

# Магнитные и магнитооптические свойства многослойных наноструктур ферромагнетик–полупроводник

© В.Е. Буравцова, Е.А. Ганьшина, В.С. Гущин, С.И. Касаткин\*, А.М. Муравьев\*,  
Н.В. Плотникова\*, Ф.А. Пудонин\*\*

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
119899 Москва, Россия

\* Институт проблем управления им. В.А. Трапезникова Российской академии наук,  
117997 Москва, Россия

\*\* Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,  
117924 Москва, Россия

E-mail: guschin@genphphys.phys.msu.ru

(Поступила в Редакцию 18 июля 2003 г.)

В окончательной редакции 18 сентября 2003 г.)

Представлены результаты изучения магнитных и магнитооптических свойств многослойных спин-туннельных наногетероструктур на основе пермаллоя и карбида кремния, выращенных ВЧ-распылением. С помощью магнитометрических и магнитооптических методов показано, что в магнитополупроводниковых наноструктурах образуется сложная магнитная структура, и прослежена эволюция магнитных свойств этих структур в зависимости от величины намагничивающегося поля и при изменении толщины и порядка следования ферромагнитных и полупроводниковых слоев. Обнаружены особенности в поведении индукционного отклика и аномалии на полевых и ориентационных зависимостях экваториального эффекта Керра. Интерпретация экспериментальных результатов дана в предположении о существовании обменного взаимодействия между ферромагнитным и полупроводниковыми слоями через образовавшийся внутри интерфейса тонкий переходный магнитоупорядоченный слой.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований № 01-02-16788, 01-02-16403, „Университеты России“ УР.01.03.006.

## 1. Введение

Необычные магнитные, транспортные и оптические свойства некоторых искусственных слоистых структур ферромагнетик–немагнитный материал с толщиной слоев от единиц до десятков ангстрем вызывают повышенный интерес, который возник после того, как в мультислойных структурах Fe/Cr было обнаружено осциллирующее по знаку эффективное обменное взаимодействие [1], сложным образом зависящее как от толщины антиферромагнитной прослойки Cr, так и от качества интерфейса [2–4]. Внимание к магнитным наноструктурам усилилось после открытия в Fe/Cr и ряде других структур [3] эффекта гигантского магнитосопротивления, активное изучение которого привело к развитию нового направления физики твердого тела — спинтроники. Особый интерес вызывают магниторезистивные (МР) наноструктуры, состоящие из двух слоев 3d-ферромагнетика, разделенных немагнитным материалом. По механизму спин-зависящего сопротивления различают спин-вентильные МР-структуры, в которых прослойкой служат немагнитные металлы Cu, Ag, Au или антиферромагнетики Cr, Mn и др., и спинтуннельные наноструктуры с прослойкой диэлектрика Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, SiO<sub>2</sub> и др. Для практических применений наиболее перспективными представляются спин-туннельные МР-структуры, в которых получены значения гигантского магнитосопротивления более 40% при комнатной

температуре [2]. На их основе уже созданы экспериментальные образцы датчиков магнитного поля с чувствительностью  $\approx 10^{-6}$  Ое [5], МР-запоминающего устройства с произвольной выборкой (ЗУПВ, MRAM) емкостью 256 Kb [6] и спинового транзистора [7].

Такие технические достижения, к сожалению, не всегда адекватно подтверждены экспериментально и теоретически: до конца не установлены физические механизмы антиферромагнитного упорядочения магнитных моментов в соседних магнитных слоях, разделенных немагнитным материалом; не выяснены причины возникновения в ряде случаев магнитосопротивления разного знака в идентичных структурах, различающихся лишь видом немагнитной прослойки и т.п. В последнее время появился еще ряд вопросов, возникших при исследовании наногетероструктур ферромагнетик–полупроводник (магнитополупроводниковых структур). Такие структуры представляют большой интерес в связи с тем, что в них обнаружена способность, с одной стороны, сохранять спиновую поляризацию при прохождении тока, а с другой — изменять параметры под действием внешнего магнитного поля. Эти свойства необходимы для функционирования магнитных транзисторов и диодов. Наряду с возможностью спиновой поляризации тока в магнитополупроводниковых наноструктурах наблюдаются интересные магнитооптические (МО) эффекты [8], что расширяет область применения подобных структур. По этим причинам исследования особенностей взаимо-

действия ферромагнетик–полупроводник представляют собой актуальную задачу [9,10].

Карбид кремния SiC является одним из перспективных полупроводниковых материалов для создания магнито-полупроводниковых наноструктур и конструирования из них элементов спинтроники [11]. Этот полупроводник характеризуется большой шириной запрещенной зоны (более 2.0 eV в различных кристаллических модификациях), электрическим полем пробоя  $\sim 2.0$  MV/cm, теплопроводностью 4.9 W/(cm · K) и температурой плавления 2830°C. Кроме того, карбид кремния обладает двулучепреломлением, поэтому можно ожидать, что наноструктуры на его основе будут проявлять интересные МО-свойства.

В данной работе представлены результаты исследования магнитных и МО-свойств ряда систем спин-туннельных многослойных МР-структур Fe<sub>22</sub>Ni<sub>78</sub>/SiC/Fe<sub>22</sub>Ni<sub>78</sub> с различными комбинациями слоев, толщин и конфигураций магнитных и немагнитных слоев, выращенных методом ВЧ-распыления поликристаллических мишеней. Результатом этой работы явилось обнаружение магнитного взаимодействия между ферромагнетиком (FeNi) и немагнитным полупроводником (SiC).

## 2. Получение магнито-полупроводниковых структур

Многослойные наноструктуры получались методом ВЧ-распыления массивных поликристаллических мишеней пермаллоя, карбида кремния и других материалов на установке Sputron-II (Balzers). Осаждение пленок осуществлялось на ситалловые подложки в атмосфере аргона с начальным давлением не более  $5 \cdot 10^{-7}$  Торр при температуре в процессе роста, равной 70°C. Скорость составляла 3.38 nm/min для карбида кремния и 4.45 nm/min для пермаллоя Fe<sub>22</sub>Ni<sub>78</sub>. Для создания в магнитных пленках одноосной анизотропии напыление производилось в постоянном магнитном поле  $H_{\parallel} = 50$  Oe, приложенном в плоскости подложки. Пленки, полученные в данных условиях, отличаются хорошей однородностью и резкими границами раздела, что является особенностью метода ВЧ-распыления. Кроме того, проведенные в [12] исследования квантово-размерных эффектов в различных металлических пленках (включая Ni и Fe) подтвердили, что переходные области между пленкой и подложкой и между разнородными слоями не превышают 1–2 атомных слоя. Данный вывод был сделан исходя из того факта, что квантово-размерные параметры пленки, которые чрезвычайно чувствительны к однородности пленки по толщине, не зависели от вида подложки, что означает малую толщину переходного слоя — области взаимодействия пленки с подложкой. Толщины слоев в пленках определялись по скорости и времени напыления; их значения указаны на соответствующих рисунках. Для трех фиксированных толщин

FeNi ( $d_m = 20, 30$  и  $60$  Å) были синтезированы три серии наноструктур FeNi/SiC/FeNi (симметричные структуры) и изменяющейся толщиной  $d_s$  слоев SiC в каждой серии от 9 до 27 Å с шагом 3 Å, а также две серии наноструктур с разделительными слоями из Ti с переменной толщиной и асимметричным расположением слоя SiC сверху и снизу структуры. Каждая серия структур вырабатывалась в едином технологическом цикле, и каждый образец изготавливался в идентичных технологических условиях в одном и том же месте вакуумной камеры.

## 3. Методы измерений и детали экспериментов

3.1. Индукционный метод. Магнитные характеристики наногетероструктур исследовались индукционным методом. С помощью разработанной нами установки [13,14], основным узлом которой являлся магнитометр, можно получить информацию о магнитном состоянии пленок, а именно: выяснить характер перемагничивания (происходит ли оно посредством движения доменных границ или вращения векторов намагниченности), определить коэрцитивную силу  $H_c$ , установить ориентацию осей легкого (ОЛН) и трудного намагничивания (ОТН), измерить величину поля магнитной анизотропии  $H_k$ , обнаружить обменное взаимодействие между магнитными пленками и оценить его степень, а также исследовать однородность магнитных параметров по площади образца и их зависимость от величины перемагничивающего магнитного поля. Установка позволяет измерять магнитные параметры как сверхтонких магнитных пленок с толщиной суммарного магнитного слоя  $\sim 5$  nm, так и толстых магнитных пленок с толщиной до нескольких микрометров. Используемые в установке максимальные значения переменного и постоянного магнитного поля не превышали 90 Oe.

