

©1995

ИССЛЕДОВАНИЕ ТОНКИХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНОК В СТРУКТУРЕ ФЕРРОМАГНЕТИК/ПОЛУПРОВОДНИК МЕТОДОМ ОПТИЧЕСКОЙ ОРИЕНТАЦИИ

Р.И.Джиоев, Б.П.Зазарченя, В.Л.Коренев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Поступила в Редакцию 6 сентября 1995 г.)

Исследовано влияние ферромагнитной пленки никеля, нанесенной на поверхность n -GaAs ионным распылением, на поляризацию оптически ориентированных электронов в полупроводнике. Показано, что в структуре Ni/GaAs присутствуют два ферромагнетика: сама пленка никеля, ферромагнетизм которой проявляется в измерениях с помощью СКВИДа, а также интерфейс Ni/GaAs, магнитные свойства которого проявляются в экспериментах по оптической ориентации. Проведено исследование эффекта фотоиндуцированного изменения коэрцитивной силы интерфейса. Этот эффект обусловлен воздействием полупроводника на магнитные свойства интерфейса. Предложена физическая модель, в основе которой лежит обменное взаимодействие d -электронов ферромагнетика с электронами на глубоких центрах полупроводника в области интерфейса.

В последнее время широкое внимание исследователей привлекают гибридные системы ферромагнетик/полупроводник [1,2]. Они перспективны как с научной, так и с практической точки зрения. В работах [3,4] сообщается об обменном связывании ферромагнетиков, разделенных полупроводником в сверхрешетках Fe/Si. Теоретическое исследование обменной связи ферромагнетиков, разделенных немагнитной изолирующей прослойкой, проведено в [5,6]. В [7] обнаружено влияние полупроводника на намагниченность ферромагнитной пленки Fe в системе Fe/GaAs. В работе [8] продемонстрирована возможность изучения взаимосвязи полупроводника и ферромагнетика по поведению оптически ориентированных электронов полупроводника.

В настоящей работе изучено влияние намагниченности тонкой ферромагнитной пленки на средний спин оптически ориентированных электронов в полупроводнике. Эксперименты по оптической ориентации электронов в структуре Ni/GaAs выявили наличие ферромагнетика, коэрцитивная сила которого под действием света уменьшается в 2 раза (от 90 Oe в темноте до 45 Oe на свету). Независимое измерение петли магнитного гистерезиса с помощью СКВИДа показало, что коэрцитивная сила (≈ 40 Oe) не зависит от интенсивности света. Мы полагаем, что в структуре Ni/GaAs присутствуют два различных ферромагнетика: сама пленка никеля, ферромагнетизм которой проявляется в измерениях с помощью СКВИДа, а также интерфейс Ni/GaAs,

магнитные свойства которого проявляются в экспериментах по оптической ориентации. Проведено исследование эффекта фотоиндуцированного изменения коэрцитивной силы интерфейса. Этот эффект обусловлен воздействием полупроводника на магнитные свойства интерфейса. Предложена физическая модель, в основе которой лежит обменное взаимодействие d -электронов в области интерфейса с электронами на глубоких центрах вблизи поверхности полупроводника.

1. Методика измерений

Нами исследовался образец Ni/GaAs. GaAs n -типа ($Si: 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^3$) толщиной $35 \mu\text{m}$ выращен в направлении $[001]$ методом жидкофазной эпитаксии на подложке из арсенида галлия толщиной $400 \mu\text{m}$. На поверхности слоя GaAs методом ионного распыления выращена пленка никеля толщиной $\approx 400 \text{ \AA}$. В процессе напыления пленки никеля поверхность полупроводника нагревалась до $T \approx 100^\circ \text{C}$.

До проведения оптических измерений петля магнитного гистерезиса никелевой пленки на арсениде галлия (рис. 1) была измерена при $T = 4.3 \text{ K}$ с помощью СКВИДа. Коэрцитивная сила $H_c \approx 40 \text{ Oe}$.

Эксперимент по оптической ориентации заключается в генерации поляризованных по спину электронов в полупроводнике при межзонном поглощении циркулярно поляризованного света и исследовании влияния ферромагнетика на их средний спин по изменению степени круговой поляризации рекомбинационного излучения. Эксперимент выполнен при температуре жидкого гелия. Генерация носителей осуществлялась светом, проходящим через никелевую пленку нормально к поверхности образца (рис. 2). В качестве источника возбуждения использовалась линия ($h\nu = 1.65 \text{ eV}$) непрерывного Kr^+ -лазера. Поляризация краевой люминесценции измерялась в максимуме линии, соответствующей рекомбинации экситона, локализованного на донорной примеси. Описание методики измерения степени ρ круговой поляризации фотолюминесценции приведено ранее [9]. С целью устранения поляризации ядер кристаллической решетки полупроводника, влияющей на средний спин электронов [10], возбуждение осуществлялось светом знакопеременной (на частоте 26 kHz) циркулярной поляризации (σ^{\sim}). Для этого был использован фотоупругий модулятор поляризации све-

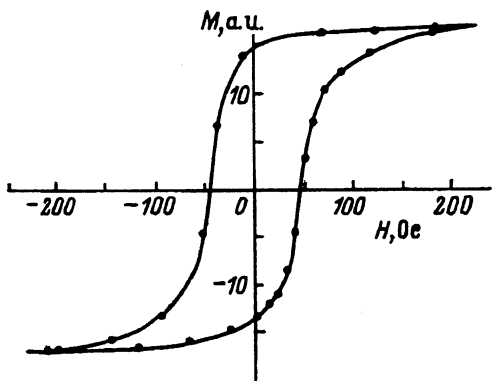


Рис. 1. Петля магнитного гистерезиса образца Ni/GaAs, измеренная с помощью СКВИДа.

