

ФОТОННОЕ ДАВЛЕНИЕ И ПЕРЕНОС МАГНИТНОГО МОМЕНТА В МНОГОСЛОЙНЫХ НАНОМЕРНЫХ ПЛЕНКАХ

*Н. Н. Крупа**

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

Поступила в редакцию 24 июля 2006 г.

Проведены экспериментальные исследования влияния наносекундных лазерных импульсов $\lambda = 355$ нм на величины углов Керра и Фарадея в наномерных слоистых магнитных пленках $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TbFe}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TbFe}/\text{Al}_2\text{O}_3$ и $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TbFe}/\text{Au}/\text{TbFe}/\text{Al}_2\text{O}_3$. В этих пленках первый ферримагнитный слой TbFe с перпендикулярной анизотропией обогащен тербием, а второй слой $\text{Tb}_{22}\text{Fe}_{78}$ обогащен железом относительно состава в точке компенсации. Когда ферримагнитные слои TbFe в пленке намагничены в одном направлении, магнитооптические характеристики каждого слоя TbFe и пленки в целом зависят от мощности лазерного излучения, что хорошо согласуется с их температурными характеристиками. Когда слои TbFe намагничены навстречу друг другу при большой мощности наносекундных импульсов, величины углов Фарадея и Керра для выходного слоя TbFe сильно изменяются и даже меняют знак. Полученные результаты объясняются влиянием инжектированных излучением за счет фотонного давления из первого слоя TbFe электронов с высокой степенью спиновой поляризации. Для случая антипараллельной намагниченности слоев TbFe большая концентрация таких электронов не только изменяет локальную намагниченность выходного слоя, но и вызывает его перемагничивание за счет переноса магнитного моментами этими электронами.

PACS: 78.66.Bz, 78.20.Ls

1. ВВЕДЕНИЕ

Спиновая поляризация электронов может не только достаточно сильно влиять на проводимость магнитных материалов [1, 2] и приводить к возникновению неравновесной намагниченности в металлах [2, 3], но и за счет переноса магнитного момента вызывать перемагничивание магнитных материалов [4]. Основные результаты в области транспорта спинового момента получены при изучении электропроводности в магнитных наноструктурах. Для этих исследований создаются специальные образцы с малыми (около 100 нм) характерными размерами и измерения проводятся при очень высокой плотности электрического тока [5], что делает такие эксперименты сложными и достаточно дорогостоящими.

По нашему мнению, перспективным при исследовании процессов транспорта спинового тока является изучение магнитооптических характеристик мно-

гослойных магнитных пленок наномерной толщины в поле мощных сфокусированных лазерных пучков. С помощью коротких лазерных импульсов можно получить за счет фотонного давления очень высокую плотность инжектированных из одного магнитного слоя в другой электронов при сравнительно небольшом разогреве кристаллической решетки материала.

В данной работе проводились экспериментальные исследования влияния мощных наносекундных лазерных импульсов на величины углов Керра и Фарадея в наномерной слоистой структуре $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TbFe}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TbFe}/\text{Al}_2\text{O}_3$ и $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TbFe}/\text{Au}/\text{TbFe}/\text{Al}_2\text{O}_3$. Полученные результаты показывают, что вследствие фотонного давления возникает дрейф электронов, который приводит к изменению магнитооптических характеристик такой пленочной структуры и может приводить к перемагничиванию второго магнитного слоя за счет переноса спинового момента.

*E-mail: krupa@imag.kiev.ua

2. ЭКСПЕРИМЕНТ И ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Измерения проводились на полученных методом магнетронного напыления многослойных пленках $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TbFe}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TbFe}/\text{Al}_2\text{O}_3$ и $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TbFe}/\text{Au}/\text{TbFe}/\text{Al}_2\text{O}_3$. В качестве подложек использовались диски толщиной 1.2 мм и диаметром 110 мм из плавленого кварца. Толщины ферромагнитных аморфных слоев TbFe были около 20 нм, защитных слоев Al_2O_3 — 40 нм и барьерных слоев Al_2O_3 и Au, которые наносились между слоями TbFe, около 2 нм. В таких пленочных структурах измерялась зависимость величин углов Керра и Фарадея от мощности действующего лазерного излучения.