Схема компактного модуля, включающего держатель образца, две управляющие катушки и системы считывающих катушек, представлена на рис. 1. Первая управляющая катушка обеспечивает переменное магнитное поле  $H$ , лежащее в плоскости структуры. Вторая катушка создает необходимое для измерения магнитной

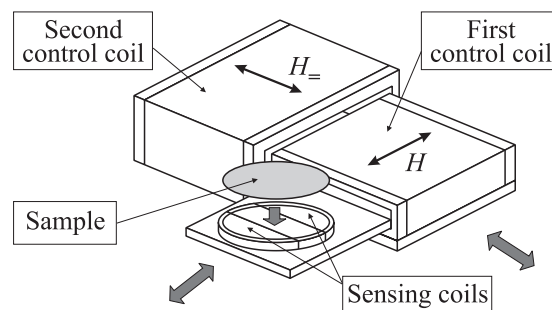


Рис. 1. Управляющие катушки устройств для измерения магнитных характеристик пленок.

анизотропии постоянное поле  $H_z$ , также находящееся в плоскости образца и перпендикулярное  $H$ . Считывающие катушки преобразуют изменения магнитного потока в индукционный сигнал.

3.2. Магнитооптический метод. МО-характеристики наноструктур — спектральные (в области энергий 0.5–4.3 eV), полевые (в области магнитных полей 0–1400 Oe) и ориентационные ( $0 < \theta < 360^\circ$ ) зависимости — исследовались с помощью экваториального эффекта Керра (ЭЭК). Этот метод позволяет измерять изменение интенсивности отраженного образцом света при его намагничивании полем, ориентированным перпендикулярно плоскости падения света и лежащим в плоскости образца. Величину и знак ЭЭК определяет отношение  $\delta = (I - I_0)/I_0 = \Delta I/I_0$ , где  $I$  и  $I_0$  — интенсивности света, отраженного структурой в намагниченном и размагниченном состоянии соответственно. Поскольку значения ЭЭК в ферромагнитных металлах и сплавах не превосходят нескольких единиц на  $10^{-3}$ , для исследования ЭЭК магнитных структур обычно используются модуляционные методики, в которых генерация и регистрация ЭЭК осуществляются путем модуляции интенсивности света при перемагничивании образца переменным магнитным полем [15]. Величина  $\delta$  пропорциональна глубине модуляции интенсивности света. Дисперсия ЭЭК-спектров во всей области энергий измерена в поле, амплитуда которого составляет 1400 Oe. В этом поле все образцы намагничены до насыщения. Измерения проводились для угла падения света  $\varphi = 70^\circ$  при комнатной температуре.

#### 4. Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 2 представлен характерный для наноструктур FeNi/SiC/FeNi индукционный сигнал, сформированный при перемагничивании внешним магнитным полем  $H$ . Сигнал (рис. 2, *a*) состоит из одного положительного и одного отрицательного импульса, т.е. отклик магнитной системы представляется дифференциальной восприимчивостью образца. Восстановленная интегрированием этого сигнала по времени петля гистерезиса представлена на рис. 2, *b*. Такой характер отклика магнитных систем соответствует сильному взаимодействию между магнитными слоями многослойной структуры, когда перемагничивание слоев происходит одновременно. При слабом взаимодействии слоев каждая магнитная пленка перемагничивается независимо и число импульсов в сигнале считывания увеличивается (см. далее).

В исследованных нами ранее анизотропных спин-вентильных (FeNi/Ti/FeNi) [16] и спин-туннельных (FeNi/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/FeNi) структурах [16,17] сигнал перемагничивания появлялся при некоторой величине внешнего магнитного поля  $H = H_t$  ( $H_t$  — поле перемагничивания). При увеличении амплитуды внешнего поля величина  $H_t$  либо не менялась, либо незначительно возрастала,

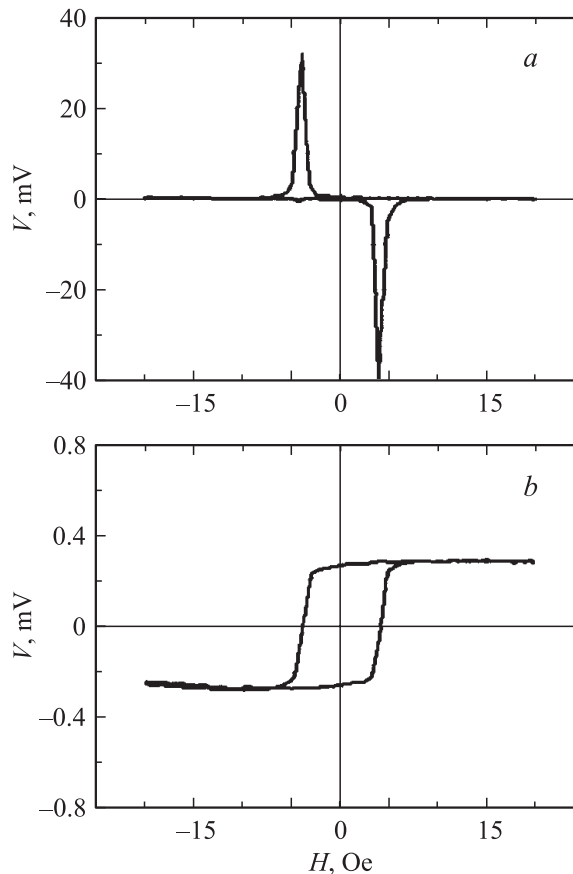
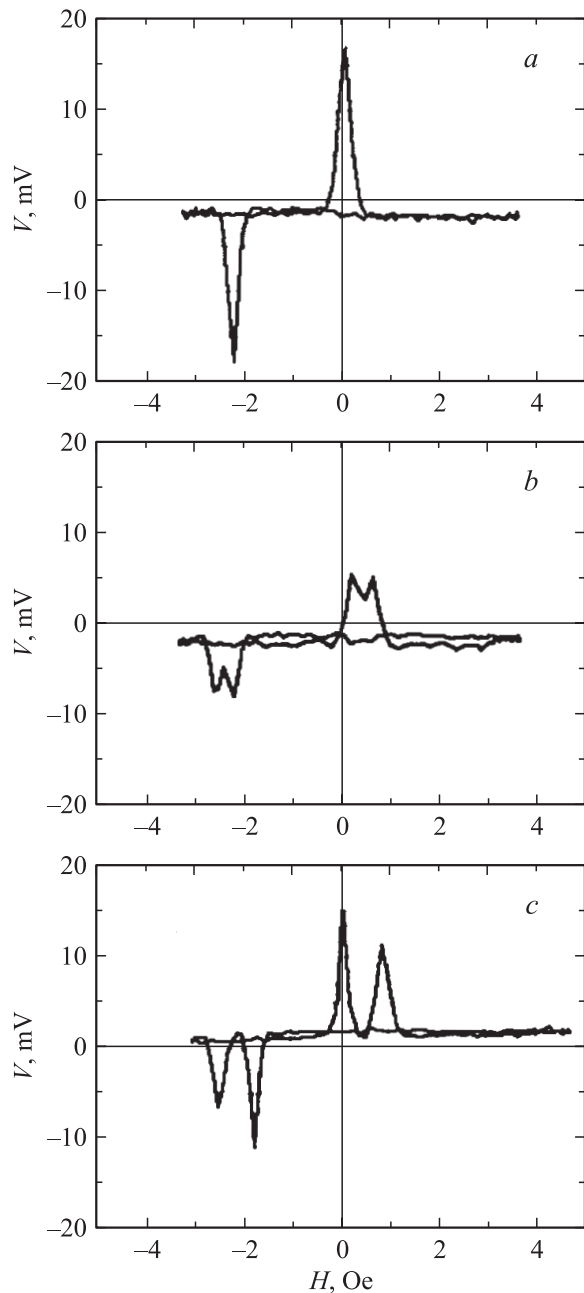


Рис. 2. Осциллограммы наноструктуры FeNi/SiC/FeNi. *a* — сигналы перемагничивания, *b* — петля гистерезиса.