M — магнитный момент пленки.

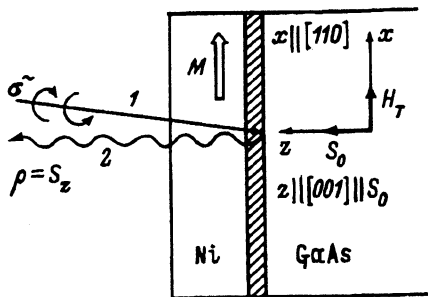


Рис. 2. Геометрия эксперимента по оптической ориентации.

1 — возбуждение, 2 — люминесценция.

та [11]. Измерялись зависимости ρ от внешнего магнитного поля, направленного как вдоль луча возбуждающего света (продольное поле \mathbf{H}_L), так и поперек (поперечное поле \mathbf{H}_T параллельно плоскости пленки).

2. Оптическая ориентация электронов в полупроводнике

Ориентированные по спину вдоль возбуждающего луча электроны создаются в полупроводнике при межзонном поглощении циркулярно поляризованного света. Если за время жизни фотовозбужденные носители не утрачивают полностью спиновую ориентацию, то фотолюминесценция будет частично поляризована по кругу. Степень ρ круговой поляризации фотолюминесценции в GaAs численно равна проекции среднего спина электронов на направление возбуждающего луча (ось z) и определяется выражением

$$\rho = S_z = 0.25 \frac{T_s}{\tau}, \quad (1)$$

где $1/T_s = 1/\tau_s + 1/\tau$, T_s — время существования оптической ориентации, τ и τ_s — времена жизни и спиновой релаксации электронов соответственно. Множитель 0.25 в (1) определяется правилами отбора для оптических переходов в GaAs [10].

В магнитном поле, поперечном направлению возбуждающего луча, вследствие ларморовой прецессии электронный спин поворачивается, что приводит к уменьшению S_z и соответственно уменьшению степени круговой поляризации излучения (эффект Ханле). Зависимость $\rho(H_T)$ описывается лоренцевской кривой [10]

$$\rho(H_T) = \frac{\rho(0)}{1 + (H_T/H_{1/2})^2}, \quad (2)$$

где $\rho(0)$ — поляризация излучения в нулевом магнитном поле (см. (1)), $H_{1/2} = \hbar/\mu_B g T_s$ — полуширина кривой магнитной деполяризации (кривая Ханле), g — g -фактор электронов в зоне проводимости ($g = -0.44$ [12]), μ_B — магнетон Бора ($\mu_B > 0$).

Здесь следует отметить, что эффект Ханле в GaAs n -типа в общем случае не описывается выражением (2) вследствие диффузии электронного спина в глубь полупроводника [10]. Избыточные носители создаются в узком приповерхностном слое толщиной $\approx 1/\alpha_0$ (α_0 — коэффициент поглощения возбуждающего света). При этом диффузионная длина спина электронов $L_s \gg \alpha_0$. Однако, как мы покажем в отдельной публикации, в данном образце GaAs имеет место сильное переизлучение, распределяющее неравновесные носители в глубь образца на расстояние большее L_s , т.е. концентрацию дырок можно считать постоянной в области существования неравновесного спина электронов. Поскольку коэффициент поглощения на длине волны регистрации мал, то детектируется излучение из области, размер которой превышает величину L_s . В этом случае эффект Ханле описывается лоренцевой кривой [9]. Формулы (1), (2) могут быть получены в результате решения уравнения для среднего спина \mathbf{S} электронов [10]

$$\mathbf{S} = \mathbf{S}_0 + \mathbf{H}_T \times \mathbf{S}/H_{1/2}, \quad (3)$$

где $S_0 = 0.25 T_s/\tau$.

3. Влияние ферромагнетика на оптическую ориентацию электронов полупроводника

На рис. 3 приведены результаты измерения деполяризации фотолюминесценции в поперечном магнитном поле (эффект Ханле). Экспериментальные точки, по которым проведена кривая 1, получены после предварительного размагничивания образца Ni/GaAs поперечным магнитным полем методом «переменного размагничивания» [13]. Кривая 2 получена после предварительного намагничивания ферромагнетика в плоскости пленки в поле $H = 400$ Ое (поле H_T параллельно намагничивающему полю H).

Полученные результаты указывают на то, что при размагничивании никеля включается дополнительный канал спиновой релаксации электронов полупроводника, который приводит к уменьшению степени ρ и уширению кривых магнитной деполяризации [8]. Дополнительная спиновая релаксация электронов в GaAs вызвана прецессией электронного спина во флуктуирующих в пространстве магнитных полях, обусловленных доменной структурой размагниченного ферромагнетика. Количественное рассмотрение вопроса о спиновой релаксации электронов во флуктуирующем (с характерным масштабом δ) в пространстве магнитном поле существенно зависит от соотношения между δ и длиной L_s диффузии электронного спина. Характерный масштаб флуктуаций магнитного поля определяется размером доменов δ , причем магнитное поле доменов затухает в глубь полупроводника на расстоянии порядка δ . Далее мы увидим, что здесь реализуется случай $\delta > L_s$. Действительно, в этом случае электронный спин прецессирует в локальном поле $H_T + H_\delta(\mathbf{r})$, где $H_\delta(\mathbf{r})$ — медленно изменяющееся в пространстве магнитное поле доменов. Эта прецессия приводит к локальному изменению проекции среднего спина на направление луча. На эксперименте измеряется степень поляризации излучения, которая есть результат усреднения локальных эффектов Ханле по широкой области засветки. Усредненный эффект Ханле в неоднородном магнитном поле будет описываться кривой большей ширины, характеризующейся меньшим значением поляризации, чем при $H_\delta = 0$, т.е. когда ферромагнетик намагничен. Для количественного описания эффекта уменьшения поляризации излучения при размагничивании пленки необходимо знать явный вид распределения поля $H_\delta(\mathbf{r})$ в пространстве.