Оптическая схема исследований представлена на рис. 1. Излучение третьей гармоники Nd-ИАГ-лазера 1 с длиной волны $\lambda = 355$ нм и гауссовским распределением энергии в поперечном сечении проходило через поляризационную призму 2, интерференционное зеркало 3 и фокусировалось специальным микрообъективом 4 с числовой апертурой 0.55 через подложку 5 на пленку. Nd-ИАГ-лазер генерировал наносекундные (15 нс) импульсы с частотой

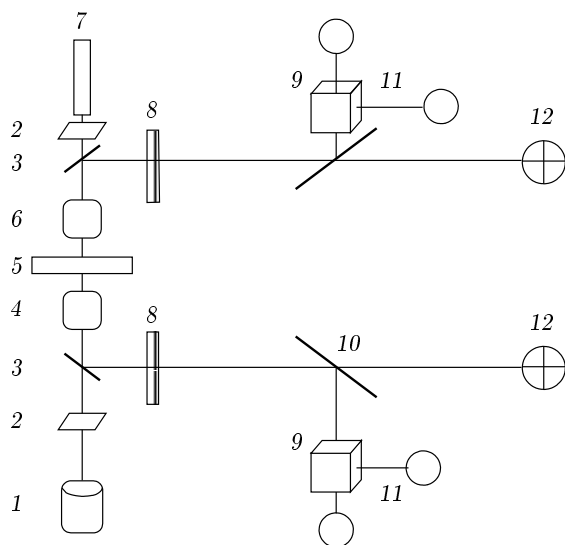


Рис. 1. Оптическая схема исследований: 1 — Nd-ИАГ-лазер, 2 — поляризаторы, 3 — интерференционные зеркала, 4 — стандартный микрообъектив, 5 — подложка с пленкой, 6 — специальный микрообъектив, 7 — гелий-неоновый лазер, 8 — светофильтры, 9 — призмы Сенармона, 10 — полупрозрачные зеркала, 11 — фотодиоды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

повторения до 60 Гц. На противоположную сторону пленки в ту же область стандартным микрообъективом 6 с числовой апертурой 0.65 фокусировалось поляризованное излучение $\lambda = 630$ нм одномодового гелий-неонового лазера 7. Отраженные от пленки излучения Nd-ИАГ-лазера и гелий-неонового лазера проходили через светофильтры 8; 60 % излучения отражалось алюминиевыми зеркалами 10 на призмы Сенармона 9 и регистрировалось фотодиодами считывания 11. По величине дифференциального сигнала с этих фотодиодов измерялся поворот плоскости поляризации лазерного излучения при отражении. Светофильтрами 8 путем перестановки можно было направлять на призмы Сенармона вместо отраженного лазерное излучение, прошедшее через пленку. Интерференционные зеркала 3 имели различные коэффициенты отражения для *s*- и *p*-поляризаций лазерного излучения (под углом 45° коэффициенты $R_s > 80\%$ и $R_p < 10\%$).

С фотодиодов с четырьмя площадками 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 аэростатическом подвесе со стабилизацией скорости вращения 10–60 оборотов в минуту. Вся оптическая система находилась на виброизолированном столе.

Особенностью данных исследований являлось то, что мы специально готовили многослойную пленку. Ферромагнитные аморфные слои TbFe имеют большую энергию перпендикулярной анизотропии, и ось легкой намагниченности этих слоев направлена перпендикулярно к плоскости слоя [6]. В пленках TbFe намагниченности подрешеток железа и тербия направлены против друг друга [7] и в пленке с составом $\text{Tb}_{22}\text{Fe}_{78}$ происходит их компенсация. При превышении концентрации одной из компонент компенсационного значения направление суммарного магнитного момента слоя определяется именно этой составляющей. Величина и знак углов Керра и Фарадея, которые определяются величиной дипольного момента поглощения света и величиной спин-орбитального расщепления для данного электронного перехода [8, 9], в пленках TbFe для излучения от ближнего ультрафиолетового до ближнего ИК-излучения, как показано в работе [7] и подтверждается результатами наших измерений [10], зависят, в основном, от величины и направления магнитного момента подрешетки железа.