что объясняется вкладом в перемагничивание доменных границ на дефектах и краях образца. В структурах FeNi/SiC/FeNi при увеличении  $H$ , начиная с некоторого значения, происходит уменьшение поля перемагничивания наноструктуры, затем наблюдается его рост и последующее насыщение величины  $H_t$ . Например, в образце FeNi(20 Å)/SiC(21 Å)/FeNi(20 Å) поле перемагничивания уменьшается от величины  $H_t = 4.8$  Oe при  $H = 8$  Oe до  $H_t = 4$  Oe при  $H = 20$  Oe. При дальнейшем увеличении амплитуды  $H$  происходит рост  $H_t$  приблизительно до исходной величины. При  $H \gg H_t$  поле перемагничивания становится равным коэрцитивной силе. Таким образом, видно, что в ряде наноструктур обнаружена нелинейная зависимость поля перемагничивания от амплитуды приложенного поля  $H$ .

Изменение значений поля перемагничивания магнитополупроводниковой наноструктуры в зависимости от величины амплитуды  $H$  указывает на изменение энергии магнитного состояния пермаллоевых пленок, что может быть связано с влиянием немагнитного полупроводникового слоя SiC как на процесс перемагничивания пермаллоевых пленок, так и на магнитные параметры наноструктур. Зависимость поля перемагничивания от амплитуды поля  $H$  проявляется наиболее сильно при толщинах прослойки полупроводника  $20 < d_s < 27$  Å и



**Рис. 3.** Осциллограммы сигналов перемагничивания наноструктур  $\text{FeNi}(20 \text{ \AA})/\text{Ti}(d_{\text{Ti}})/\text{FeNi}(20 \text{ \AA})/\text{SiC}(21 \text{ \AA})$  при  $d_{\text{Ti}} = 15$  (a), 25 (b), 50 Å (c).

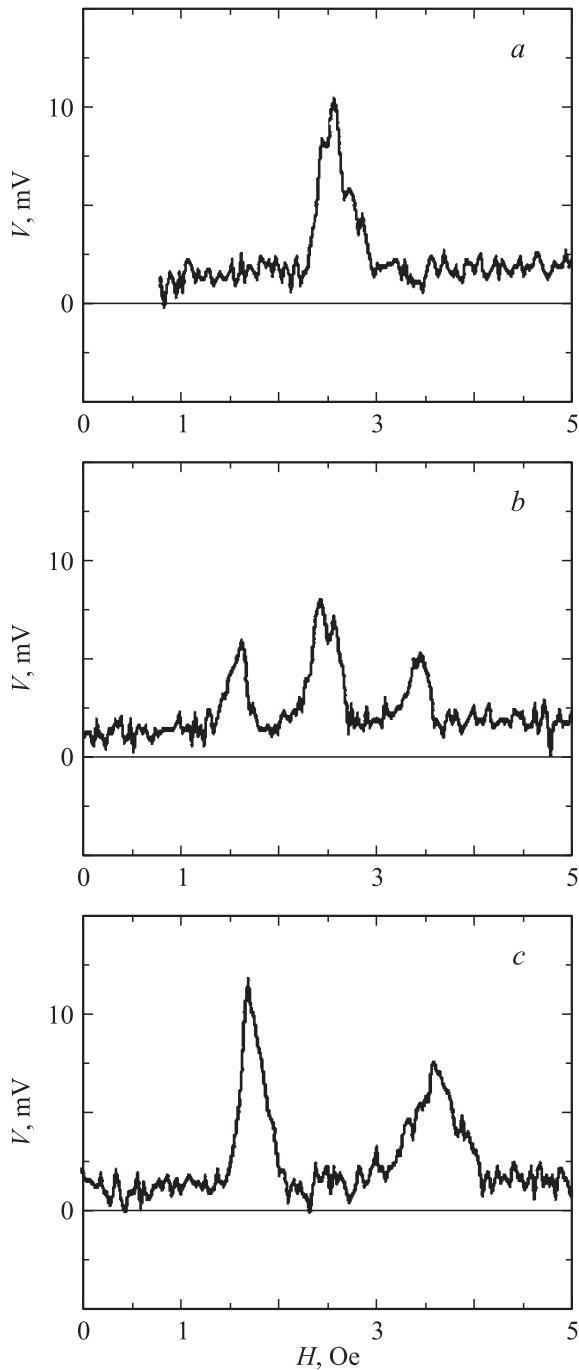
толщине магнитных слоев  $d_m = 20 \text{ \AA}$ . Однако изменение толщины магнитных слоев меньше сказывается на магнитных свойствах ферромагнитных наноструктур  $\text{FeNi}/\text{SiC}/\text{FeNi}$ , чем изменение толщины полупроводниковой прослойки.

В структуре  $\text{FeNi}/\text{SiC}/\text{FeNi}$  из-за симметричного расположения слоев  $\text{FeNi}$  относительно  $\text{SiC}$  полупроводниковый слой взаимодействует одинаковым образом с обоими слоями ферромагнетика. Для выяснения влияния полупроводникового слоя на характер взаимодействия

между магнитными слоями, а также с целью выяснения роли подложки в формировании магнитной структуры пленки были выращены две группы асимметричных наноструктур:  $\text{FeNi}(20 \text{ \AA})/\text{Ti}(d_{\text{Ti}})/\text{FeNi}(20 \text{ \AA})$  со слоями полупроводника  $\text{SiC}(21 \text{ \AA})$  сверху или снизу тройного слоя. Толщины слоев титана изменялись и составляли  $d = 15, 25, 35, 50 \text{ \AA}$ , что позволило варьировать величину обменной связи между ферромагнитными слоями. На рис. 3 представлены сигналы перемагничивания наноструктур  $\text{FeNi}(20 \text{ \AA})/\text{Ti}(d_{\text{Ti}})/\text{FeNi}(20 \text{ \AA})/\text{SiC}(21 \text{ \AA})$ , где  $d_{\text{Ti}} = 15, 25, 50 \text{ \AA}$ . Аналогичные спектры отклика ферромагнетика на воздействие  $H$  получены для тех же составов со слоем  $\text{SiC}$  между ферромагнитной пленкой и подложкой.

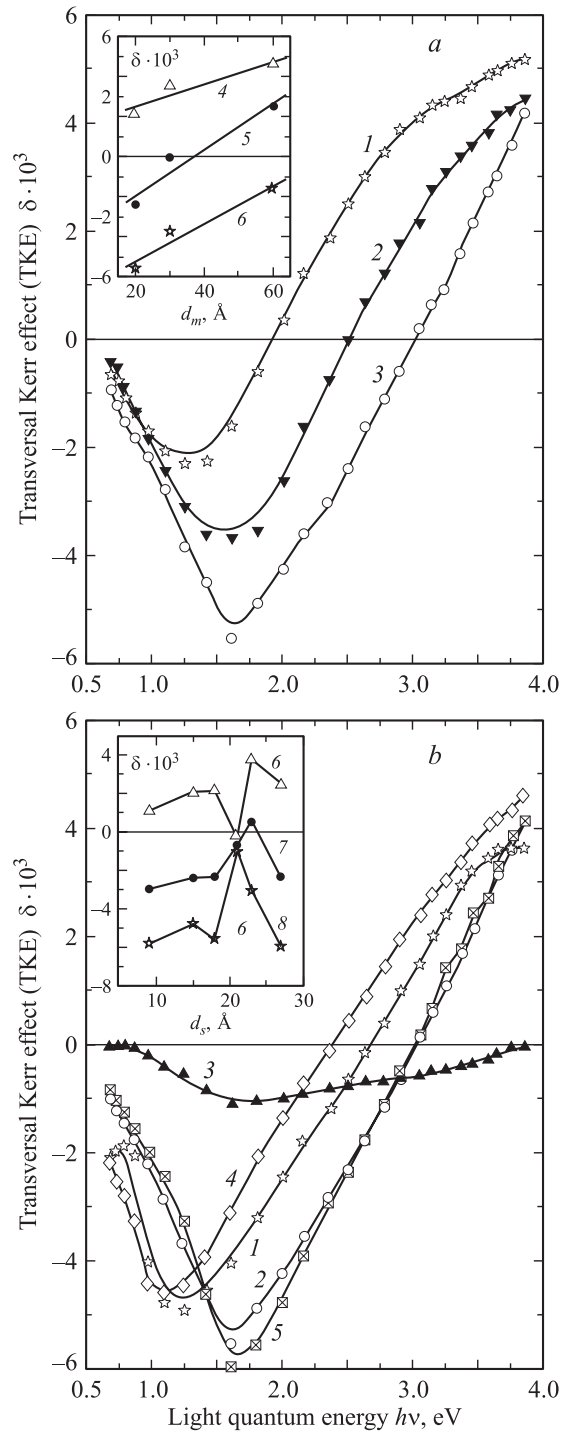
Видно (рис. 3, a), что при  $d_{\text{Ti}} = 15 \text{ \AA}$  обменное взаимодействие между пермаллоевыми пленками превышает взаимодействие между слоем полупроводника и прилегающей к нему пермаллоевой пленкой; обе пермаллоевые пленки наноструктуры перемагничиваются как единое целое. При  $d_{\text{Ti}} = 25 \text{ \AA}$  с ослаблением обменного взаимодействия между пермаллоевыми пленками сигнала перемагничивания разделяется на два (рис. 3, b). Это означает, что ферромагнитные пленки начинают перемагничиваться по отдельности (у них различные значения коэрцитивной силы  $H_c$ ). При дальнейшем росте  $d_{\text{Ti}}$  сигналы полностью разделяются с сохранением тех же тенденций в изменении  $H_c$  пермаллоевых пленок. Раздельное перемагничивание слоев  $\text{FeNi}$  указывает на то, что коэрцитивная сила пленки  $\text{FeNi}$ , прилегающей к  $\text{SiC}$ , изменилась (уменьшилась), что можно связать лишь с возникновением магнитного взаимодействия между слоем  $\text{FeNi}$  и немагнитным полупроводниковым слоем  $\text{SiC}$ .

