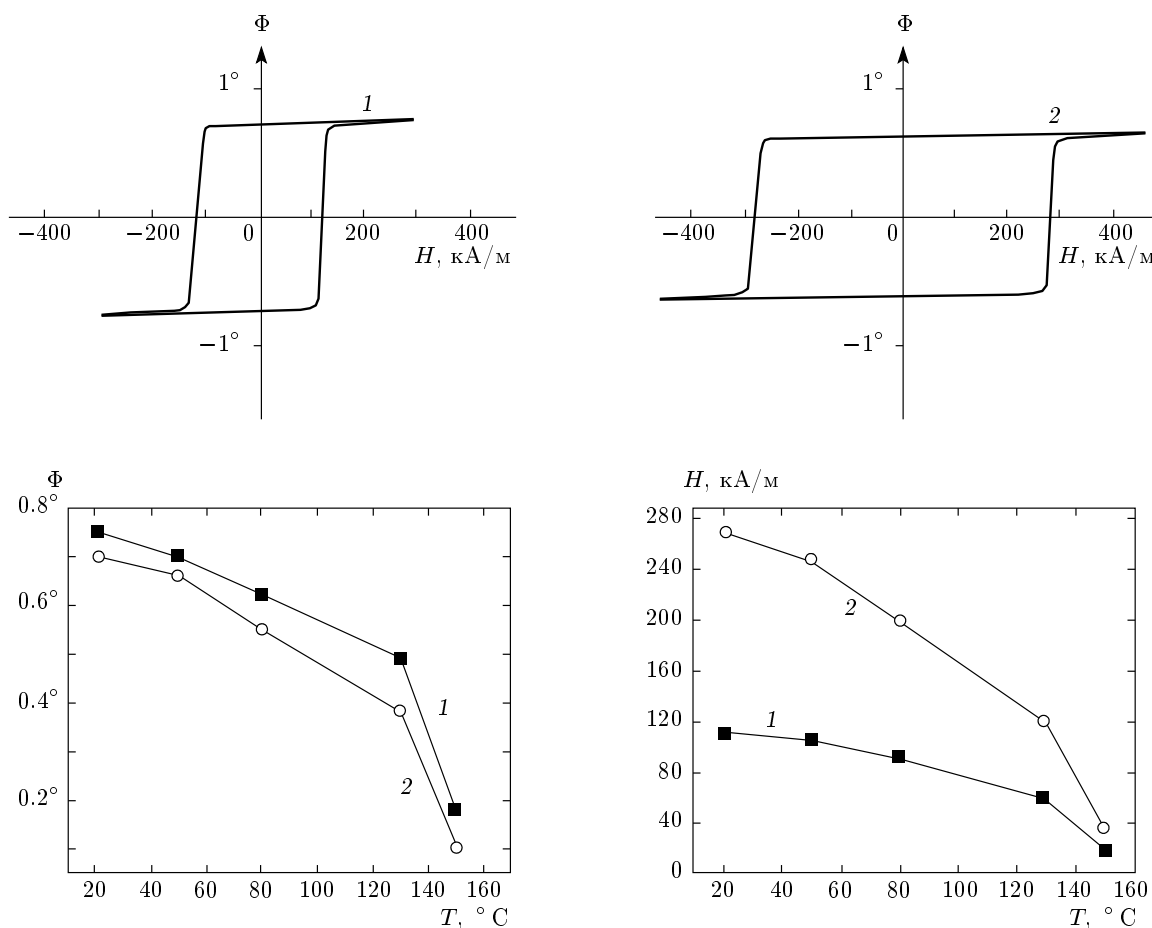
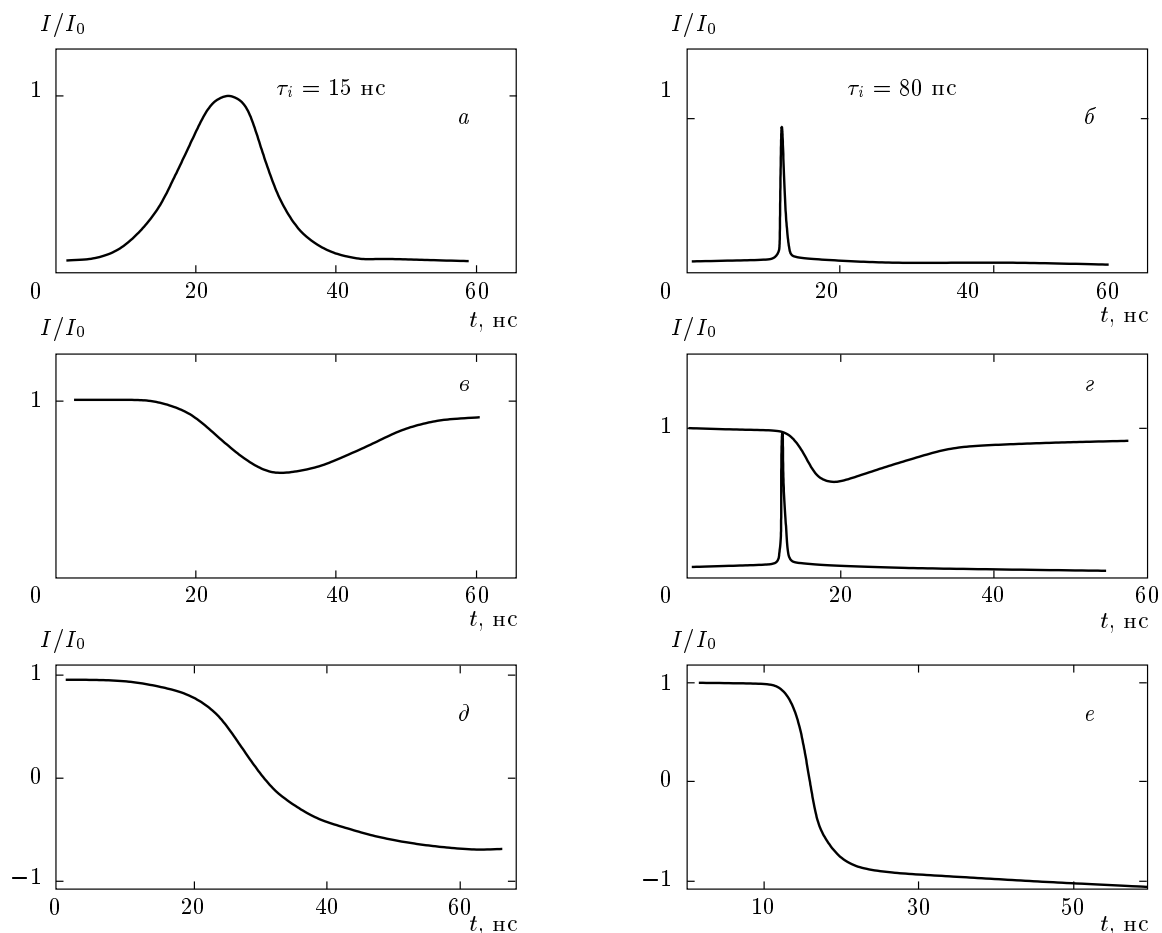