Мы воспользуемся упрощенной моделью, согласно которой поле $H_\delta(\mathbf{r})$ заданной величины H_δ случайно ориентировано во всех трех направлениях, т.е. изотропно. Поскольку случайное магнитное поле медленно изменяется в пространстве, то результирующий эффект Ханле получается подстановкой суммарного поля $H_T + H_\delta(\mathbf{r})$ в (3) и усреднением $S_z(H_T, H_\delta(\mathbf{r}))$ по углам

$$\rho(H_T) = \int \frac{d\Omega}{4\pi} S_z(H_T, H_\delta(\mathbf{r})). \quad (4)$$

Результаты расчета по формуле (4) показаны на рис. 3 сплошными линиями. Кривая 2 построена для случая $H_\delta = 0$, т.е. пленка намагничена. Кривая 1 проведена при $H_\delta = 2$ Ое. Наблюдается хорошее согласие данной модели с экспериментом.

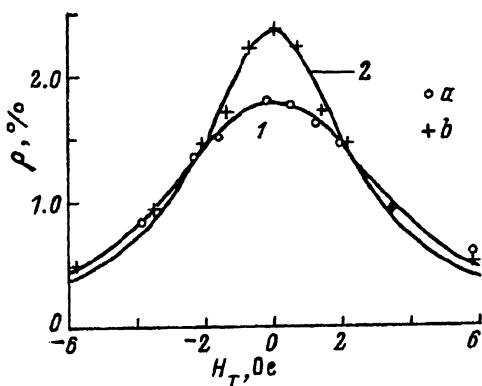


Рис. 3. Кривые магнитной деполяризации фотолюминисценции в поперечном магнитном поле.

a — образец размагничен, b — образец намагничен в поле $H = 400$ Oe. Сплошные линии — результат расчета по формуле (4); H_δ (Oe): 1 — 2, 2 — 0.

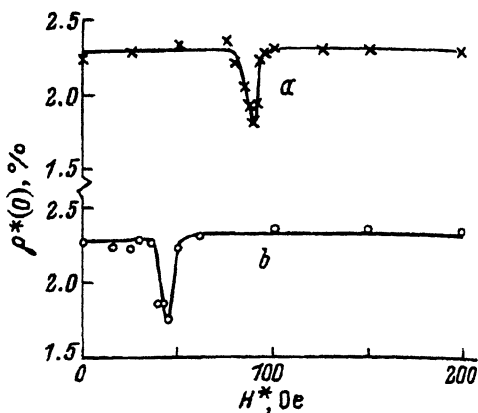


Рис. 4. Зависимость степени $\rho^*(0)$ циркулярной поляризации люминисценции в нулевом магнитном поле от величины перемагничивающего поля H^* .

Кривая a — при перемагничивании пленки свет перекрывался, кривая b — перемагничивание осуществлялось при освещении образца светом Kr^+ -лазера $h\nu = 1.65$ eV интенсивностью $J = 5$ W/cm².

Дополнительным свидетельством наличия спиновой релаксации электронов в медленно изменяющемся в пространстве магнитном поле доменов является поведение ρ под действием внешнего магнитного поля, параллельного лазерному лучу (продольное поле H_L). Как известно [10], продольное поле стабилизирует оптическую ориентацию, поскольку препятствует отклонению электронного спина от начального направления. Тогда уже в полях $H_L > H_\delta = 2$ Oe прецессия электронов в случайном поле подавляется и степень $\rho(H_L)$ должна подняться до уровня, соответствующего $H_\delta = 0$ (ферромагнетик намагничен). Именно такое поведение $\rho(H_L)$ наблюдается на эксперименте.

Таким образом, поляризованные по спину электроны полупроводника являются, по существу, детектором намагниченности ферромагнетика.

Коэрцитивную силу пленки можно определить, исследуя процесс перемагничивания ферромагнетика внешним полем. В этом случае измеряется зависимость степени поляризации люминисценции в нулевом внешнем поле $\rho^*(0)$ от перемагничивающего поля H^* , определяющего величину остаточной намагниченности. Такая зависимость показана на рис. 4, a . Экспериментальные точки на рис. 4, a получены следующим образом. Образец намагничивался во внешнем поле $H = -400$ Oe, направленном параллельно плоскости пленки. Затем намагничивающее поле уменьшалось до нуля и устанавливалось поперечное перемагничивающее поле H^* заданной величины, направленное противоположно намагничивающему полю. После этого перемагничивающее поле тоже выключалось и измерялась степень $\rho^*(0)$ круговой поляризации люминисценции, соответствующая остаточной намагниченности пленки после воздействия на нее внешнего поля H^* . Далее вышеописанная процедура повторялась для каждого значения поля H^* . При