Нами установлено также, что величина магнитного взаимодействия между слоями  $\text{FeNi}$  и  $\text{SiC}$  зависит не только от толщины слоев полупроводника, но и от величины внешнего перемагничивающего поля. Для образцов с максимальной  $d_{\text{Ti}} = 50 \text{ \AA}$  перемагничивание происходит следующим образом. С увеличением амплитуды  $H$  от нуля примерно до 10 Oe наблюдается одиночный сигнал перемагничивания с положением пика при  $H_f = 2.6 \text{ Oe}$  (рис. 4, a). Это указывает на совместное перемагничивание обоих слоев  $\text{FeNi}$  и отсутствие какого-либо влияния  $\text{SiC}$  на магнитные параметры ферромагнитных пленок. При увеличении амплитуды перемагничивающего поля происходит уменьшение амплитуды этого сигнала и по обе стороны от него появляются и нарастают два других сигнала с положением пиков 2.0 и 4.3 Oe (рис. 4, b), что свидетельствует о начале раздельного перемагничивания слоев  $\text{FeNi}$  из-за возрастающего воздействия слоя  $\text{SiC}$  на прилегающий к нему слой  $\text{FeNi}$ . При дальнейшем увеличении амплитуды поля  $H$  начальный сигнал исчезает (рис. 4, c) и слои  $\text{FeNi}$  перемагничиваются независимо, что свидетельствует о сильном магнитном взаимодействии между немагнитным полупроводником  $\text{SiC}$  и соседним ферромагнитным слоем  $\text{FeNi}$ .



**Рис. 4.** Осциллограммы сигналов считывания одной полярности для образца FeNi(20 Å)/Ti(50 Å)/FeNi(20 Å)/SiC(21 Å), полученные при значениях амплитуды перемангнивающего поля 8 (a), 12 (b) и 20 Oe (c).

Эти результаты показывают, что между ферромагнитными (FeNi) и полупроводниковым (SiC) слоями существует взаимодействие, зависящее от величины внешнего магнитного поля. Можно попытаться объяснить наблюдаемую полевою зависимость процессов перемангнивания следующим образом. Благодаря взаимной диффузии слоев полупроводника и ферромагне-



**Рис. 5.** Дисперсия ЭЭК наногетероструктур.

- a) 1 — FeNi(60 Å)SiC(18 Å)FeNi(60 Å),  
 2 — FeNi(30 Å)SiC(18 Å)FeNi(30 Å),  
 3 — FeNi(20 Å)SiC(18 Å)FeNi(20 Å). На вставке приведены изоэнергетические ( $h\nu$ , eV: 4 — 3.45, 5 — 2.5, 6 — 1.61) зависимости ЭЭК как функции толщины слоя пермаллоя.
- b) 1 — FeNi(20 Å)SiC(15 Å)FeNi(20 Å),  
 2 — FeNi(20 Å)SiC(18 Å)FeNi(20 Å),  
 3 — FeNi(20 Å)SiC(21 Å)FeNi(20 Å),  
 4 — FeNi(20 Å)SiC(23 Å)FeNi(20 Å),  
 5 — FeNi(20 Å)SiC(27 Å)FeNi(20 Å). На вставке приведены изоэнергетические ( $h\nu$ , eV: 6 — 3.45, 7 — 2.5, 8 — 1.61) зависимости ЭЭК как функции толщины слоя карбида кремния.



тика образуется тонкий (порядка одного-двух атомных слоев) интерфейс с намагниченностью, возрастающей при увеличении амплитуды намагничивающего поля.

Получить новую информацию о магнитных свойствах изучаемых наноструктур ферромагнетик–полупроводник нам удалось с помощью МО-исследований. Динамические МО-методы, обладающие высокой чувствительностью и большой информативностью, хорошо зарекомендовали себя при изучении тонкопленочных магнитных слоистых структур [18–20]. На рис. 5 для некоторых наноструктур FeNi/SiC/FeNi приведены спектры частотной зависимости ЭЭК, которые в основном подобны спектрам массивных сплавов пермаллоя [21,22]. Можно отметить, что в области ближнего ИК-диапазона — начала видимого излучения (0.7–2.0 eV) — большая величина  $|\delta|$  наблюдается в образцах с наименьшими толщинами ферромагнетика. На краю высокоэнергетического диапазона световых квантов  $h\nu > 2.0$  eV зависимость ЭЭК от толщины ферромагнитных слоев нормальная: с ростом  $d_{\text{FeNi}}$  значения  $\delta$  увеличиваются, хотя упорядоченного изменения дисперсии и величины ЭЭК не наблюдается.

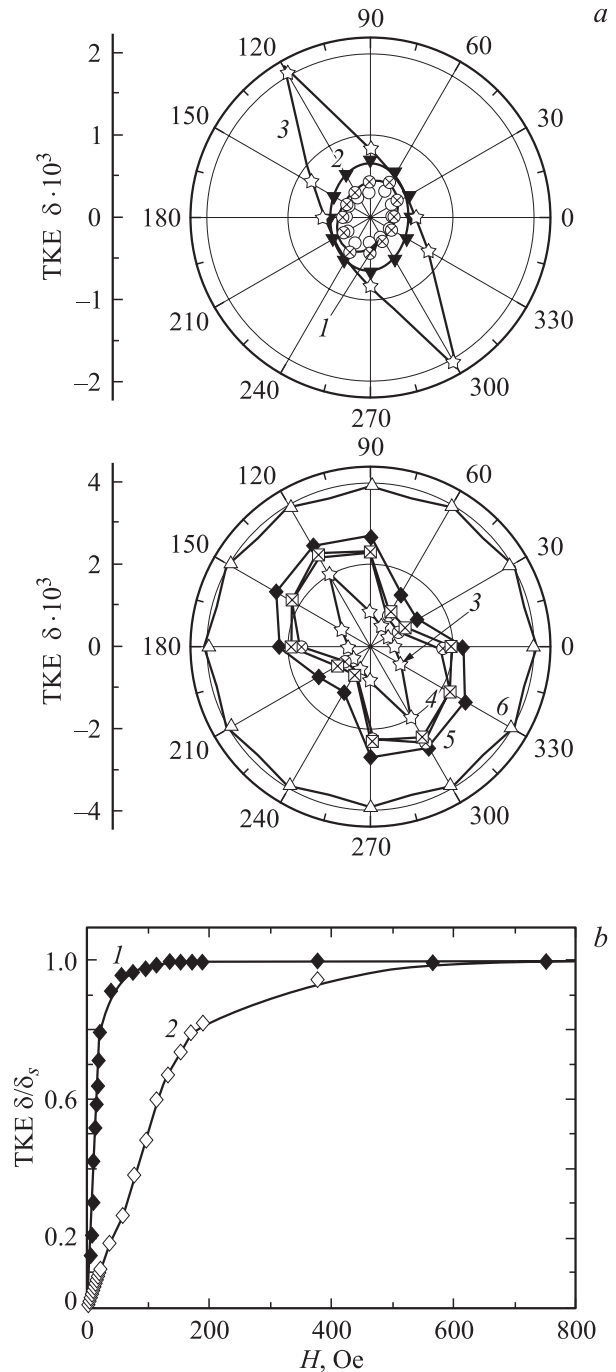
Отмеченные особенности в спектрах  $\delta(\nu)$  можно объяснить следующим образом. Известно [23], что спектральные особенности эффектов Керра низкоразмерных структур определяются как дисперсией диагональных и недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости  $[\varepsilon]$  ферромагнитных составляющих и их толщиной, так и дисперсией диагональных компонент тензора  $[\varepsilon]$  и толщиной немагнитного слоя. На вставке к рис. 5 приведены концентрационные (толщинные) зависимости ЭЭК для нескольких значений энергий из разных спектральных диапазонов. Из рис. 5, *a* видно, что во всем исследуемом частотном диапазоне с ростом толщины слоя ферромагнетика значения  $\delta$  увеличиваются практически линейно, причем меньшим  $d_{\text{FeNi}}$  соответствуют большие абсолютные значения ЭЭК. Этот результат находится в хорошем согласии с формулой