Рис. 2. Кривые изменения угла Керра ( $\Phi$ ) и величины коэрцитивной силы ( $H$ ) слоев  $Tb_{19}Co_5Fe_{76}$  (1) и  $Tb_{22}Co_5Fe_{73}$  (2)

После облучения вращающейся подложки с пленкой  $Al_2O_3/Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Al_2O_3$  с однородно намагниченным нанослоем  $Tb_{22}Co_5Fe_{73}$  последовательностью наносекундных импульсов одинаковой мощности в ней создается последовательность точечных областей с противоположной по отношению к изначальной намагниченностью. Эту последовательность точек можно считать с помощью гелий-неонового лазера и узкополосного высокочувствительного усилителя при вращении подложки с повышенной стабильной скоростью.

Описанные результаты хорошо согласуются с закономерностями терромагнитного механизма перемагничивания, при котором поглощение лазерного излучения приводит к сильному снижению коэрцитивной силы нанослоя  $Tb_{22}Co_5Fe_{73}$  (см. рис. 2) и переориентации магнитного момента под действием внешнего магнитного поля или поля размагничивания, которые возникают при перегреве пленки в облученной области выше температуры Кюри.

При облучении пленок  $Al_2O_3/Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Al_2O_3$  пикосекундными лазерными импульсами, кроме описанного терромагнитного перемагничивания магнитного нанослоя  $Tb_{22}Co_5Fe_{73}$ , наблюдается новый механизм перемагничивания. Для пикосекундных импульсов с циркулярной поляризацией излучения при некотором значении мощности  $P_{c0}$  в импульсе даже при отсутствии внешнего магнитного поля величина сигнала отражения излучения гелий-неонового лазера  $I_R$  резко падает, проходит через нуль и становится отрицательной (рис. 3). Начало процесса перемагничивания нанослоя  $Tb_{22}Co_5Fe_{73}$  пикосекундным лазерным импульсом с циркулярной поляризацией практически всегда совпадает с моментом действия этого импульса (рис. 3e) и имеет свои особенности. В зависимости от направления намагниченности нанослоя  $Tb_{22}Co_5Fe_{73}$  (навстречу лазерному пучку или по ходу распространения лазерного пучка) перемагничивание происходит при правой



**Рис. 3.** Изменение фотоэлектрических сигналов  $I_R$  излучения гелий-неонового лазера при отражении от пленки  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}/\text{Al}_2\text{O}_3$  в зоне облучения наносекундными ( $\tau_i = 15$  нс, слева) и пикосекундными ( $\tau_i = 80$  пс, справа) импульсами Nd-ИАГ-лазера с различной интенсивностью излучения  $I_i$ : *a, б* — падающие импульсы, *в–е* — гелий-неоновый лазер; *в* — линейная поляризация излучения Nd-ИАГ-лазера,  $I_i = 0.2$  МВт/см<sup>2</sup>,  $H = 0$ ; *д* — циркулярная поляризация излучения Nd-ИАГ-лазера,  $I_i = 1$  МВт/см<sup>2</sup>,  $H = 3$  кА/м; *е* — линейная поляризация излучения Nd-ИАГ-лазера,  $I_i = 300$  МВт/см<sup>2</sup>,  $H = 0$ ; *е* — циркулярная поляризация излучения Nd-ИАГ-лазера,  $I_i = 300$  МВт/см<sup>2</sup>,  $H = 0$

циркулярной или при противоположной левой циркулярной поляризации лазерного излучения. Причем если перемагничивание происходит при правой циркулярной поляризации излучения, то при левой циркулярной поляризации излучения перемагничивание без внешнего магнитного поля не наблюдается. Если при помощи внешнего магнитного поля поменять направление намагниченности слоя  $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}$  на противоположное, то теперь перемагничивание пленки наблюдается при левой циркулярной поляризации лазерного излучения.

Для линейной поляризации излучения при этой же мощности излучения  $P_{c0}$  величина сигнала  $I_R$  немного уменьшается, но по окончании лазерного

импульса возвращается к начальному значению. И только при мощностях излучения почти на порядок превышающих мощность  $P_{c0}$  для линейной поляризации излучения можно получить перемагничивание нанослоя  $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}$  без внешнего магнитного поля.

При облучении последовательностью циркулярно-поляризованных пикосекундных импульсов вращающейся подложки с пленкой  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}/\text{Al}_2\text{O}_3$  в ней также создается последовательность точечных областей, которая регистрируется с помощью гелий-неонового лазера.