смене знака намагничивающего поля H и соответственно знака поля H^* кривая на рис. 4,а зеркально отражается относительно оси ординат. Она получена в условиях, когда перемагничивание пленки полем H^* осуществлялось после выключения возбуждающего света, который затем включался для измерения степени $\rho^*(0)$ в нулевом магнитном поле. Из рис. 4,а видно, что имеется острый минимум в области полей $H^* = 90$ Ое, где значение $\rho^*(0)$ соответствует размагниченному состоянию, т.е. коэрцитивное поле $h_c = 90$ Ое. При этом кривая Ханле, снятая после перемагничивания в поле, равном коэрцитивному, полностью совпадает с кривой 1 на рис. 3. В свою очередь кривые Ханле, измеренные при $H^* > 95$ Ое и $H^* < 85$ Ое, совпадают с кривой 2 на рис. 3. Это соответствует намагниченному состоянию ферромагнитной пленки.

Определенная из оптических измерений коэрцитивная сила ($h_c = 90$ Ое) более чем в 2 раза превышает величину коэрцитивной силы, измеренную с помощью СКВИДа (рис. 1, $H_c = 40$ Ое). Здесь следует указать на принципиальную разницу между измерениями с помощью СКВИДа и оптическими измерениями. Она заключается в том, что СКВИД регистрирует магнитный момент всего образца, который включает в себя магнитный момент самой пленки никеля и интерфейсной области Ni/GaAs (диамагнитный вклад от арсенида галлия в данном образце пренебрежимо мал). Тогда, если толщина пленки никеля гораздо больше толщины пограничной области Ni/GaAs, в измерениях с помощью СКВИДа будет проявляться лишь намагниченность никелевой пленки. С другой стороны, при оптическом детектировании намагниченности вклады от пленки никеля и интерфейса в общем случае не аддитивны, и намагниченность интерфейсной области может проявиться в экспериментах по оптической ориентации.

Мы полагаем, что петля гистерезиса, измеренная СКВИДом, обусловлена намагниченностью самой пленки никеля. Гистерезис же, проявляющийся в экспериментах по оптической ориентации, обусловлен ферромагнетизмом интерфейса Ni/GaAs. Известно, что при $T \geq 100^\circ\text{C}$ происходит диффузия Ni в GaAs и образуется тонкий ($\sim 100 \text{ \AA}$) промежуточный слой [14]. Этот слой может быть ферромагнитным и образовать то, что мы понимаем под словом «интерфейс». В размагниченном состоянии интерфейсный слой разбивается на домены, магнитные поля которых существенно превышают среднее его поле и могут вызвать спиновую релаксацию электронов полупроводника. Зная величину флуктуирующего поля ($H_\delta = 2$ Ое определено в настоящем разделе), можно оценить размер домена интерфейсной области δ по формуле $H_\delta = 4\pi m_i d / \delta$, где m_i — намагниченность насыщения интерфейса, d — его толщина. Поскольку магнитные характеристики переходного слоя неизвестны, положим $m_i = 510$ Ое (такой же как и намагниченность насыщения $M_s(T = 0 \text{ K})$ никеля [15]), $d = 40 \text{ \AA}$ и получим $\delta = 13 \mu\text{m}$, что превышает величину $L_s = 10 \mu\text{m}$ в согласии с моделью плавного изменяющихся в пространстве случайных магнитных полей.

Особого рассмотрения требует вопрос о спиновой релаксации электронов полупроводника в случайных магнитных полях, обусловленных доменной структурой самой пленки никеля. В данном образце спиновая релаксация на доменах никеля пренебрежимо мала. Однако, как

показывают измерения на СКВИДе, отношение $M_r/M_s \approx 0.8$; следовательно, даже в состоянии с максимальной остаточной намагниченностью M_r пленка обладает доменной структурой. Это значит, что имеются случайные магнитные поля, которые должны приводить к спиновой релаксации электронов. Однако если размер доменов пленки $\Delta \ll L_s$, то электронный спин в полупроводнике релаксирует лишь в узкой приповерхностной области $\sim \Delta$, в то время как основная масса поляризованных электронов распределена в глубь полупроводника на расстояние $\sim L_s$, где магнитное поле доменов отсутствует. Более того, если характерный период прецессии спина в случайном поле доменов превышает время диффузионного пролета электронным спином области размером $\sim \Delta$, то имеет место динамическое усреднение случайных полей (аналог динамического сужения линии в магнитном резонансе). Оба этих обстоятельства должны приводить к подавлению спиновой релаксации электронов полупроводника, если размер доменов достаточно мал. В данном образце $L_s \approx 10 \mu\text{m}$; следовательно, отсутствие спиновой релаксации на доменах пленки никеля можно объяснить, если $\Delta \ll 10 \mu\text{m}$.

Отметим, что при намагничивании как никелевой пленки, так и интерфейса сдвиг кривой Ханле практически незаметен. Действительно, оценка регулярного поля от пленки никеля дает $H_m = 0.05 \text{ Oe}$. Поскольку полуширина кривой Ханле составляет $\approx 2.0 \text{ Oe}$, смещение в 0.05 Oe незаметно.