$$\delta_p = \left( A_1 + B_1 \frac{d_{\text{FeNi}}}{\lambda} + C_1 \frac{d_{\text{SiC}}}{\lambda} \right) \frac{d_{\text{FeNi}}}{\lambda} \frac{\varepsilon_{xy}^{\text{FeNi}}}{\varepsilon_{\text{FeNi}}} \sin \varphi,$$

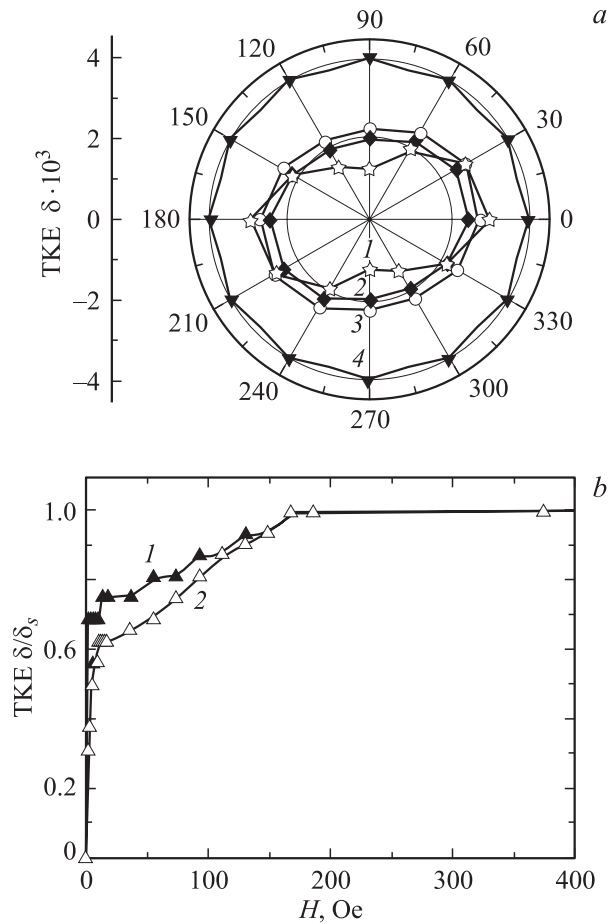
полученной в приближении Друде для описания МО-свойств двухслойных структур, толщина которых меньше глубины скин-слоя [8]. В нашем случае общая толщина слоистой структуры  $d_{\text{FeNi}} + d_{\text{SiC}} + d_{\text{FeNi}}$  много меньше и длины световой волны, и глубины скин-слоя. Кажущийся рост ЭЭК наноструктур при уменьшении толщины слоев ферромагнетика при  $h\nu < 2$  eV можно объяснить, если предположить, что коэффициенты  $A_1$  и  $C_1$  имеют одинаковый знак, противоположный знаку  $B_1$ . Заметим, что подобные изменения знака и величины ЭЭК в ближнем ИК-диапазоне наблюдались при исследованиях дисперсии  $\delta(\nu)$  ряда наноконкомпозитов ферромагнитный металл–диэлектрик [24].

На вставке, приведенной на рис. 5, *b*, где показаны зависимости значений ЭЭК наногетероструктур

FeNi/SiC/FeNi от толщины прослойки карбида кремния, выявляются нелинейные изменения ЭЭК с характерным для многослойных структур чередованием максимумов и минимумов эффекта. Этот факт, так же как и индукционные магнитометрические измерения, указывает на существование обменного взаимодействия между слоями ферромагнетика через полупроводниковую прослойку. При объяснении толщинной зависимости МО-эффектов



**Рис. 6.** *a*) Полярные диаграммы ЭЭК наноструктуры FeNi(20 Å)/SiC(9 Å)/FeNi(20 Å).  $H$ , Ое: 1 — 2, 2 — 4, 3 — 5, 4 — 10, 5 — 20, 6 — 1300.  $h\nu = 2.5$  eV. *b*) Полевая зависимость ЭЭК. 1 — ОЛН, 2 — ОТН.  $h\nu = 2.5$  eV.



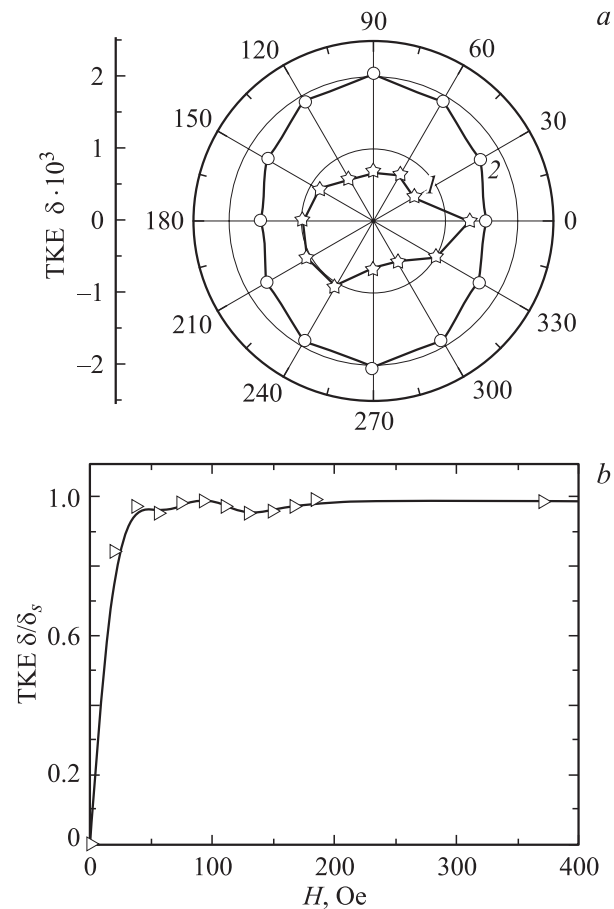
**Рис. 7.** *a)* Полярные диаграммы ЭЭК наноструктуры FeNi(60 Å)/SiC(18 Å)/FeNi(60 Å).  $H$ , Oe: 1 — 3.7, 2 — 7.5, 3 — 18.7, 4 — 750.  $h\nu = 3.05$  eV. *b)* Полевая зависимость ЭЭК. 1 — ОЛН, 2 — ОТН.  $h\nu = 3.05$  eV.

следует также иметь в виду, что из-за малой толщины слоев в слоистых структурах, подобных исследуемым, существенное влияние на величину МО-эффектов, частотную зависимость МО-спектров и коэффициентов  $A_1, B_1, C_1$ , а также на значения компонент тензоров  $[\epsilon]_{\text{FeNi}}$  и  $[\epsilon]_{\text{SiC}}$  могут оказывать квантово-размерные эффекты. Причиной квантово-размерных эффектов является пространственное квантование уровней электронного энергетического спектра (электронной плотности состояний), связанное с изменением граничных условий для фазы волновой функции электрона на каждом интерфейсе многослойной наноструктуры ферромагнетик-полупроводник.