Все это позволяет нам утверждать, что при облучении пикосекундными лазерными импульса-

ми с циркулярной поляризацией излучения пленок  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}/\text{Al}_2\text{O}_3$  происходит перемагничивание нанослоя  $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}$  магнитным полем лазерного пучка за счет обратного эффекта Фарадея [9]. Нагрев нанослоя  $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}$  лазерным излучением способствует такому перемагничиванию за счет снижения коэрцитивной силы слоя.

В пленке  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}/\text{Al}_2\text{O}_3$  с двумя магнитными нанослоями  $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}$  и  $\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$  перемагничивание первого по отношению к падающему импульсному лазерному излучению магнитного нанослоя происходит аналогично, как и в пленке  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}/\text{Al}_2\text{O}_3$ . Перемагничивание второго магнитного нанослоя зависит не только от длительности импульса и поляризации лазерного излучения, но и от состояния намагниченности обоих магнитных слоев.

При падении лазерного наносекундного и пикосекундного импульсов на пленку с магнитными слоями, намагниченными в одном направлении ( $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}\uparrow/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}\uparrow/\text{Al}_2\text{O}_3$ ) со стороны слоя  $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}$ , перемагничивание обоих магнитных нанослоев происходит одновременно. Динамика этого процесса и его зависимость от параметров лазерного импульса близки по характеристикам к процессу перемагничивания магнитного слоя в пленке  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}/\text{Al}_2\text{O}_3$  и различаются только по уровню мощности лазерного излучения. Когда же лазерный импульс падает на эту пленку со стороны слоя  $\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$ , мы можем получить перемагничивание этого слоя по термомагнитному механизму без перемагничивания второго магнитного слоя  $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}$ . При более высокой интенсивности лазерного излучения наблюдается одновременно перемагничивание обоих слоев.

После облучения вращающейся подложки с однородно намагниченной пленкой  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}\uparrow/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}\uparrow/\text{Al}_2\text{O}_3$  последовательностью циркулярно-поляризованных пикосекундных импульсов в ней также можно получить последовательность точечных областей с противоположной намагниченностью, которая дает высокое отношение сигнал/шум  $I_T$  при считывании излучением непрерывного гелий-неонового лазера на пропускание (эффект Фарадея).

При намагниченности слоев  $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}$  и  $\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$  в противоположных направлениях ( $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}\uparrow/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}\downarrow/\text{Al}_2\text{O}_3$ ) в картине перемагничивания пленки при облучении импульсами Nd-ИАГ-лазера наблюдается ряд особенностей (рис. 4). Во-первых, величина

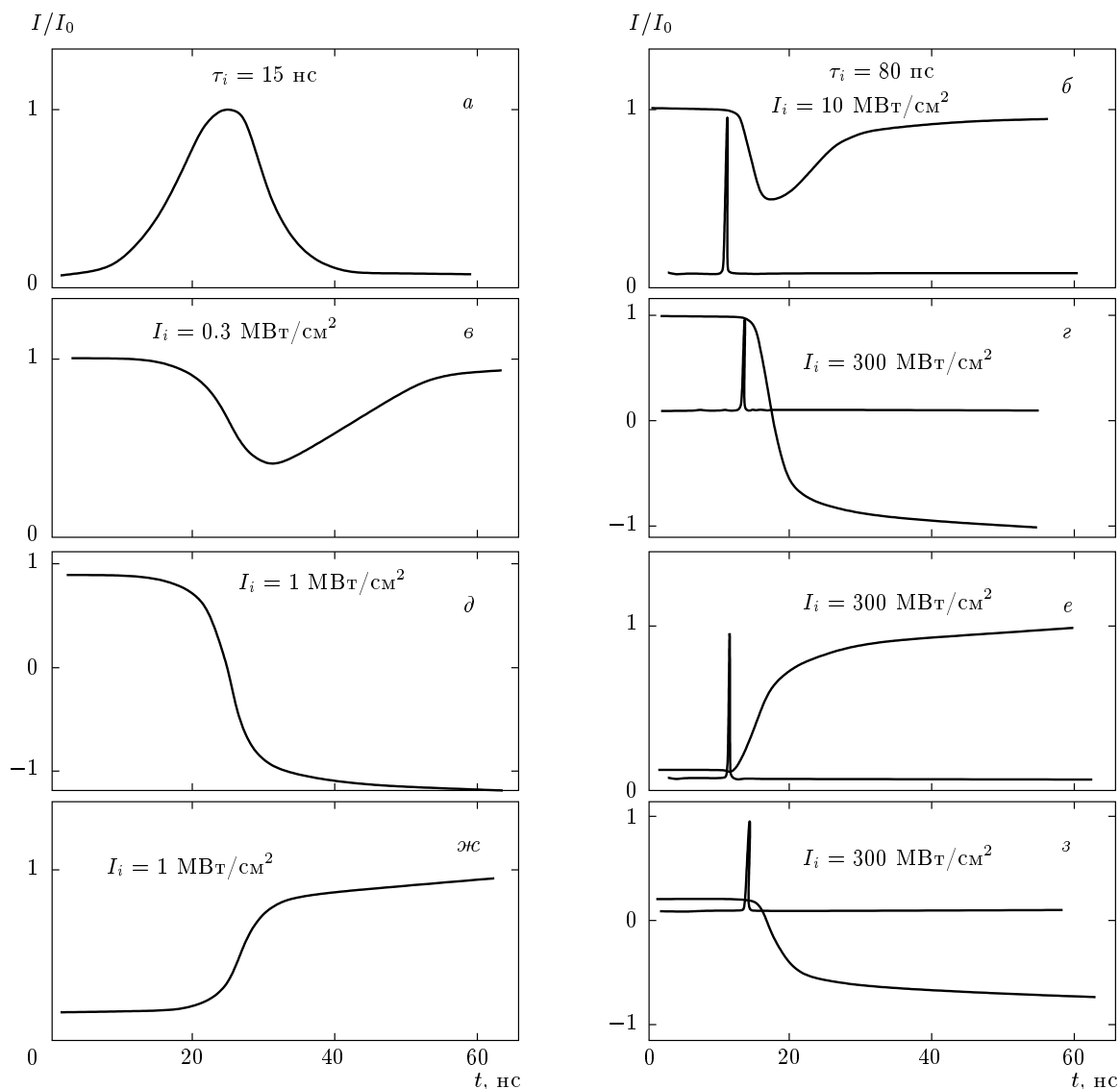
фотоэлектрического сигнала  $I_R$  для второго слоя  $\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$  в этом случае при облучении лазерными импульсами уменьшается более сильно, чем для пленки с одинаково намагниченными слоями  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}\uparrow/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}\uparrow/\text{Al}_2\text{O}_3$ . Во-вторых, даже для линейно-поляризованного лазерного излучения при некоторой мощности  $P_1$  для наносекундного импульса и  $P_2$  для пикосекундного лазерного импульса при нулевом магнитном поле величина сигнала  $I_R$  проходит через нуль и остается отрицательной после окончания лазерного импульса, т. е. в пленке происходит перемагничивание второго нанослоя  $\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$ . При этом направление намагниченности в первом слое  $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}$  не изменяется, о чем свидетельствуют результаты считывания сигналов отражения  $I_R$  от этого слоя и сигналов пропускания  $I_T$  от вращающейся подложки с пленкой  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}\uparrow/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}\downarrow/\text{Al}_2\text{O}_3$  после облучения последовательностью наносекундных и пикосекундных лазерных импульсов с мощностями  $P_1$  и  $P_2$ .