Кроме различия в значениях коэрцитивных полей, измеренных в отсутствие освещения, имеется еще одно существенное отличие магнитных свойств интерфейса и пленки никеля. Как показали измерения, освещение образца Ni/GaAs приводит к сильному уменьшению коэрцитивной силы интерфейса и практически не влияет на коэрцитивную силу пленки никеля в широком диапазоне интенсивностей света. Далее (раздел 4) мы рассмотрим более подробно эффект фотоиндуцированного изменения коэрцитивной силы интерфейса. Будет показано, что этот эффект обусловлен воздействием полупроводника на ферромагнетик.

4. Фотоиндуцированное изменение коэрцитивной силы h_c интерфейса

В работе [8] на аналогичном образце было обнаружено изменение коэрцитивной силы h_c под действием света. Перемагничивание пленки в темноте приводило к трехкратному увеличению h_c по сравнению с перемагничиванием на свету интенсивностью 5 W/cm^2 . Эффект носит локальный характер, т.е. имеет место лишь в области засветки. Это явление наблюдается и в данном образце. На рис. 4, *b* приведены зависимости $\rho^*(0)$ от величины перемагничивающего поля H^* . В этом эксперименте перемагничивание осуществлялось при освещении образца лазером $h\nu = 1.65 \text{ eV}$, интенсивностью $J = 5 \text{ W/cm}^2$. Из сравнения кривых на рис. 4, *a* (перемагничивание в темноте) и рис. 4, *b* (перемагничивание на свету) видно, что коэрцитивная сила h_c отличается в 2 раза. Нами измерена зависимость коэрцитивной силы h_c от интенсивности света, при котором осуществлялось перемагничивание образца. При этом как намагничивание в поле 400 Oe , так и

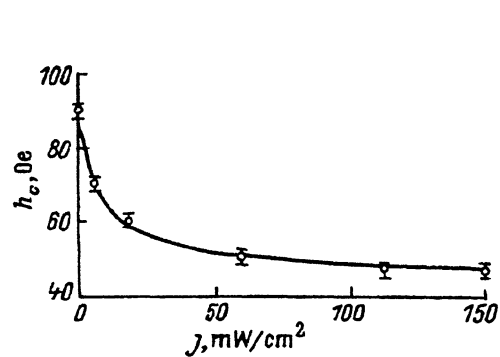


Рис. 5. Зависимость коэрцитивной силы интерфейса от интенсивности света ($h\nu = 1.96 \text{ eV}$), падающего на образец во время перемагничивания.

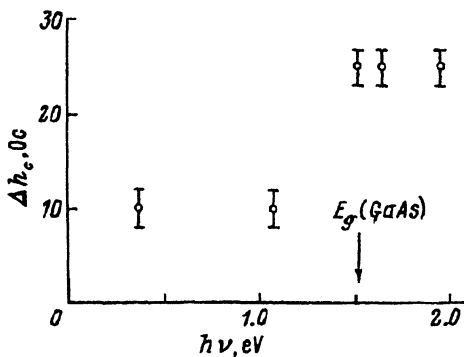


Рис. 6. Спектральная зависимость фотоиндуцированного изменения коэрцитивной силы интерфейса. $J = 9 \text{ mW/cm}^2$, $P = 1.5 \text{ mW}$.

измерение $\rho^*(0)$ осуществлялось всегда в одних и тех же условиях, а именно при освещении образца Kt^+ -лазером ($h\nu = 1.65 \text{ eV}$) интенсивностью 5 W/cm^2 (диаметр светового пятна $\approx 300 \mu\text{m}$). Перемагничивание осуществлялось при засветке всей поверхности образца ($0.4 \times 0.4 \text{ cm}^2$) He-Ne -лазером ($h\nu = 1.96 \text{ eV}$). Результаты приведены на рис. 5. Интересно отметить, что фотоиндуцированное изменение h_c становится заметным уже при очень малых световых потоках $\approx 5 \text{ mW/cm}^2$. Этот факт указывает на то, что зависимость $h_c(J)$ может быть обусловлена воздействием полупроводника на магнитные свойства интерфейса. Для проверки этого утверждения мы сняли спектральную зависимость фотоиндуцированного изменения h_c . Перемагничивание осуществлялось при засветке всей поверхности образца светом $J = 9 \text{ mW/cm}^2$, и измерялась зависимость h_c от энергии светового кванта. Если зависимость $h_c(J)$ есть результат воздействия полупроводника на интерфейс, то при энергии кванта $h\nu$ меньше ширины запрещенной зоны GaAs ($h\nu < E_g = 1.52 \text{ eV}$) эффект фотоиндуцированного изменения коэрцитивной силы $\Delta h_c = h_{cd} - h_c(h\nu)$ должен существенно уменьшиться ($h_{cd} = 90 \text{ Oe}$ — «темновое» значение коэрцитивной силы). На рис. 6 приведена спектральная зависимость Δh_c . При этом видно, что фотоиндуцированное изменение Δh_c значительно ослабляется при $h\nu < E_g$. Таким образом, данный результат показывает, что эффект в основном обусловлен фотовозбуждением полупроводника и связан с его воздействием на ферромагнетик (отметим, что, как показали наши измерения, пропускание самой пленки никеля не зависит от энергии кванта в данном спектральном диапазоне).