На рис. 6–9 представлены типичные полярные диаграммы (ориентационные зависимости ЭЭК  $\delta(\alpha)$  симметричных наноструктур), полученные в широком диапазоне полей. Здесь же приведены кривые намагничивания, измеренные вдоль направлений в образце, выделенных относительно направления постоянного магнитного поля  $H_{\perp}$ , приложенного в плоскости образца при его напылении. На всех диаграммах направление  $H_{\perp}$

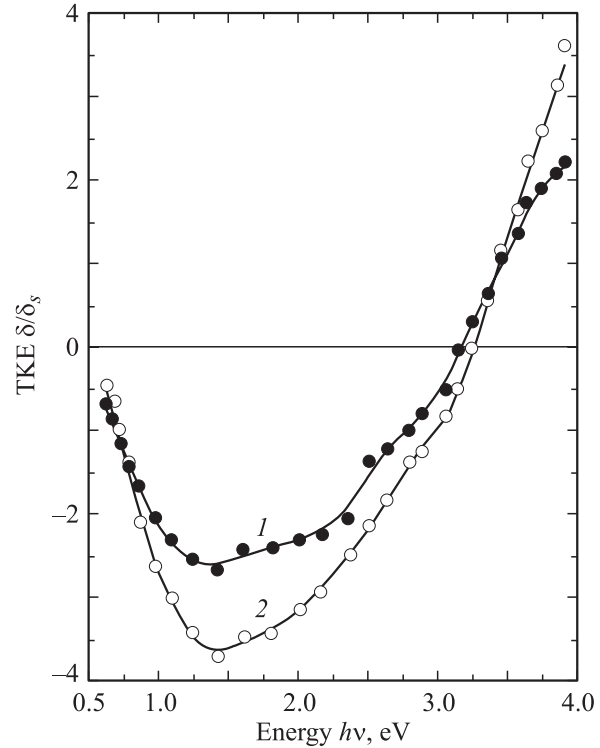
совпадает с осью 0–180°; значения полей и энергий световых квантов, при которых измерялся ЭЭК, указаны на соответствующих рисунках.

Как видно из этих рисунков, значение поля насыщения  $H_s$  существенно зависит от толщины полупроводникового слоя: максимальные значения  $H_s$  получены для структур с толщинами слоя полупроводника  $d_s = 9$  и 18 Å и составляют в первом образце 600 Oe, а во втором — 180 Oe. В образцах с большими толщинами полупроводниковой прослойки значения поля насыщения существенно ниже: в случае образцов с  $d_s = 27$  и 30 Å  $H_s = 100$  и 40 Oe соответственно. Для этих образцов направление ОЛН практически совпадает с направлением постоянного магнитного поля  $H_{\perp}$ , а для образцов с меньшими  $d_s$  направление ОЛН отклонено от направления 0–180°. Обращает на себя внимание факт существования в области малых полей „ступенек“ на кривых  $\delta(H)$ , а также причудливая форма ориентационных зависимостей  $\delta(\alpha)$ , например, для образца FeNi(20 Å)/SiC(27 Å)/FeNi(20 Å) (рис. 8, *a*). Для этого же образца на рис. 8, *b* приведена кривая намагничивания  $\delta(H)$  атипичного вида, для которой наблюдается уменьшение значений  $\delta(H)$  с ростом амплитуды внешнего

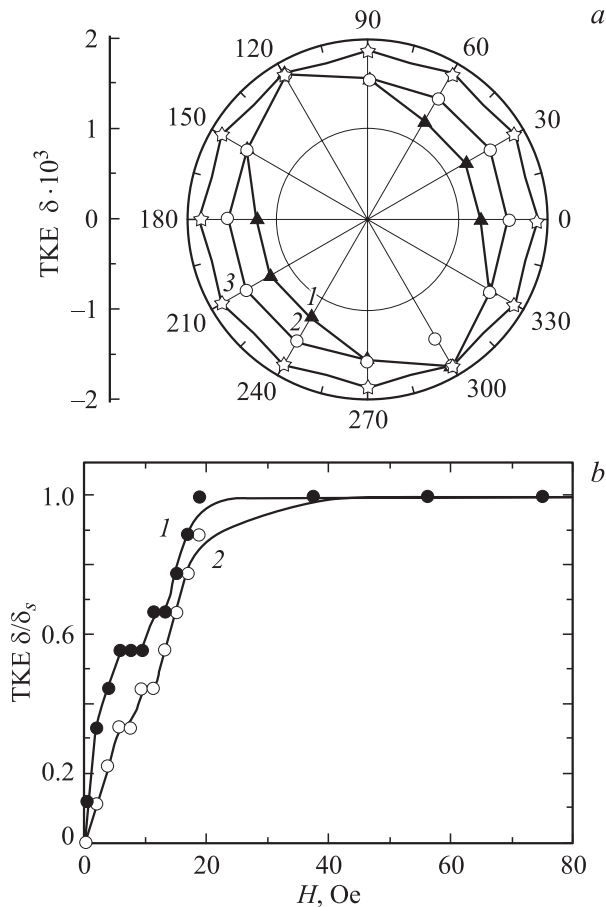


**Рис. 8.** *a)* Полярные диаграммы ЭЭК наноструктуры FeNi(20 Å)/SiC(27 Å)/FeNi(20 Å).  $H$ , Oe: 1 — 18, 2 — 180.  $h\nu = 3.36$  eV. *b)* Полевая зависимость ЭЭК для ОЛН.  $h\nu = 3.85$  eV.

магнитного поля  $H$ . В целом, магнитная анизотропия в данных структурах имеет одноосный характер. Однако в образце  $\text{FeNi}(20 \text{ \AA})/\text{SiC}(9 \text{ \AA})/\text{FeNi}(20 \text{ \AA})$  при увеличении намагничивающего поля наблюдается поворот ОЛН от  $\alpha = 60$  к  $120^\circ$ , что указывает на возможность „подмешивания“ к наведенной одноосной анизотропии анизотропии другого вида (например, обменной). Полученные результаты приводят к заключению, что в образцах с большими толщинами полупроводниковой прослойки слои ферромагнетика не являются обменно-связанными и каждый слой намагничивается внешним полем независимо. При уменьшении толщины прослойки SiC слои FeNi взаимодействуют через полупроводник, т.е. ферромагнитные слои становятся обменно-связанными. Эта связь возрастает с уменьшением толщины слоя полупроводника и при некоторых толщинах полупроводника, возможно, носит антиферромагнитный характер, на что указывают и характер разворота ОЛН и ОНН (рис. 6), и отмеченные выше особенности формы диаграмм  $\delta(\alpha)$  и кривых намагничивания, представленных отношением текущих значений  $\delta$  к максимальному  $\delta_S$ , соответствующему полю  $H = 1400$  Ое. На возможность существования антиферромагнитного взаимодействия указали авто-



**Рис. 10.** Дисперсия ЭЭК асимметричных наногетероструктур. 1 —  $\text{FeNi}(20 \text{ \AA})/\text{Ti}(12.5 \text{ \AA})/\text{FeNi}(20 \text{ \AA})/\text{SiC}(21 \text{ \AA})$ , 2 —  $\text{SiC}(21 \text{ \AA})/\text{FeNi}(20 \text{ \AA})/\text{Ti}(12.5 \text{ \AA})/\text{FeNi}(20 \text{ \AA})$ .