Необходимо отметить, что мощности излучения  $P_1$ , и  $P_2$  значительно меньше соответствующих мощностей излучения, которые вызывают перемагничивание нанослоя  $\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$  в пленке  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}\uparrow/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}\uparrow/\text{Al}_2\text{O}_3$  с одинаково намагниченными магнитными слоями.

При облучении пленки  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}\uparrow/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}\downarrow/\text{Al}_2\text{O}_3$  циркулярно-поляризованными пикосекундными импульсами, создающими за счет обратного эффекта Фарадея магнитное поле, направленное вдоль направления намагниченности первого нанослоя  $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}\uparrow$  (правовращающаяся поляризация), мы наблюдали перемагничивание второго нанослоя  $\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}\downarrow$  при мощности излучения в импульсе в полтора–два раза меньшем  $P_2$ . При использовании пикосекундных импульсов с левовращающейся поляризацией с высокой мощностью излучения  $P_3 > P_2$  наблюдается перемагничивание и входного магнитного нанослоя  $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}$ .

Когда лазерные импульсы падают на пленку  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}\uparrow/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}\downarrow/\text{Al}_2\text{O}_3$  со стороны слоя  $\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$ , то основные закономерности перемагничивания магнитных нанослоев и динамика этого процесса остаются аналогичными, как и для случая падения лазерного излучения со стороны слоя  $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}$ , но различаются по уровню мощности лазерного излучения.

Все это позволяет нам утверждать, что при облучении наносекундными и пикосекундными лазерными

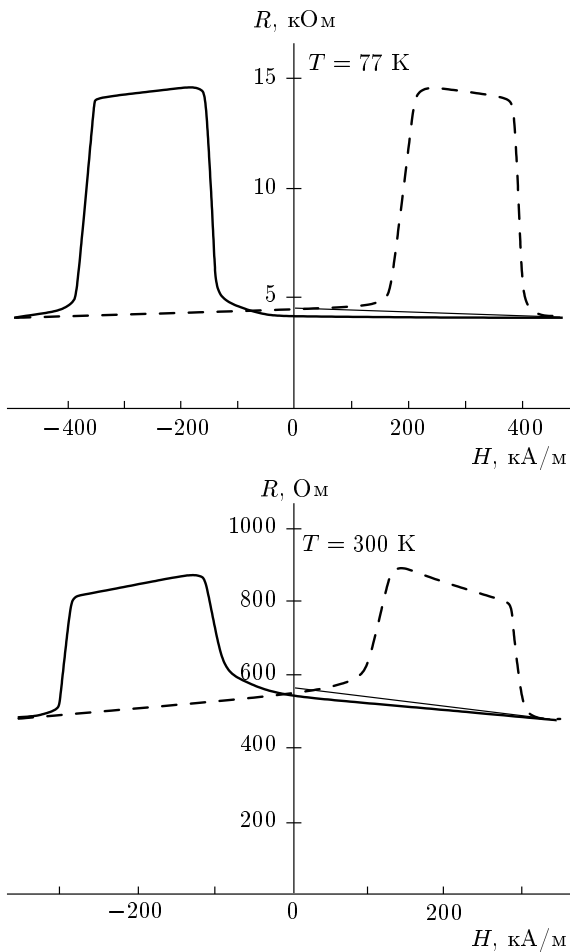


**Рис. 4.** Изменение сигналов отражения ( $I_R$  — б-2) от слоя  $Tb_{19}Co_5Fe_{76}$  и пропускания ( $I_T$  — жс-3) излучения гелий-неонового лазера для пленки  $Al_2O_3/Tb_{22}Co_5Fe_{73} \uparrow / Al_2O_3/Tb_{19}Co_5Fe_{76} \downarrow / Al_2O_3$  в зоне облучения наносекундными ( $\tau_i = 15$  нс, слева) и пикосекундными ( $\tau_i \approx 80$  пс, справа) импульсами Nd-ИАГ-лазера с различной интенсивностью излучения  $I_i$  при  $H = 0$ ; на рис. 3 — циркулярная поляризация, на остальных — линейная

ми импульсами пленки, в которой магнитные слои намагничены в противоположных направлениях  $Al_2O_3/Tb_{22}Co_5Fe_{73} \uparrow / Al_2O_3/Tb_{19}Co_5Fe_{76} \downarrow / Al_2O_3$ , кроме перемагничивания по термомагнитному механизму записи и прямого перемагничивания магнитным полем излучения мощного циркулярно-поляризованного пикосекундного импульса, наблюдается новый физический механизм перемагничивания. Этот механизм обеспечивает перемагничивание второго по ходу лазерного пучка нанослоя  $Tb_{19}Co_5Fe_{76}$  за счет магнитного поля

большой концентрации неравновесных спин-поляризованных электронов, инжектированных в этот слой лазерным излучением из первого магнитного слоя  $Tb_{22}Co_5Fe_{73}$  [6]. Нагрев нанослоя  $Tb_{19}Co_5Fe_{76}$  лазерным излучением в этом случае также способствует такому перемагничиванию.