При напылении пленочной структуры были получены слои TbFe с перпендикулярной намагничен-

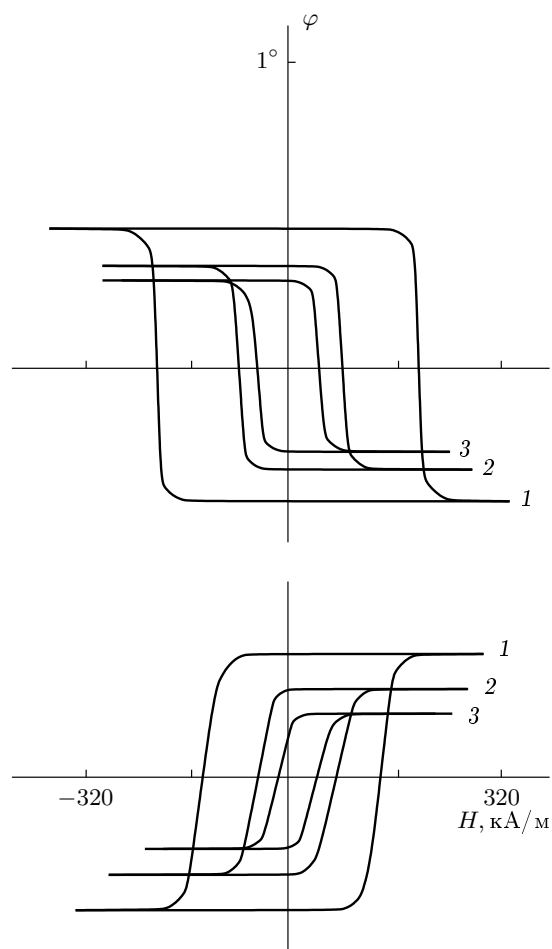


Рис. 2. Кривые изменения угла Керра при отражении от слоя $Tb_{(24-26)}Fe_{(76-74)}$ (вверху) и слоя $Tb_{(17-19)}Fe_{(83-81)}$ (внизу) в пленке $Al_2O_3/TbFe/Au/TbFe/Al_2O_3$ при разных температурах: 1 – 22 °С, 2 – 80 °С, 3 – 110 °С

ностью, в которых изменялось процентное содержание атомов железа и тербия при переходе от первого слоя ко второму. В первом слое ($Tb_{(24-26)}Fe_{(76-74)}$) концентрация тербия задавалась выше, а во втором слое ($Tb_{(17-19)}Fe_{(83-81)}$) ниже концентрации тербия в точке компенсации ($Tb_{22}Fe_{78}$). При намагничивании слоев TbFe внешним магнитным полем в одном направлении значения угла Керра при отражении от первого и второго слоев различаются не только по величине, но и по знаку (рис. 2). Кроме того, как видно на рисунке, эти слои различаются величиной коэрцитивной силы. Поэтому, если вначале намагнитить оба слоя TbFe до намагниченности насыщения в одном направлении, а потом приложить внешнее магнитное поле, величина которого меньше