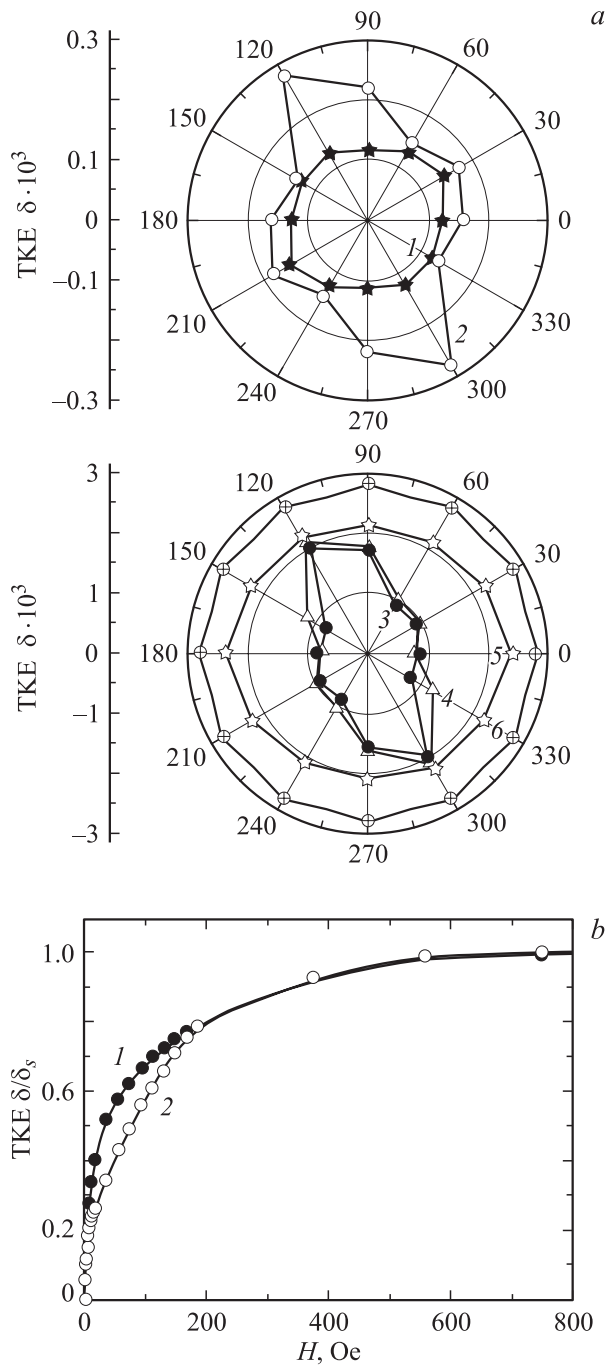
**Рис. 9.** а) Полярные диаграммы ЭЭК наноструктуры  $\text{FeNi}(30 \text{ \AA})/\text{SiC}(30 \text{ \AA})/\text{FeNi}(30 \text{ \AA})$ .  $H$ , Ое: 1 — 3.7, 2 — 18.7, 3 — 1500.  $h\nu = 2.16$  eV. б) Полевая зависимость ЭЭК. 1 — ОЛН, 2 — ОНН.  $h\nu = 2.16$  eV.

ры [8], которые наблюдали подобные зависимости  $\delta(\alpha)$  в многослойных периодических структурах Fe/GaAs с различными толщинами полупроводниковой прослойки.

При исследовании асимметричных наноструктур индукционным методом обнаружено влияние слоя полупроводника на характер взаимодействия магнитных слоев. Однако спектры отклика ферромагнетиков на воздействие поля  $H$  на структуры с полупроводниковым слоем, находящимся над и под тройным слоем, оказались идентичными по той причине, что индукционный метод дает информацию о магнитных параметрах наноструктуры всего объема образца. В отличие от этого метода магнитооптический может дать информацию о магнитных характеристиках нескольких слоев. Как видно из рис. 10, частотные зависимости ЭЭК для образцов  $\text{SiC}(21 \text{ \AA})/\text{FeNi}(20 \text{ \AA})/\text{Ti}(12.5 \text{ \AA})/\text{FeNi}(20 \text{ \AA})$  и  $\text{FeNi}(20 \text{ \AA})/\text{Ti}(12.5 \text{ \AA})/\text{FeNi}(20 \text{ \AA})/\text{SiC}(21 \text{ \AA})$  различны. Различаются также анизотропия и полевые зависимости ЭЭК (рис. 11, 12), т.е. процессы перемагничивания и магнитные параметры асимметричных наногетероструктур зависят от положения слоя полупроводника (ПП) относительно ферромагнитных (Ф) слоев тройного слоя  $\text{FeNi}(20 \text{ \AA})/\text{Ti}(12.5 \text{ \AA})/\text{FeNi}(20 \text{ \AA})$ .

Детальное рассмотрение показывает, что в образцах с порядком следования слоев ПП/Ф/ПМ/Ф (рис. 11), где ПМ — переходный металл (титан), обнаруживается одноосная анизотропия. ОЛН составляет угол  $\alpha = 30^\circ$  с



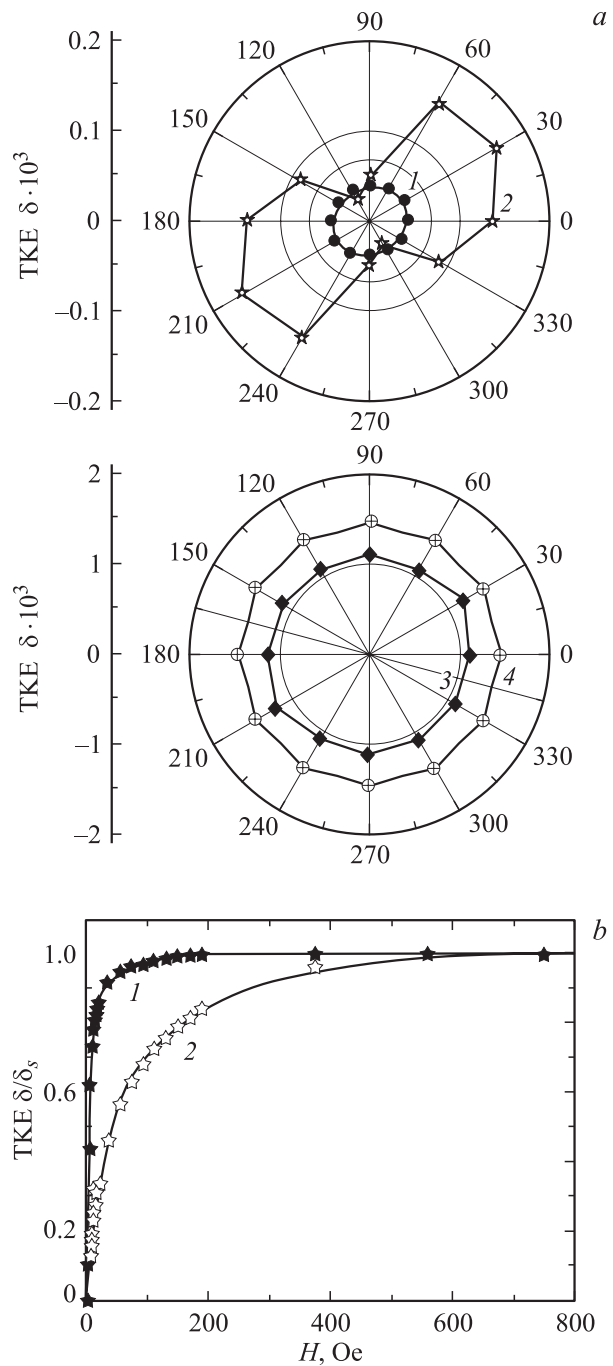


**Рис. 11.** *a)* Полярные диаграммы ЭЭК наноструктуры SiC(21 Å)/FeNi(20 Å)/Ti(12.5 Å)/FeNi(20 Å).  $H$ , Oe: 1 — 2, 2 — 3, 3 — 5, 4 — 8, 5 — 100, 6 — 562.  $h\nu = 2.5$  eV. *b)* Полевая зависимость ЭЭК. 1 — ОЛН, 2 — ОТН.  $h\nu = 2.5$  eV.

направлением поля  $H_{\perp}$  и не меняет своего направления с увеличением амплитуды намагничивающего поля  $H$ . Поля насыщения  $H_s$  для ОЛН и ОТН резко различаются и составляют соответственно 100 и 560 Oe (рис. 11, *b*). Сильное различие кривых  $\delta(H)$  наблюдается и для других взаимно перпендикулярных направлений (например, для  $\alpha = 0$  и  $90^\circ$ ). В ряде случаев на кривых намагничива-

ния появляются широкие ступеньки, свидетельствующие о задержках процессов намагничивания при увеличении амплитуды магнитного поля  $H$ .