Мощные лазерные импульсы влияют и на проводимость туннельного микроконтакта  $Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Pr_6O_{11}/Tb_{19}Co_5Fe_{76}$ . Величина магнитосопротивления в туннельных магнитных структурах (TMR) обычно определяется [8] как



**Рис. 5.** Изменение сопротивления при перемагничивании туннельного микроконтакта  $Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Pr_6O_{11}/Tb_{19}Co_5Fe_{76}$  внешним магнитным полем

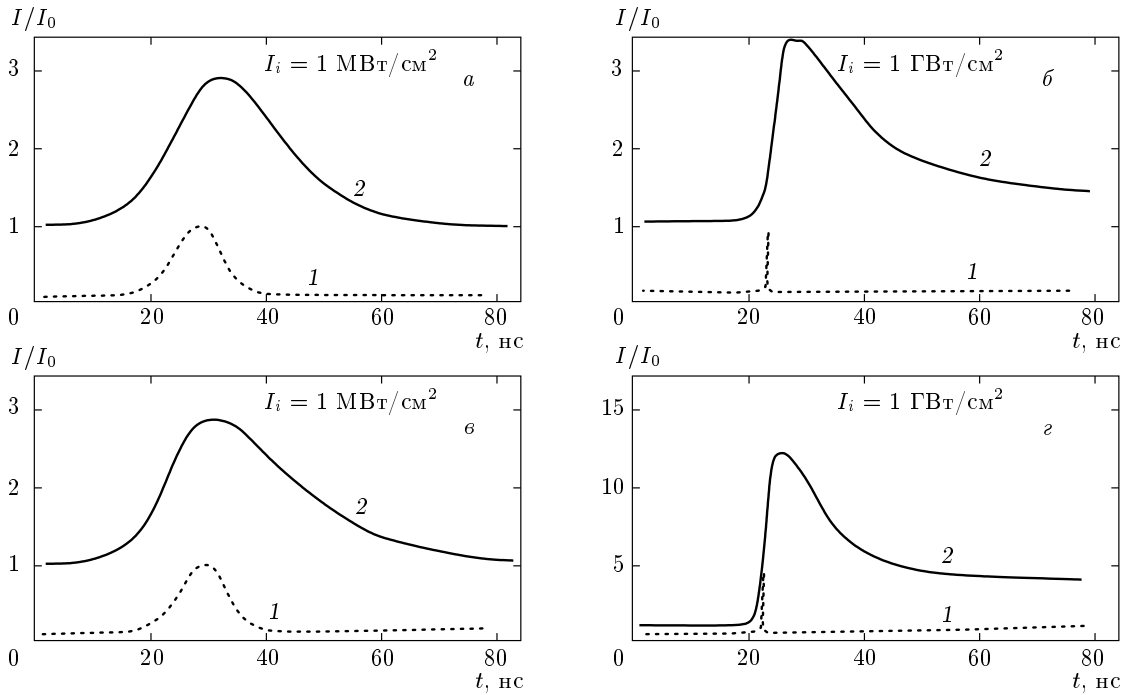
$TMR = (R_{max} - R_{min}) / R_{min}$ , где  $R_{max}$  и  $R_{min}$  — максимальное и минимальное значения сопротивления исследуемого туннельного контакта. В туннельном контакте  $Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Pr_6O_{11}/Tb_{19}Co_5Fe_{76}$  величина TMR, как было показано нами ранее [13], достигает достаточно больших значений —  $TMR = 0.7$  при комнатной температуре и  $TMR = 2.4$  при температуре жидкого азота. На рис. 5 показано изменение проводимости такого контакта при изменении величины и знака приложенного перпендикулярно к плоскости контакта магнитного поля. При облучении лазерными импульсами туннельного микроконтакта  $Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Pr_6O_{11}/Tb_{19}Co_5Fe_{76}$  характер изменения его сопротивления зависит не только от параметров лазерного излучения, но и от состояния намагниченности магнитных слоев (рис. 6). При одинаковой намагниченности слоев  $\uparrow Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Pr_6O_{11}/\uparrow Tb_{19}Co_5Fe_{76}$  сопротивление

контакта в момент действия лазерного импульса уменьшается примерно в три раза при  $T = 300$  К и на порядок при  $T = 78$  К, но после окончания импульса снова увеличивается, практически к начальной величине. Когда магнитные слои в контакте намагничены навстречу друг другу —  $\uparrow Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Pr_6O_{11}/\downarrow Tb_{19}Co_5Fe_{76}$ , — при малых мощностях лазерного излучения сопротивление контакта также уменьшается и возвращается обратно к начальному состоянию после окончания лазерного импульса. Однако при большой мощности излучения состояние пониженного сопротивления сохраняется и после окончания лазерного импульса (рис. 6б,г).