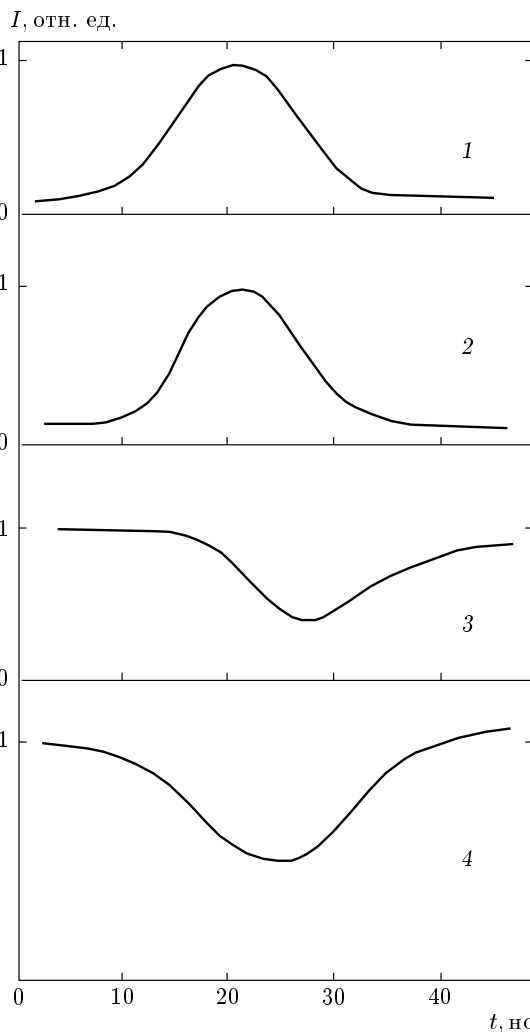


Рис. 3. Осциллограммы фотоэлектрических сигналов, полученные при отражении от пленки $Al_2O_3/TbFe\uparrow/Au/TbFe\uparrow/Al_2O_3$ импульсов ($\tau_i = 15$ нс) третьей гармоники Nd-ИАГ-лазера (1, 2) и непрерывного гелий-неонового (3, 4) лазера при различной мощности излучения $\lambda = 355$ нм: 1 – $I_i = 0.05$ МВт/см², 2, 3 – $I_i = 0.5$ МВт/см², 4 – $I_i = 1.5$ МВт/см²

коэрцитивной силы первого слоя, но больше коэрцитивной силы второго слоя, то мы получим пленку, в которой магнитные моменты слоев TbFe направлены навстречу друг другу. В этом случае угол Керра при отражении от пленки с противоположных сторон имеет одинаковый знак.

Результаты наших измерений показали, что при намагниченности ферромагнитных слоев TbFe в одном направлении ($Al_2O_3/TbFe\uparrow/Al_2O_3/TbFe\uparrow/Al_2O_3$ и $Al_2O_3/TbFe\uparrow/Au/TbFe\uparrow/Al_2O_3$) форма отра-

женных от пленки наносекундных импульсов Nd-ИАГ-лазера после поляризационного фильтра изменяется мало (рис. 3). С увеличением мощности излучения амплитуда фотоэлектрического сигнала J_R , величина которого пропорциональна мощности падающего лазерного излучения и величине угла Керра при отражении излучения Nd-ИАГ-лазера от входного слоя TbFe, более сильно падает на заднем фронте лазерного импульса, что приводит к сокращению полуширины этого импульса J_R .

В момент действия мощного излучения Nd-ИАГ-лазера также падает величина аналогичного фотоэлектрического сигнала j_R , величина которого пропорциональна углу Керра при отражении излучения гелий-неонового лазера от выходного слоя. При увеличении мощности наносекундного импульса заметные изменения сигнала j_R начинаются раньше и такие изменения имеют затянутый задний фронт.

Когда ферромагнитные слои TbFe в пленке изначально намагничены в противоположном направлении ($\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TbFe}\uparrow/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TbFe}\downarrow/\text{Al}_2\text{O}_3$ и $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TbFe}\uparrow/\text{Au}/\text{TbFe}\downarrow/\text{Al}_2\text{O}_3$), были получены более интересные результаты. С увеличением мощности Nd-ИАГ-лазера характер изменения импульсов J_R практически такой же, как и в предыдущем случае. Для фотоэлектрических сигналов J_p , величина которых пропорциональна углу Фарадея и мощности проходящего сквозь два слоя TbFe излучения Nd-ИАГ-лазера, наблюдались более сильные изменения амплитуды и формы (рис. 4). С ростом мощности лазерного излучения увеличивается крутизна заднего фронта импульса J_p , он становится несимметричным и уменьшается его полуширина. При очень большой мощности излучения ($I > 1 \text{ МВт/см}^2$) полуширина J_p импульса уменьшается почти вдвое. Под действием импульса Nd-ИАГ-лазера сильно изменяется и форма сигнала отражения j_R для излучения гелий-неонового лазера. Вначале с увеличением мощности импульса Nd-ИАГ-лазера величина сигнала j_R начинает заметно уменьшаться во время действия заднего фронта импульса Nd-ИАГ-лазера и потом возвращается к начальному уровню. При большой мощности излучения величина сигнала j_R начинает убывать уже вблизи максимума импульса Nd-ИАГ-лазера, проходит через нуль и остается отрицательной после окончания действия импульса Nd-ИАГ-лазера.

