

ВЛИЯНИЕ ОБМЕННОГО СВЯЗЫВАНИЯ ФЕРРОМАГНЕТИКА С ПОЛУПРОВОДНИКОМ НА КОЭРЦИТИВНУЮ СИЛУ ФЕРРОМАГНЕТИКА

© В.Л.Коренев

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Поступила в Редакцию 8 декабря 1995 г.)

Теоретически показано, что обменное взаимодействие электронов ферромагнитной пленки с электронами на глубоких центрах вблизи поверхности полупроводника приводит к увеличению коэффициента обменной жесткости пленки. Флуктуации концентрации приповерхностных дефектов вызывают увеличение коэрцитивной силы пленки. Перезарядка дефектов или изменение их спиновой поляризации, происходящие под действием света, уменьшают степень обменного связывания ферромагнетика с полупроводником, что в свою очередь приводит к фотоиндуцированному уменьшению коэрцитивной силы пленки.

1. Гибридные системы ферромагнетик/полупроводник вызывают в последние годы большой интерес как с научной, так и с практической точки зрения [1,2]. Обменное связывание ферромагнетиков, разделенных немагнитной изолирующей прослойкой, исследовалось в ряде экспериментальных [3,4] и теоретических [5,6] работ. В [7] сообщалось о детектировании намагниченности ферромагнитной пленки по спиновой поляризации оптически ориентированных электронов полупроводника в системе Ni/GaAs. В [8] исследовался эффект фотоиндуцированного изменения коэрцитивной силы интерфейса SiGaAs. Предполагалось, что он обусловлен обменным взаимодействием электронов ферромагнитного интерфейса с электронами на глубоких центрах полупроводника вблизи границы раздела ферромагнетик/полупроводник. Построена феноменологическая теория явления.

В настоящей работе рассмотрена микроскопическая модель обменного связывания полупроводника с тонкой ферромагнитной пленкой. Показано, что обменное взаимодействие электронов ферромагнитной пленки с электронами на глубоких центрах вблизи поверхности полупроводника вызывает увеличение коэффициента обменной жесткости пленки. Флуктуация концентрации приповерхностных дефектов приводят к флуктуациям коэффициента обменной жесткости и увеличению коэрцитивной силы пленки. Рассмотрены два механизма изменения коэрцитивной силы пленки под действием света: а) перезарядка глубоких центров вблизи поверхности полупроводника; б) изменение спиновой поляризации электронов на дефектах. Показано, что оба случая

приводят к одинаковой зависимости коэрцитивной силы от интенсивности света, которая хорошо описывает экспериментальные результаты [8].

2. Начнем с качественного рассмотрения причины увеличения коэффициента обменной жесткости ферромагнитной пленки, контактирующей с полупроводником. Допустим, что электроны, захваченные на поверхностные состояния полупроводника (t -электроны), связаны обменным взаимодействием с электронами ферромагнетика (m -электроны). Для определенности будем рассматривать ферромагнитное взаимодействие t -электронов с m -электронами, так что основным является состояние с параллельной ориентацией их спинов. Вследствие этого t -электрон усиливает ферромагнитную связь между магнитными атомами пленки, находящимися в области локализации t -электрона. Локальное усиление ферромагнетизма приводит к увеличению коэффициента A обменной жесткости ферромагнетика, поскольку спинам магнитных атомов вблизи дефекта труднее отклониться от параллельной ориентации.

Увеличение A приведет к увеличению энергии γ доменной стенки. Вследствие флуктуации концентрации поверхностных дефектов возникает потенциальный рельеф $\gamma(x)$, препятствующий свободному перемещению доменных границ. Это приведет к дополнительному вкладу в величину коэрцитивной силы h_c пленки благодаря обменной связи полупроводника с ферромагнетиком.

Возбуждение электронно-дырочных пар в полупроводнике под действием света вызовет ослабление обменной связи и соответствующее уменьшение h_c . Во-первых, может уменьшиться концентрация t -электронов вследствие их рекомбинации с фотовозбужденными дырками. Во-вторых, возможно уменьшение среднего спина t -электронов, поскольку изначально поляризованные электроны рекомбинируют с дырками, а им на смену из зоны проводимости приходят неполяризованные электроны. Данный механизм не связан с перезарядкой дефектов, а есть результат воздействия света лишь на средний спин t -электронов. Таким образом, ослабление обменного связывания под действием света есть результат уменьшения плотности спина t -электронов, представляющей собой произведение концентрации t -электронов на их средний спин.