В случае образца с обратным порядком следования слоев Ф/ПМ/Ф/ПП наблюдается сложная эволюция полярных диаграмм  $\delta(\alpha)$  и кривых намагничивания для разных направлений (рис. 12). Характер анизотропии не поддается простому описанию. В малых полях



**Рис. 12.** *a)* Полярные диаграммы ЭЭК наноструктуры FeNi(20 Å)/Ti(12.5 Å)/FeNi(21 Å)/SiC(21 Å).  $H$ , Oe: 1 — 5, 2 — 10, 3 — 100, 4 — 562.  $h\nu = 2.5$  eV. *b)* Полевая зависимость ЭЭК. 1 — ОЛН, 2 — ОТН.  $h\nu = 2.5$  eV.

(до 5 Ое) ОЛН составляет угол  $\alpha = 30^\circ$  с направлением  $0-180^\circ$ , затем резко (в полях  $H \geq 5$  Ое) выявляется другое (перпендикулярное этому) направление легкого намагничивания  $\alpha = 120^\circ$ . Начиная с 10 Ое, величина ЭЭК, измеренная для этого направления при увеличении  $H$ , изменяется медленно, тогда как для другой, перпендикулярной, оси ( $\alpha = 30^\circ$ ) ЭЭК быстро нарастает. В поле  $\sim 200$  Ое анизотропия практически исчезает, хотя в обоих направлениях образец намагничен лишь на 80%. На кривых  $\delta(H)$  в малых полях, так же как и в предыдущем случае, наблюдаются задержки в росте эффекта.

Обнаруженное поведение ориентационных зависимостей ЭЭК  $\delta(\alpha)$  и соответствующих этим диаграммам спектров  $\delta(H)$ , а также данные магнитно-индукционных измерений могут быть объяснены, если, как и ранее, предположить, что существует обменное взаимодействие между ферромагнитными и полупроводниковыми слоями. Это взаимодействие может возникнуть, если в области контакта пермаллоя и карбида кремния происходит взаимная диффузия атомов и образуется интерфейс (1–2 атомных слоя) с магнитным упорядочением атомов. По всей видимости, это взаимодействие должно носить антиферромагнитный характер, что позволило бы объяснить и смену направлений ОЛН и ОТН, и ступеньки на кривых намагничивания, и изменение числа откликов в сигналах перемагничивания наноструктур при изменении величины намагничивающего поля.

## 5. Заключение

В результате проведенной работы по синтезированию и исследованию физических свойств спинтуннельных магниторезистивных наногетероструктур (симметричных — FeNi/SiC/FeNi — и асимметричных — FeNi/Ti/FeNi со слоем карбида кремния, расположенным над или под ферромагнетиком) прослежена эволюция отклика системы ферромагнетик–полупроводник на изменения толщины образующих слоев и величины намагничивающего поля и установлена нелинейная зависимость этого отклика и магнитных характеристик наноструктур от указанных переменных. На спектральных, полевых и ориентационных зависимостях магнитооптического ЭЭК обнаружен ряд особенностей (аномалий), установлена корреляция данных магнитооптических и магнитометрических измерений. Показано, что возникновение импульсов индукционных откликов магнитополупроводниковой структуры и аномалий в спектрах  $\delta(H)$  и на ориентационных зависимостях  $\delta(\alpha)$  на действие магнитного поля является следствием изменения характера магнитной анизотропии как асимметричных, так и симметричных наноструктур.

Совокупность описанных неординарных экспериментальных результатов, полученных при исследовании магнитополупроводниковых наноструктур с широким набором толщин немагнитных и ферромагнитных слоев

и различным порядком их объединения в структуру, указывает на сложный вид их магнитных структур и приводит к выводам о необходимости учета влияния немагнитной полупроводниковой прослойки на характер взаимодействия ферромагнитных слоев. Нельзя исключить также возможность влияния слоев ферромагнетика на магнитное состояние полупроводника и образование на интерфейсах выращенных структур тонких переходных слоев, обогащенных атомами обоих слоев, и как следствие обладающих магнитными свойствами. Можно предположить, что образование такого переходного слоя — суперинтерфейса — приведет к установлению дополнительного обменного взаимодействия между ним и ферромагнетиком. Это может оказать заметное влияние на магнитные параметры структур, процессы перемагничивания и их МО-свойства, что позволило бы объяснить особенности, обнаруженные в экспериментах.

Полученные результаты делают весьма перспективными использование примененных методик для исследований магнитных и МО-свойств и изучения обменных взаимодействий в многослойных структурах полупроводник–ферромагнетик, а также показывают, что исследование спин-туннельные МР-наногетероструктуры являются перспективными материалами для элементов и устройств магнитной спинтроники.

## Список литературы

- [1] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Frederich, J. Chazelas. *Phys. Rev. Lett.* **61**, 21, 2472 (1988).
- [2] S.S. Parkin, N. More, K.P. Roche. *Phys. Rev. Lett.* **64**, 19, 2304 (1990).
- [3] W.R. Bennet, W. Schwaracher, W.F. Egelhoff. *Phys. Rev. Lett.* **65**, 25, 3169 (1990).
- [4] T. Katayama, Y. Suzuki, M. Hayashi, A. Thiaville. *J. Magn. Magn. Mater.* **126**, 1-3, 527 (1993).
- [5] M. Tondra, J.M. Daughton, C. Nordman, D. Wang, J. Taylor. *J. Appl. Phys.* **87**, 9, 4679 (2000).
- [6] M. Bauer, R. Lopusnik, J. Fassbender, B. Hillebrands, J. Bangert, J. Wecker. *J. Appl. Phys.* **91**, 1, 543 (2002).
- [7] M. Tondra, D. Wang, J. Daughton. *J. Vac. Sci. Technol.* **5** (1999).
- [8] I.D. Lobov, V.M. Maevskii, L.V. Nomerovannaya, M.M. Kirillova, A.A. Makhnev, F.A. Pudonin. *Phys. Met. Metallography* **91**, 1, S33 (2001).
- [9] M. Johnson. *Phys. Rev. B* **58**, 15, 9635 (1998).
- [10] P.R. Hammar, M. Johnson. *Phys. Rev. B* **61**, 11, 7207 (2000).
- [11] С.И. Касаткин, А.М. Муравьев, Ф.А. Пудонин. *Кратк. сообщ. по физике* **2**, 20 (2002).
- [12] Л.А. Кузик, Ю.Е. Петров, Ф.А. Пудонин, В.А. Яковлев. *ЖЭТФ* **105**, 1, 215 (1994).
- [13] С.И. Касаткин, А.М. Муравьев, Н.П. Васильева, В.В. Лопатин, Ф.Ф. Попадинец, А.В. Сватков. *Микроэлектроника* **2**, 149 (2000).
- [14] С.И. Касаткин, А.М. Муравьев, Ф.Ф. Попадинец. *Завод. лаб.* **7**, 23 (2001).
- [15] Г.С. Криничик, В.С. Гуцин. *ЖЭТФ* **56**, 6, 1833 (1969).

- [16] H. Hughes, H. Laidier, K.O. Grady. *J. Appl. Phys.* **89**, 10, 5585 (2001).
- [17] S.I. Kasatkin, A.M. Murav'jev, P.I. Nikitin, F.A. Pudonin, A.Yu. Toporov, M.V. Valeiko. *Sensors Actuators* **81**, 1-3, 57 (2000).
- [18] Е.А. Ганьшина, В.С. Гуцин, С.А. Киров, Н.Е. Сырьев. *ФММ* **78**, 1, 63 (1994).
- [19] D. Weller, W. Reim, K. Sporek. *J. Magn. Magn. Mater.* **93**, 1, 183 (1991).
- [20] G.Y. Guo, H. Ebert. *J. Magn. Magn. Mater.* **156**, 1-3, 173 (1996).
- [21] Е.А. Ганьшина, Д.Н. Джураев, А.Г. Ильчук, В.В. Литвинцев, Т.А. Томас. *ФММ* **65**, 3, 505 (1988).
- [22] E. Gan'shina, R. Kumaritova, A. Bogorodisky, M. Kuzmichov, S. Ohnuma. *J. Magn. Soc. Jap.* **23**, 379 (1999).
- [23] E. Can'shina, A. Granovsky, V. Gushin, M. Kuzmichev, P. Podrugin, A. Kravetz, E. Shipil. *Physika A* **241**, 1, 45 (1997).
- [24] E.A. Gan'shina. In: *Nato ASI Series Frontiers in Magnetism of Reduced Dimension Systems*. Kluwer Academic Publ. (1998). P. 397.