Мы провели эксперимент по облучению пленки $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TbFe}\uparrow/\text{Au}/\text{TbFe}\downarrow/\text{Al}_2\text{O}_3$ на вращающейся подложке последовательностью наносекундных им-

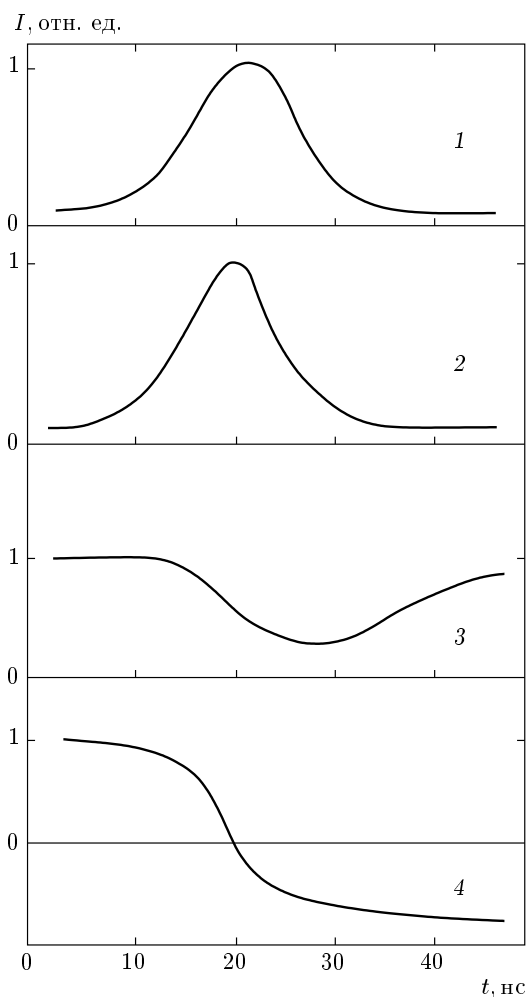


Рис. 4. Осциллограммы фотоэлектрических сигналов, полученные для пленки $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TbFe}\uparrow/\text{Au}/\text{TbFe}\downarrow/\text{Al}_2\text{O}_3$ при прохождении импульсов ($\tau_i = 15 \text{ нс}$) третьей гармоники Nd-ИАГ-лазера (1, 2) и отражении от выходного слоя TbFe гелий-неонового (3, 4) лазера при различной мощности излучения $\lambda = 355 \text{ нм}$: 1 — $I_i = 0.05 \text{ МВт/см}^2$, 2, 3 — $I_i = 0.5 \text{ МВт/см}^2$, 4 — $I_i = 1.5 \text{ МВт/см}^2$

пульсов Nd-ИАГ-лазера ($\lambda = 355 \text{ нм}$) одинаковой мощности. Длительность последовательности этих импульсов приблизительно равнялась времени одного оборота подложки. После этого подложка вращалась с повышенной стабильной скоростью, и с помощью узкополосного высокочувствительного усилителя переменного тока регистрировались фотоэлектрические сигналы j_R отражения гелий-неонового лазера. Результаты измерений показали, что при облучении пленки мощными наносекундными импульсами в выходном, однородно намагниченном слое TbFe возникают и сохраняются длительное время