Переключение туннельного микроконтакта в низкоомное состояние наносекундными и пикосекундными лазерными импульсами можно получить, облучая контакт  $\uparrow Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Pr_6O_{11}/\downarrow Tb_{19}Co_5Fe_{76}$  как со стороны слоя  $Tb_{22}Co_5Fe_{73}$ , так и со стороны слоя  $Tb_{19}Co_5Fe_{76}$ . Однако в первом случае переключение достигается и при отсутствии внешнего магнитного поля, а при облучении со стороны слоя  $Tb_{19}Co_5Fe_{76}$  необходимо наличие магнитного поля порядка ста Эрстед, направление которого совпадает с направлением намагниченности слоя  $Tb_{22}Co_5Fe_{73}$ . Обратное переключение лазерным излучением туннельного микроконтакта  $\uparrow Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Pr_6O_{11}/\downarrow Tb_{19}Co_5Fe_{76}$  в высокоомное состояние можно получить только при облучении контакта со стороны слоя  $Tb_{19}Co_5Fe_{76}$  во внешнем магнитном поле, направленном противоположно намагниченности магнитных слоев.

Величина изменения сопротивления туннельного микроконтакта  $\Delta R_I(T)$  при переключении лазерным излучением почти вдвое меньше, чем соответствующее значение  $\Delta R_H(T)$ , полученное при перемагничивании микроконтакта постоянным магнитным полем, однако может достигать величины  $\Delta R_I/R_I = 1.5$  при комнатной температуре и  $\Delta R_I/R_I = 2$  при  $T = 77$  К. Такое достаточно большое изменение туннельного сопротивления туннельного микроконтакта при переходе от структуры с параллельно намагниченными магнитными слоями  $\uparrow Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Pr_6O_{11}/\uparrow Tb_{19}Co_5Fe_{76}$  к структуре с антипараллельно намагниченными слоями  $\uparrow Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Pr_6O_{11}/\downarrow Tb_{19}Co_5Fe_{76}$  [13] достигается как за счет высокой степени поляризации электронов в ферромагнитных слоях  $TbCoFe$ , так и за счет того, что инжекция поляризованных электронов в нанослой широкозонного парамагнитного полупроводника ( $T = 85$  К) с большим значением эффективного магнитного момента  $Pr_6O_{11}$  достаточно





**Рис. 6.** Изменение величины тока (кривые 2) через туннельный микроконтакт  $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$  при облучении импульсами Nd-ИАГ-лазера (кривые 1) с циркулярной поляризацией излучения ( $\tau_i = 15$  нс, слева и  $\tau_i \approx 80$  пс, справа): *a* — микроконтакт со слоями, намагниченными в одном направлении,  $\uparrow\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\uparrow\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$ ; *б-г* — микроконтакт с противоположно намагниченными слоями,  $\uparrow\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\downarrow\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$

сильно влияет на его магнитное состояние и спиновую проводимость микроконтакта [13].

Полученные результаты позволяют также говорить о перспективе их использования в оптической записи информации и создания на базе исследованных структур высокоскоростных оптоэлектронных переключателей и оптических процессоров, управляемых лазерным излучением.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Особенности перемагничивания исследуемых магнитных наноструктур (с одним и двумя аморфными ферромагнитными слоями) обусловлены как тепловым, так и нетепловым воздействием лазерного излучения. Тепловое воздействие связано с сильной зависимостью от температуры намагниченности и констант магнитной анизотропии, что может приводить к размагничиванию и спиновой переориентации исследуемых пленок.

Нагрев магнитных нанослоев в нашей пленочной структуре в первом приближении для наносекундных импульсов можно оценить как

$$\Delta T \approx \frac{(1 - R) [1 - \exp(-\alpha h_m)] I_0 \tau_i}{c_m \rho_m h_m + 2c_1 \rho_1 h_1 + \sqrt{K_1} \tau_i c_2 \rho_2}. \quad (1)$$

Для пикосекундных импульсов

$$\Delta T < \frac{(1 - R) [1 - \exp(-\alpha h_m)] I_0 \tau_i}{c_m \rho_m h_m + 2c_1 \rho_1 \sqrt{K_1} \tau_i}, \quad (2)$$

где  $I_0$ ,  $\tau_i$  — соответственно интенсивность излучения и длительность лазерного импульса;  $\alpha$  и  $R$  — соответственно коэффициенты поглощения и отражения лазерного излучения от магнитного слоя;  $h_m$ ,  $h_1$  — соответственно толщина магнитного слоя и слоя из  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ;  $c_m$ ,  $c_1$ ,  $c_2$ ,  $\rho_m$ ,  $\rho_1$ ,  $\rho_2$  — соответственно удельные теплоемкости и плотности магнитного слоя, слоя  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и плавящего кварца;  $K_m$ ,  $K_1$  и  $K_2$  — соответственно коэффициенты температуропроводности магнитного слоя, слоя  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и плавящего кварца.

Используя экспериментально измеренные значения,  $\alpha = 10^5 \text{ см}^{-1}$ ,  $R = 0.5$ ,  $h_m = 20 \text{ нм}$ ,  $h_1 = 40 \text{ нм}$ , и усредненные данные из литературных источников [10],  $c_m = 0.5 \text{ Дж/г}\cdot\text{К}$ ,  $c_1 = 1.1 \text{ Дж/г}\cdot\text{К}$ ,  $c_2 = 1.0 \text{ Дж/г}\cdot\text{К}$ ,  $\rho_m = 7.9 \text{ г/см}^3$ ,  $\rho_1 = 4.0 \text{ г/см}^3$ ,  $\rho_2 = 2.2 \text{ г/см}^3$ ,  $K_m = 0.15 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $K_1 = 0.05 \text{ см}^2/\text{с}$  и

$K_2 = 0.006 \text{ см}^2/\text{с}$ , получим для наносекундного лазерного импульса  $\tau_i = 15 \text{ нс}$  при  $I_0 = 1 \text{ МВт}/\text{см}^2$ ,  $\Delta T \approx 100^\circ\text{C}$  и для пикосекундного импульса  $\tau_i = 80 \text{ пс}$  при  $I = 500 \text{ МВт}/\text{см}^2$ ,  $\Delta T < 150^\circ\text{C}$ .