Ниже будут перечислены, а затем подробно рассмотрены три возможные причины изменения h_c , которые обусловлены влиянием полупроводника на ферромагнетик. Во-первых, возможен нагрев полупроводника поглощаемым в нем светом, что в свою очередь может привести к разогреву интерфейса и уменьшению его коэрцитивной силы. Во-вторых, возможен эффект (названный нами магнитопьезоэлектрическим), который представляет собой совместное действие магнитострикции ферромагнетика и фотоиндуцированного пьезоэлектрического

го эффекта, возникающего вследствие выпрямления изгиба зон вблизи поверхности полупроводника под действием света. И в заключение настоящего раздела мы обсудим еще один механизм фотоиндуцированного изменения h_c , который в данном случае представляется нам наиболее вероятным и позволяет понять все основные результаты. Он обусловлен обменным взаимодействием электронов, захваченных на глубокие центры вблизи поверхности полупроводника, с d -электронами ферромагнетика. Фотовозбуждение полупроводника приведет к изменению концентрации электронов на глубоких центрах и, следовательно, изменит силу обменного связывания ферромагнетика с полупроводником. Это в свою очередь может привести к фотоиндуцированному изменению коэрцитивной силы. Обсудим теперь более подробно указанные выше причины.

а) Роль перегрева образца. Для проверки влияния перегрева GaAs, был проведен эксперимент, в котором разогрев образца осуществлялся электрическим током через контакты Ni/GaAs-Au. Ток пропусклся через точечный прижимной контакт к никелю (площадь контакта 0.01 cm^2). Контакт GaAs-Au осуществлялся путем напыления золота и последующего вжигания еще до нанесения никелевой пленки. При протекании тока через образец все напряжение падает на обедненном слое вблизи границы Ni/GaAs размером $\approx 1 \mu\text{m}$, поэтому вся мощность рассеивается в узкой приповерхностной области. Перемагничивание осуществлялось в темноте при протекании тока через образец как в прямом, так и в обратном направлении. Измерялась коэрцитивная сила h_c по методике, описанной выше, в зависимости от мощности P , выделяемой вблизи контакта Ni/GaAs. Обнаружено, что вплоть до значения $P = 60 \text{ mW}$ h_c не зависит от P и имеет «темновое» значение $h_{cd} = 90 \text{ Oe}$. В то же время, как следует из рис. 6 коэрцитивная сила существенно изменяется, если в GaAs поглощается всего лишь 1.5 mW световой мощности. По этой причине мы исключаем роль перегрева образца светом.

б) Магнитопьезоэлектрический эффект. Рассмотрим более подробно природу магнитопьезоэлектрического эффекта. Как известно [16], вблизи поверхности полупроводника существует электрическое поле, возникающее вследствие захвата носителей заряда на поверхностные состояния. Например, в n -GaAs вблизи поверхности имеется обедненная область, в которой зоны изогнуты вверх и поверхность заряжена отрицательно. При поглощении света в полупроводнике электрическое поле уменьшается и на поверхности GaAs вследствие пьезоэффекта изменяется деформация. Если при этом на полупроводник нанесена ферромагнитная пленка, которая плотно сцепляется с полупроводником, то деформация последнего приведет к такой же деформации пленки. Тогда из-за магнитострикции в ферромагнетике возникает магнитная анизотропия тем большая, чем больше изменение электрического поля в полупроводнике. Такой эффект можно назвать магнитопьезоэлектрическим, поскольку он существенно связан с пьезоэлектрическими свойствами полупроводника и магнитоупругими свойствами ферромагнетика. Данный эффект может привести и к изменению коэрцитивной силы пленки. Действительно, вследствие флуктуации концентрации заряженных поверхностных состояний электрическое поле изменяется в пространстве. Это может

привести к возникновению потенциального рельефа, задерживающего движение доменных границ. Для построения феноменологической теории явления фотоиндуцированного изменения h_c мы примем упрощенную модель, согласно которой константу K анизотропии ферромагнетика представим в виде

$$K(x) = K_0 + K_1 \cos(2\pi x/t), \quad (5)$$

где K_1 — изменение константы K_0 магнитной анизотропии пленки вследствие магнитопьезоэлектрического эффекта (предполагается, что $K_1 \ll K_0$). Наличие осциллирующего множителя в (5) отражает флуктуации с характерным масштабом t концентрации дефектов на поверхности полупроводника (для простоты ограничиваемся случаем одного измерения). Энергия γ на единицу поверхности доменной границы с точностью до численного множителя порядка единицы определяется выражением [13]

$$\gamma(x) = \sqrt{AK(x)} \quad (6)$$

где A — коэффициент обменной жесткости ферромагнетика. Строго говоря, при написании (6) следует учесть также возможное изменение магнитостатической энергии, возникающее при повороте спинов в доменных стенках. Учет этого эффекта приведет к перенормировке константы K_0 [13]. Коэрцитивную силу h_c можно определить из условия равенства давления, оказываемого на стенку со стороны магнитного поля $H = h_c$ и максимальной возвращающей силы, действующей на стенку вследствие флуктуаций $\gamma(x)$ [13]. Для случая 180° границ при $H \parallel M$ имеем

$$2Mh_c = \left. \frac{\partial \gamma}{\partial x} \right|_{max}. \quad (7)$$

Подставляя (5) и (6) в (7), получим

$$h_c = \frac{\pi K_1 w}{2Mt}, \quad (8)$$

где $w = \sqrt{A/K_0}$ имеет смысл толщины доменной стенки. Если характерный масштаб t флуктуаций концентрации дефектов меньше толщины доменной стенки ($t \ll w$), то их влияние внутри стенки усредняется, что должно приводить к уменьшению h_c . Следовательно, максимальное значение поля h_c достигается при $w \approx t$, и наибольшее значение коэрцитивной силы дается выражением

$$h_c = \frac{\pi K_1}{2M}. \quad (9)$$

Полное выражение для коэрцитивной силы в рассматриваемой модели имеет вид

$$h_c = h_0 + \frac{\pi K_1}{2M}, \quad (10)$$

где поле h_0 введено феноменологически для учета других причин подавления движения доменной границы (дислокации, внутренние напряжения и т.д.). Второе слагаемое в (10) отвечает за фотоиндуцированное изменение коэрцитивной силы.