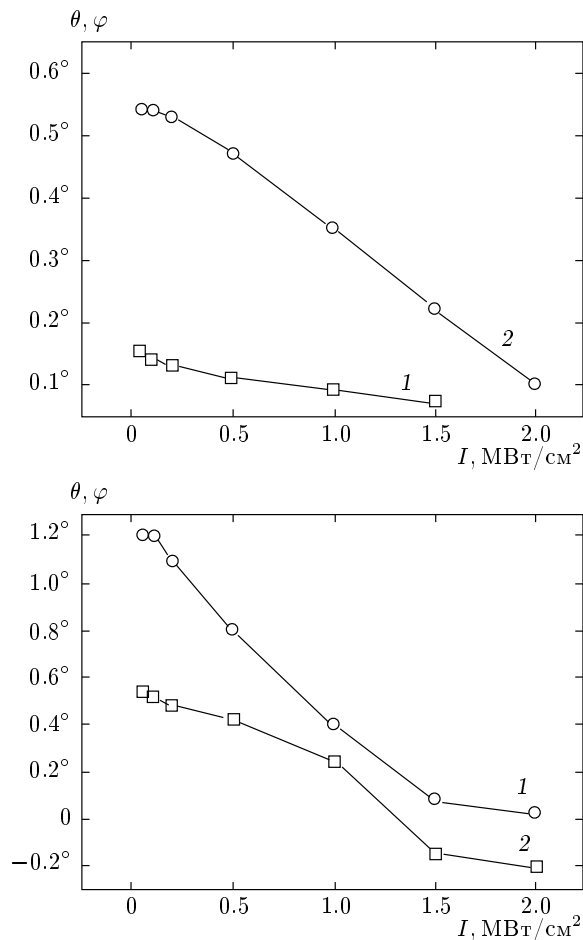


Рис. 5. Зависимость эффективного значения неравновесного угла Фарадея (1) и Керра (2) для пленки $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TbFe}\uparrow/\text{Au}/\text{TbFe}\uparrow/\text{Al}_2\text{O}_3$ (вверху) и пленки $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TbFe}\uparrow/\text{Au}/\text{TbFe}\downarrow/\text{Al}_2\text{O}_3$ (внизу) от интенсивности излучения Nd-ИАГ-лазера

микрообласти, намагниченные в противоположном направлении, которые и дают последовательность сигналов j_R .

По данным измерения величин сигналов J_R , J_p и j_R определялась величина максимального изменения угла Керра и Фарадея для нашей пленочной структуры в момент действия лазерного импульса. На рис. 5 приведены зависимости этих величин от мощности импульса Nd-ИАГ-лазера. Температура магнитных слоев TbFe в момент облучения по нашим оценкам была ниже температуры Кюри. Эти зависимости для пленки с ферритмагнитными слоями TbFe, намагниченными в одном направлении, достаточно хорошо согласуются с данными температурного изменения угла Керра в этих пленках (рис. 2). Однако когда ферритмагнитные слои в пленке изначально намагничены в противоположном направле-

нии, наблюдаемые изменения в поляризации проходящего и отраженного лазерного излучения нельзя объяснить только влиянием нагрева ферритмагнитных слоев TbFe.

3. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Описанные особенности в поведении магнитооптических характеристик в момент облучения пленочных наноструктур $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TbFe}\uparrow/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TbFe}\downarrow/\text{Al}_2\text{O}_3$ и $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TbFe}\uparrow/\text{Au}/\text{TbFe}\downarrow/\text{Al}_2\text{O}_3$ мощными лазерными импульсами, по нашему мнению, связаны с инжекцией за счет фотонного давления из одного слоя TbFe в другой электронов с высокой степенью спиновой поляризации. Аналогично, как и в работе [1], неравновесные свойства нашей пленочной системы можно описать на основе гамильтониана Стонера

$$H = \left[-\frac{1}{2m} \nabla^2 - V^p + e\Phi_{eff} \right] \hat{I} - V^s(r), \quad (1)$$

но в нашем случае Φ_{eff} — потенциал эффективного тянущего поля для электронов — задается фотонным давлением и его можно записать [11] как

$$\Phi_e = \alpha |S| \Gamma(\cos \vartheta). \quad (2)$$

Здесь $S = [E \times H]$ — вектор плотности потока электромагнитного поля, α — постоянный коэффициент, определяемый коэффициентом поглощения и другими физическими параметрами магнитного слоя, $\Gamma(\cos \vartheta)$ — функция угла ϑ между вектором потока поля S и нормалью к плоскости пленки. Под действием фотонного давления в зоне лазерного излучения возникает туннельный ток электронов из первого слоя TbFe во второй.

Аморфные ферритмагнитные пленки TbFe, намагниченные до состояния насыщения, имеют высокую степень поляризации электронов. При концентрации компонентов, мало отличающейся от компенсационной, намагниченность этих пленок в направлении, перпендикулярном к плоскости пленки, даже после выключения намагничивающего внешнего поля остается близкой к намагниченности насыщения. В наших экспериментах в зоне действия мощного импульса Nd-ИАГ-лазера за счет фотонного давления из входного слоя TbFe в выходной слой инжектируются электроны с высокой степенью спиновой поляризации.

Если выходной слой TbFe намагничен в противоположном по отношению к входному слою направлении, то на спин такого инжектированного электрона

со стороны второго слоя действует сила, которая переворачивает спин электрона на 180° [4]. Величина такой силы перемагничивания отдельного спина s пропорциональна величине магнитного момента M_2 выходного слоя TbFe:

$$T_s = A_s M_2, \quad (3)$$

где A — коэффициент пропорциональности.