При тепловом воздействии лазерный нагрев нанослоев вызывает сильное снижение их коэрцитивной силы. Когда коэрцитивная сила магнитного нанослоя становится меньше напряженности противоположно направленного внешнего магнитного поля  $H_0$ , происходит его перемагничивание. Перемагничивание может происходить и без внешнего магнитного поля под действием размагничивающих магнитных полей  $H_{dm}$ , которые возникают в зоне действия лазерного излучения. Величину размагничивающего поля в зоне нагретого до температуры Кюри магнитного нанослоя диаметром  $d_0$  и толщиной  $h$  можно оценить на основе выражения

$$H_{dm} \approx \frac{h}{d_0} H_a, \quad (3)$$

где  $H_a$  — коэрцитивная сила магнитного нанослоя. При  $h = 20 \text{ нм}$  и  $d_0 \approx 800 \text{ нм}$  и  $H_a = 1.2 \cdot 10^5 \text{ А}/\text{м}$  получим  $H_{dm} \approx 3 \cdot 10^3 \text{ А}/\text{м}$ , что вполне достаточно для перемагничивания нагретого до температуры близкой к температуре Кюри  $T = 240 \text{ К}$  магнитного слоя  $\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$ .

Времена лазерного теплового воздействия определяются временами спин-электронной и спин-фонной релаксации и лежат в масштабе наносекундных времен.

Лазерное нетепловое воздействие описывается нелинейным по напряженности поля световой волны обратным магнитооптическим эффектом Фарадея. При циркулярной поляризации лазерного излучения вследствие этого эффекта в среде возникает неравновесная намагниченность, направлена вдоль направления распространения лазерного пучка [9]:

$$\mathbf{M}_i = \frac{\chi}{16\pi} \mathbf{E} \times \mathbf{E}^*, \quad (4)$$

$\mathbf{M}_i$  — лазерно-индуцированная намагниченность,  $\mathbf{E}$  — вектор напряженности электрического поля световой волны,  $\chi$  — магнитооптическая восприимчивость среды.

Выражение для индуцированной намагниченности в общем случае можно найти из анализа гамильтониана взаимодействия циркулярно-поляризованного электромагнитного поля со средой [14]. Для оценки лазерно-индуцированной намагниченности  $\mathbf{M}_i$  в магнитных нанослоях можно воспользоваться следующим выражением [15]:

$$\mathbf{M}_i = \frac{i\epsilon\mu\omega_p^2}{16\pi\omega^3 m_e^* c} \mathbf{E} \times \mathbf{E}^*, \quad (5)$$

где  $\omega_p = (e^2 N / \epsilon_0 \epsilon m_e^*)^{1/2}$  — частота плазменных колебаний в среде;  $e$ ,  $m_e^*$  и  $N$  — соответственно заряд, эффективная масса и средняя концентрация электронов проводимости;  $\mu$  — магнитная проницаемость пленки,  $\omega$  — частота лазерного излучения,  $c$  — скорость света.

Направление вектора намагниченности изменяется с изменением направления вращения вектора поля циркулярно-поляризованного электромагнитного излучения. Циркулярно-поляризованное лазерное излучение индуцирует в намагниченность, которая создает эффективное магнитное поле. Для оценки величины такого эффективного магнитного поля используем следующее выражение:

$$H_i = \frac{|\mathbf{M}_i|}{4\pi\mu_0} \approx \frac{e^3 N \mu E^2}{64\pi\mu_0 \epsilon_0 \epsilon \omega^3 (m_e^*)^2 c} \approx \frac{N e^3 \epsilon \mu I}{16\mu_0 \epsilon_0 \omega^3 (m_e^*)^2 c^2}. \quad (6)$$

При  $m_e \approx 10^{-19} \text{ Кл}$  и  $N \approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu = 10^3 - 10^4$ ,  $\omega \approx 3 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$  получим, что индуцированное лазерными пикосекундными импульсами магнитное поле при интенсивности излучения  $I = 500 \text{ МВт}/\text{см}^2$  может достигать значений  $H_i > 5 \cdot (10^3 - 10^4) \text{ А}/\text{м}$ , что вполне достаточно для прямого перемагничивания пленок  $\text{TbCoFe}$ .

Характерные времена релаксации обратного нелинейного магнитооптического эффекта Фарадея лежат в интервале времен  $10^{-14} - 10^{-13} \text{ с}$ .

В нанопленочных структурах  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}/\text{Al}_2\text{O}_3$  существенный вклад в изменение магнитооптических характеристик второго магнитного нанослоя вносит спиновый ток, который возникает за счет фотонного давления лазерного излучения [3, 7]. Инжекция поляризованных электронов из первого магнитного слоя создает во втором слое неравновесное магнитное поле, состоящее из обычного магнитного поля электрического тока  $H_e$  и магнитного поля  $H_s$ , создаваемого суммарным магнитным моментом спинов инжектированных электронов  $S = \gamma \sum s$  [4].

Эти магнитные поля имеют различное направление: поле электрического тока направлено в плоскости пленки, а поле суммарного спинового момента инжектированных электронов из первого магнитного слоя направлено перпендикулярно к плоскости пленки. Поскольку наши магнитные пленки имеют большую перпендикулярную анизотропию, влияние магнитного поля  $H_e$  на перемагничивание второго магнитного нанослоя можно не учитывать, в отличие от исследований эффекта перемагничи-

вания спиновым током магнитных слоев, намагниченных перпендикулярно направлению тока. В этом случае, из-за того что справедливо отношение  $H_e/H_s \sim d_0$  [4], где  $d_0$  — диаметр проводника спинового тока, приходится использовать нанометровые магнитные структуры и пропускать очень большой ток [5].