Теперь задача сводится к нахождению связи константы K_1 с пьезоэлектрическими свойствами полупроводника и магнитоупругими свойствами ферромагнетика. Для этого необходимо конкретизировать модель. Мы будем считать, что полупроводник кубической симметрии без центра инверсии находится в контакте с пленкой ферромагнитного металла кубической симметрии, причем их главные оси совпадают. В качестве оси z выберем нормаль к плоскости контакта ($z \parallel [001]$). В этом случае электрическое поле в обедненной области полупроводника параллельно оси z . Изменение электрического поля на величину F_z сопровождается возникновением деформации $e_{xy} = \eta_{xyz} F_z$. Здесь e_{xy} — компонента тензора деформации, $\eta \equiv \eta_{xyz}$ — пьезоэлектрическая константа. Предполагая, что в пленке ферромагнетика возникает деформация той же величины, что и в полупроводнике, получаем выражение для изменения магнитоупругой энергии пленки

$$\varepsilon = B_2 e_{xy} m_x m_y = \eta B_2 F_z m_x m_y, \quad (11)$$

где B_2 — константа, характеризующая величину магнитоэлектричества ферромагнетика, m_x, m_y — проекции единичного вектора намагниченности на оси $[100]$ и $[010]$ соответственно (вследствие влияния размагничивающих полей намагниченность параллельна плоскости пленки). Выражение (11) можно переписать в виде

$$\varepsilon = K_1 m_x m_y = K_1 ((\mathbf{m} \cdot \mathbf{n})^2 - 1/2), \quad (12)$$

где $K_1 = \eta B_2 F_z$ — константа магнитной анизотропии, наведенной магнитоэлектрическим эффектом, \mathbf{n} — единичный вектор вдоль $[110]$. Отметим, что в отличие от случая кубического кристалла выражение содержит билинейную комбинацию компонент вектора \mathbf{m} . Это связано с пониженной симметрией границы ферромагнетик/полупроводник. Подставляя значение K_1 в (10) получим

$$h_c = h_0 + \frac{\pi \eta B_2 F_z}{2M}. \quad (13)$$

Из (13) следует, что изменением электрического поля в полупроводнике можно управлять шириной петли гистерезиса ферромагнитной пленки. Оценим величину эффекта для структуры Ni/GaAs, воспользовавшись значением $M = 510 \text{ Ое}$, а также $\eta = 2.7 \cdot 10^{-10} \text{ см/В}$ [17], $F_z = 3 \cdot 10^4 \text{ В/см}$. Зная упругую константу C_{44} и константу λ_{111} магнитоэлектричества никеля, можно оценить величину B_2 по формуле $B_2 = -3C_{44}\lambda_{111} \approx 10^8 \text{ эрг/см}^2$. Тогда получим, что для образца Ni/GaAs изменение коэрцитивной силы $\Delta h_c = h_c - h_0 \approx 3 \text{ Ое}$, т.е. невелико. Этот эффект не был обнаружен нами экспериментально. Однако следует отметить, что, во-первых, имеются полупроводники (типа A_2B_6) с более сильными пьезоэлектрическими свойствами, чем GaAs; во-вторых, существуют ферромагнитные материалы с гигантской магнитоэлектрической константой. Экспериментальное наблюдение магнитоэлектрического эффекта могло бы иметь значение с точки зрения практических приложений.

с) Влияние обменного связывания электронов полупроводника и ферромагнетика на коэрцитивную силу. Здесь мы рассмотрим влияние обменного взаимодействия электронов на глубоких центрах вблизи поверхности полупроводника с электронами ферромагнетика на коэрцитивную силу h_c . Без освещения поверхностные состояния n -GaAs заполнены электронами, т.е. поверхность заряжена отрицательно. Обменное взаимодействие электронов на глубоких уровнях с d — электронами ферромагнетика может привести к изменению коэффициента A обменной жесткости ферромагнетика и, следовательно, изменению энергии γ доменной стенки. Флуктуации концентрации глубоких дефектов вызывают флуктуации A и γ . В результате образуется потенциальный рельеф, препятствующий свободному продвижению доменных границ, и коэрцитивная сила повышается. При освещении полупроводника светом $h\nu > E_g$ фотовозбужденные дырки притягиваются к поверхности, а электроны уходят в глубь полупроводника. Рекомбинация дырок вблизи поверхности с электронами на глубоких центрах приводит к опустошению дефектов, уменьшению обменной связи полупроводника и ферромагнетика и сглаживанию потенциального рельефа, что в свою очередь вызывает уменьшение коэрцитивной силы. При энергии кванта света $h\nu < E_g$ генерации носителей заряда не происходит и эффект фотоиндуцированного изменения h_c должен уменьшиться, хотя в общем случае и не до нуля. Это связано с тем, что даже при $h\nu < E_g$ глубокие центры могут перезаряжаться как в результате непосредственного возбуждения светом, так и за счет внутреннего фотоэффекта. Перечисленные выше утверждения качественно согласуются с результатами эксперимента (рис. 6). Рассчитать изменение h_c можно аналогично тому, как это сделано в разделе 4b, если представить коэффициент A , характеризующий величину обменного взаимодействия в ферромагнетике, в виде