На магнитный момент M_2 этого слоя со стороны инжектированных электронов, создающих суммарный магнитный момент S , действует сила, которая стремится изменить направление момента M_2 в облучаемой лазером области на противоположное. Величину такой силы перемагничивания можно записать как

$$T_M = A\gamma S M_2, \quad (4)$$

где γ — коэффициент, характеризующий степень поляризации электронов.

Когда величина силы перемагничивания становится больше коэрцитивной силы второго слоя TbFe, то происходит его перемагничивание. Способствовать перемагничиванию будет также снижение коэрцитивной силы пленки TbFe при ее нагреве [7]. Максимальная величина неравновесного магнитного момента, создаваемого спиновым током в выходном слое TbFe, а соответственно и максимальная величина перемагничивающей силы, действующей на облучаемую область, должна возникать в максимуме наносекундного импульса Nd-ИАГ-лазера. Оценка времени пролета электрона из одного слоя TbFe в другой $\tau_l = l/v_e$, где l — толщина слоев, $v_e \approx h/\lambda m_e$ — скорость электрона, h/λ — импульс фотона и m_e — масса электрона, дает значения $\tau_l \approx 10^{-11}$ с, что на порядок меньше времени релаксации спиновой поляризации электронов в слое TbFe ($\tau_p = 10^{-9}$ – 10^{-10} с).

В нашей многослойной пленке первый магнитный слой, обогащенный тербием, имеет более высокую (почти в два раза, рис. 2) коэрцитивную силу, чем второй (выходной по отношению к излучению Nd-ИАГ-лазера) слой, обогащенный железом. Когда эти слои намагничены в одном направлении, величина угла Фарадея для пленки в целом изначально мала, $\Phi \sim 0.1^\circ$, а величина угла Керра для первого слоя TbFe немного меньше, чем для второго. При возрастании мощности в лазерном импульсе величина угла Фарадея и величины углов Керра для входного и выходного слоев уменьшаются из-за нагрева. Время релаксации нагретой пленки τ_e задается временем отвода тепла в подложку и $\tau_e \geq d^2/K$,

где d — радиус лазерного пучка на пленке, K — коэффициент температуропроводимости подложки. При $d = 200$ нм и $K = 0.007 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, $\tau_e \geq 10^{-8}$ с, что хорошо согласуется с наблюдаемым (рис. 3) затягиванием заднего фронта сигнала j_R .

Если же первый и второй слои TbFe намагничены в противоположных направлениях, то угол Фарадея в исследуемой структуре максимально большой, $\Phi > 1^\circ$, а углы Керра для разных слоев TbFe не только немного различаются по величине, но и имеют разные знаки. При нагреве пленки импульсом Nd-ИАГ-лазера величины углов Фарадея и Керра для обоих слоев должны монотонно уменьшаться и потом релаксировать с постоянной времени τ_e . Однако эксперимент показывает (рис. 4), что при большой мощности вблизи максимума наносекундного лазерного импульса наблюдается достаточно резкое (характерное время этого процесса меньше τ_e) убывание фотоэлектрического сигнала J_p , величина которого пропорциональна углу Фарадея в пленке. Одновременно сильно убывает и величина фотоэлектрического сигнала j_R . Амплитуда этого сигнала проходит через нуль, становится отрицательной и даже возрастает по абсолютной величине после окончания наносекундного импульса Nd-ИАГ-лазера. Характер нарастания абсолютной величины отрицательного сигнала j_R достаточно хорошо описывается временем релаксации тепла в пленке τ_e . Как мы отмечали, изменения в выходном слое TbFe, вызванные наносекундным импульсом Nd-ИАГ-лазера, сохраняются и их можно зарегистрировать с помощью гелий-неонового лазера.