Для оценки величины магнитного поля  $H_s$ , создаваемого спиновым током, используем выражение для плотности тока инжекции, возникающего под действием фотонного давления лазерного излучения [7, 16]:

$$j_s = -e\alpha(1-R)I \frac{n_0\tau_p\eta\xi}{m_e c}. \quad (7)$$

Отсюда для величины  $H_s$  получим

$$H_s = A\alpha(1-R)I\mu_B \frac{n_0\tau_p\eta\xi}{2\mu_0 m_e c}, \quad (8)$$

где  $I$ ,  $\alpha$ ,  $R$ ,  $n_0$  — соответственно интенсивность, коэффициент поглощения, отражения и показатель преломления лазерного излучения слоем TbCoFe;  $\tau_p$  и  $m_e$  — соответственно время релаксации импульса и эффективная масса электрона в этом слое;  $c$  — скорость света;  $A < 1$ ,  $\gamma < 1$ ,  $\eta < 1$ ,  $\xi < 1$  — соответственно коэффициенты, характеризующие передачу импульса фотонов электронам в первом магнитном слое, степень поляризации электронов и эффективность прохождения электронов из первого магнитного слоя во второй слой;  $\mu_B$  и  $\mu_0$  — соответственно магнетон Бора и абсолютная магнитная проницаемость.

При  $I = 1$  МВт/см<sup>2</sup>,  $\alpha = 10^5$  см<sup>-1</sup>,  $R = 0.5$ ,  $\tau_p = 10^{-10}$  с,  $A = 0.5$  и  $\gamma = 0.8$ ,  $\eta = 0.8$  и  $\xi = 0.5$  получаем для такого магнитного поля значения  $H \geq 10^6$  А/м, что значительно больше коэрцитивной силы второго слоя Tb<sub>19</sub>Co<sub>5</sub>Fe<sub>76</sub> (см. рис. 2).

Динамику изменения намагниченности в магнитном нанослое можно описать при помощи макроскопического уравнения Ландау–Лифшица:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}, \quad (9)$$

где  $H_{eff} = H_{ext} + H_{an} + H_{dem} + H_i + H_s$  — эффективное магнитное поле, состоящее из внешнего магнитного поля  $H_{ext}$ , коэрцитивной силы магнитного слоя  $H_{an}$ , эффективного поля размагничивания  $H_{dem}$ , магнитного поля, созданного циркулярно-поляризованным лазерным излучением за счет обратного магнитооптического эффекта Фарадея  $H_i$  и магнитного поля спинового тока  $H_s$ . Равновесная магнитная ориентация соответствует условию  $dM/dt = 0$ .

Как следует из формулы (9), изменение знака эффективного магнитного поля в момент действия мощных лазерных импульсов за счет любого из описанных выше механизмов может приводить к изменению направления вектора намагничивания в облучаемом магнитном нанослое.

Полученные результаты показывают, что с помощью наносекундных и пикосекундных лазерных импульсов можно локально перемагничивать магнитные слои в нанопленочных структурах Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Tb<sub>22</sub>Co<sub>5</sub>Fe<sub>73</sub>/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Tb<sub>22</sub>Co<sub>5</sub>Fe<sub>73</sub>/Pr<sub>6</sub>O<sub>11</sub>/Tb<sub>19</sub>Co<sub>5</sub>Fe<sub>76</sub>/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Причиной такого перемагничивания может выступать тепловой нагрев с действующим внешним магнитным полем или полем размагничивания, магнитное поле, индуцированное циркулярно поляризованным лазерным излучением за счет обратного магнитооптического эффекта Фарадея, а также магнитное поле спинового тока, создаваемое во втором магнитном слое инжектированными из первого магнитного слоя поляризованными электронами. Такой спиновый ток возникает под действием фотонного давления лазерного излучения.

В зависимости от условий можно сделать любой из этих механизмов доминирующим и использовать его как для записи информации, так и для создания высокоскоростных оптоэлектронных переключателей и других устройств спинтроники. Примером такого элемента спинтроники является описанный в работе туннельный микроконтакт Tb<sub>22</sub>Co<sub>5</sub>Fe<sub>73</sub>/Pr<sub>6</sub>O<sub>11</sub>/Tb<sub>19</sub>Co<sub>5</sub>Fe<sub>76</sub>. С помощью наносекундных и пикосекундных лазерных импульсов можно управлять проводимостью такого контакта, достигая изменение его проводимости почти в полтора–два раза.

## ЛИТЕРАТУРА

1. R. Merservey and P. M. Tedrov, Phys. Rep. **238**, 175 (1994).
2. A. Brataas, Yu. V. Nazarov, and G. E. W. Bauer, Phys. Rev. Lett. **84**, 2481 (2000).
3. Н. Н. Крупа, ЖЭТФ **120**, 1268 (2001).
4. J. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mat. **159**, 1191 (1996).
5. J. Katine, F. Albert, R. Buhrman et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 3149 (2000).
6. Н. Н. Крупа, ЖЭТФ **132**, 782 (2007).

7. M. M. Krupa and A. M. Korostil, *Int. J. Mod. Phys. B* **21**, 2339 (2007).
8. M. Julliere, *Phys. Lett. A* **54**, 225 (1975).
9. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1984), с. 629.
10. H. J. Leamy and A. G. Dirks, *J. Appl. Phys.* **50**, 2871 (1979).
11. M. Komori, T. Nukata, K. Tsutsumi et al., *IEEE Trans. Magnetic.* **20**, 1042 (1984).
12. Н. Н. Крупа, О. М. Кузьмак, В. Ю. Карасева, *Поверхность*, Вып. 11, 92 (2001).
13. Н. Н. Крупа, *Письма в ЖЭТФ* **87**, 635 (2008).
14. P. S. Pershan, J. P. Ziel, and L. D. Malmstrom, *Phys. Rev.* **143**, 1574 (1966).
15. R. Hertel, *J. Phys.: Condens. Matter* **17**, 0509060 (2005).
16. Г. А. Аскарьян, М. С. Рабинович, А. Д. Смирнова, В. Б. Студенов, *Письма в ЖЭТФ* **5**, 116 (1967).