$$A(x) = A_0 + A_1 \cos(2\pi x/t), \quad (14)$$

где A_0 — коэффициент обменной жесткости в отсутствие электронов на глубоких центрах, A_1 характеризует его изменение в результате обменного взаимодействия со спинами электронов, захваченных на глубоких дефектах (A_1 пропорционален числу электронов на дефектах). Тогда, поступая аналогично разделу 4b, получим для коэрцитивной силы выражение

$$h_c = h_0 + \frac{\pi A_1 K_0}{2M A_0}. \quad (15)$$

Здесь второе слагаемое описывает вклад обменного связывания полупроводника с ферромагнетиком. Оно же ответственно и за фотоиндуцированное изменение коэрцитивной силы интерфейса. Поскольку характеристики переходного слоя неизвестны, оценим величину A_1 , воспользовавшись данными для никеля при $T = 0$ К: $M = 510$ Ое, $K = 10^6$ эрг/см³ [15]. Фотоиндуцированное изменение h_c , равное 45 Ое, возьмем из наших измерений. Тогда получим $A_1 = 10^{-2} A_0$, т.е. на два порядка ниже коэффициента обменной жесткости интерфейса (A_0) в отсутствие его взаимодействия с полупроводником.

Таким образом, данная модель позволяет качественно описать основные результаты наших экспериментов и оценить изменение коэффициента обменной жесткости ферромагнетика вследствие обменного связывания ферромагнетика с полупроводником.

Оптическая регистрация поляризации электронов в полупроводнике позволяет исследовать магнитные свойства переходного слоя структуры ферромагнетик/полупроводник. Проведенные исследования показали, что интерфейс структуры Ni/GaAs обладает ферромагнитными свойствами. Обнаружено фотоиндуцированное изменение коэрцитивной силы переходного слоя Ni/GaAs, обусловленное влиянием полупроводника на ферромагнетик. Предложена физическая модель, в основе которой лежит обменное взаимодействие электронов ферромагнитного слоя с электронами на глубоких центрах вблизи поверхности полупроводника. Эффект имеет локальный характер и может представлять интерес в области оптической записи и считывания информации.

Авторы глубоко признательны профессорам Р.Лайхо, Л.С.Власенко и доктору Э.Лахдеранта за проведение измерений на СКВИДе в Физической лаборатории Вихури (Финляндия), П.А. Иванову за выращивание пленок никеля на GaAs, Т.Макаровой за измерение толщины пленок никеля, профессорам И.А.Меркулову, В.И.Перелю и Э.В.Сонину за обсуждения, М.Н.Степановой за предоставление кристаллов GaAs.

Выполнение данной работы стало возможным благодаря гранту N JJK 100 от Международного научного фонда и Российского правительства и финансированию Российским фондом фундаментальных исследований, проект № 93-02-2603. Работа В.Л.К. поддержана стипендией INTAS Grant N 93-2492 и выполнена в рамках исследовательской программы Международного центра фундаментальной физики в Москве.

Список литературы

- [1] Prinz G.A. *Science* **250**, 1092 (1990).
- [2] Shi J., Kikkawa J.M., Proksch R., Schaeffer T., Awschalom D.D. Medeiros-Ribeiro G., Petroff P.M. *Nature*. In press.
- [3] Briner B., Landolt M. *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2, 340 (1994).
- [4] Inomata K., Yusu K., Saito Y. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 10, 1863 (1995).
- [5] Slonczewski J.C. *Phys. Rev.* **B39**, 10, 6995 (1989).
- [6] Bruno P. J. *Appl. Phys.* **76**, 10, 6972 (1994).
- [7] Krebs J.J., Jonker B.T., Prinz G.A. *J. Appl. Phys.* **61**, 7, 2596 (1987).
- [8] Джиоев Р.И., Захарченя Б.П., Иванов П.А., Коренев В.Л. *Письма в ЖЭТФ* **60**, 9, 650 (1994).
- [9] Джиоев Р.И., Захарченя Б.П., Кавокин К.В., Пак П.Е. *ФТТ* **36**, 9, 2752 (1994).
- [10] Оптическая ориентация. Современные проблемы науки о конденсированных средах / Под ред. Б.П. Захарченя и Ф. Майера. Л. (1989).
- [11] Jaspersen S.N., Schnatterly S.E. *Rev. Sci. Instrum.* **40**, 761 (1969).
- [12] Weisbuch C., Hermann C. *Phys. Rev.* **B15**, 3, 816 (1977).
- [13] Тикадзуми С. *Физика ферромагнетизм: Пер. с япон.* / Под ред. Р.В. Писарева. М. (1987).
- [14] Lahav A., Eizenberg M., Komem Y. *J. Appl. Phys.* **60**, 3, 991 (1986).
- [15] Бозорт Р. *Ферромагнетизм: Пер. с англ.* / Под ред. Е.И. Кондорского и Б.Г. Лившица. М. (1956).
- [16] Зи С. *Физика полупроводниковых приборов: Пер. с англ.* / Под ред. Р.А. Сурица. М. (1984).
- [17] *Акустические кристаллы* / Под ред. М.П. Шаскольской. М. (1982).