Полученные результаты говорят о том, что под действием мощных наносекундных импульсов Nd-ИАГ-лазера ($\lambda = 355$ нм) в пленке с изначально намагниченными в противоположных направлениях ферромагнитными слоями TbFe ($\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TbFe}\uparrow/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TbFe}\downarrow/\text{Al}_2\text{O}_3$ и $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TbFe}\uparrow/\text{Au}/\text{TbFe}\downarrow/\text{Al}_2\text{O}_3$) происходит перемагничивание более низкокоэрцитивного выходного слоя TbFe. Причиной такого перемагничивания, по нашему мнению, является перенос магнитного момента поляризованными спинами из входного слоя в выходной слой TbFe. Электроны с высокой степенью спиновой поляризации инжектируются в выходной слой TbFe под действием фотонного давления лазерного излучения и создают в зоне действия лазерного излучения локальный неравновесный магнитный момент, который имеет противоположное по отношению к магнитному моменту выходного слоя направление.

Оценить величину силы перемагничивания, создаваемого таким спиновым током, можно по величине тока, возникающего между слоями TbFe за счет фотонного давления лазерного излучения. На основе результатов работы [12] можно получить следующее выражение для плотности такого тока:

$$j_s = -e\alpha(1 - R)I \frac{n_0\tau_p\gamma\eta\xi}{m_e c}, \quad (5)$$

где I , α , R и n_0 — интенсивность, коэффициент поглощения, отражения и показатель преломления лазерного излучения слоем TbFe; τ_p , m_e — время релаксации импульса и эффективная масса электрона в слое TbFe; c — скорость света; $\gamma < 1$, $\eta < 1$, $\xi < 1$ — коэффициенты, характеризующие степень поляризации электронов, передачу импульса фотонов электронам в слое TbFe и эффективность прохождения спин-поляризованных электронов из одного слоя TbFe в другой.

Отсюда для величины магнитного поля, создаваемого во втором слое TbFe за счет спинового тока, индуцируемого фотонным давлением лазерного излучения, получим

$$H_s = A\alpha(1 - R)I\mu_B \frac{n_0\tau_p\gamma\eta\xi}{2\mu_0 m_e c}, \quad (6)$$

где μ_B и μ_0 — магнетон Бора и абсолютная магнитная проницаемость.

При $I = 1$ МВт/см², $\alpha = 10^5$ см⁻¹, $R = 0.3$, $\tau_p = 10^{-9}$ – 10^{-10} с, $A = 0.8$, $\gamma = 0.8$, $\eta = 0.8$ и $\xi = 0.5$ получаем для такого магнитного поля значения $H \geq 10^7$ – 10^6 А/м, что значительно больше коэрцитивной силы нашего выходного слоя Tb_(17–19)Fe_(83–81) даже при комнатной температуре ($H_0 = 110$ кА/м, рис. 2).

Таким образом, полученные результаты дают нам основание утверждать, что под действием фотонного давления лазерного излучения в пленочной структуре Al₂O₃/TbFe/Al₂O₃/TbFe/Al₂O₃ и Al₂O₃/TbFe/Au/TbFe/Al₂O₃ возникает спиновый ток. Этот ток не только влияет на магнитооптические характеристики такой структуры, но и при

противоположной намагниченности слоев TbFe может вызывать за счет переноса магнитного момента поляризованными электронами перемагничивание слоя с более низкой коэрцитивной силой.

В заключение автор выражает благодарность М. Дойчману и сотрудникам Лазерного центра города Ганновера, которые помогли провести необходимые исследования.

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. Hao Meng and Jian-Ping Wang, IEEE Trans. Magn. **41**, 2612 (2005).
5. J. Katine, F. Albert, R. Buhrman et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 3149 (2000).
6. Н. Н. Крупа, О. М. Кузьмак, В. Ю. Карасева, Поверхность № 11, 92 (2001).
7. T. Egami, Rep. Progr. Phys. **47**, 1601 (1984).
8. V. N. Antonov, A. N. Yaresko, A. Ya. Perlov, and V. V. Nemoschkalenko, Fisika Nizkih Temperatur **25**, 527 (1999).
9. R. Pittini and P. Wachter, J. Magn. Magn. Mat. **186**, 306 (1998).
10. Н. Н. Крупа, Металлофизика и новейшие технологии **22**, 35 (2000).
11. J. E. Coff and W. L. Shaide, Progr. Quant. Electron. **61**, 10471 (2000).
12. Г. А. Аскарьян, М. С. Рабинович, А. Д. Смирнова, В. Б. Студенов, Письма в ЖЭТФ **5**, 116 (1967).