3. Для количественного анализа влияния обменного взаимодействия t -электронов полупроводника с m -электронами пленки на магнитные свойства ферромагнетика мы воспользуемся упрощенной двумерной моделью. Будем считать, что на поверхности двумерной магнитной пленки случайно распределены изолированные друг от друга парамагнитные центры локализации донорного типа со спином $S = 1/2$ (центр заполнен t -электроном) либо $S = 0$ (центр пуст). Пусть обменное взаимодействие t - и m -электронов описывается гамильтонианом

$$V = -\frac{J}{N} \sum_{i,j} S_i I_j \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{R}_j), \quad (1)$$

где $J > 0$ — обменная константа, N — поверхностная концентрация m -электронов, S_i и I_j — операторы спинов i -го t -электрона с координатой \mathbf{r}_i и j -го магнитного атома, расположенного в точке \mathbf{R}_j , соответственно. Далее мы будем предполагать, что радиус a_i локализации

t -электрона гораздо больше размера a_0 постоянной решетки ферромагнетика. В этом случае можно пренебречь дискретностью решетки и рассматривать ферромагнетик как непрерывную среду, характеризующую макроскопической намагниченностью $\mathbf{M}(\mathbf{r})$. В этом случае можно заменить оператор плотности спина

$$\mathbf{I}(\mathbf{r}) \sum_j \mathbf{I}_j \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j)$$

его классическим выражением $\mathbf{I}(\mathbf{r}) = IN\mathbf{m}(\mathbf{r})$, где I — спин магнитного атома, $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ — единичный вектор вдоль $\mathbf{M}(\mathbf{r})$. Тогда выражение (1) принимает вид

$$V = -JI \sum_i \mathbf{S}_i \mathbf{S}_i \mathbf{m}(\mathbf{r}_i). \quad (2)$$

Каждое слагаемое в (2) описывает взаимодействие спина i -го электрона с неоднородным магнитным полем $\mathbf{H}_m(\mathbf{r}) \parallel \mathbf{m}(\mathbf{r})$. Рассматривая V как малое возмущение, усредним (2) по быстрому орбитальному движению t -электрона в области дефекта. В результате получим эффективный спиновый гамильтониан

$$V_S = -JI \sum_i \mathbf{S}_i \int \Phi^2(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \mathbf{m}(\mathbf{r}) d^2\mathbf{r}. \quad (3)$$

При этом в качестве волновой функции орбитального движения берется невозмущенная взаимодействием V волновая функция $\Phi(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)$ основного состояния электрона на дефекте, расположенном в точке \mathbf{r}_i . Как следует из (3), энергия взаимодействия зависит от пространственного распределения намагниченности в области локализации электрона на дефекте. В интересующем нас случае задача упрощается, поскольку наименьший масштаб изменения намагниченности определяется толщиной δ доменной границы (типичные значения $\delta \sim 100 \text{ \AA}$ [9]), что намного превышает размер a_t области локализации t -электрона ($a_t \sim 10 \text{ \AA}$). Тогда $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ можно разложить в ряд по степеням $(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)$. Ограничивая ряд квадратичными членами, получим из (3)

$$V_s = -JI \sum_i \mathbf{S}_i \left(\mathbf{m}(x_i) + \frac{a_t^2}{2} \frac{\partial^2 \mathbf{m}(x)}{\partial x^2} \Big|_{x_i} \right). \quad (4)$$

При выводе (4) мы предположили для простоты, что намагниченность изменяется лишь в одном направлении (ось x); параметр $a_t^2 = \int (x - x_i)^2 \Phi^2(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) d^2\mathbf{r}$ имеет смысл квадрата радиуса локализации t -электрона в x -направлении; линейные члены разложения $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ не вносят вклада в (4) в силу четности волновой функции основного состояния $\Phi(x) = \Phi(-x)$. Плотность энергии $\epsilon(x)$ (в данном случае энергия на единицу поверхности) взаимодействия ансамбля t -электронов с m -электронами можно найти, усредняя (4) с помощью матрицы плотности ρ для t -электронов.

$$\rho = n_t(x) \left(1/2 + \sigma \mathbf{S}_t(x) \right), \quad (5)$$

где $n_t(x)$ — поверхностная концентрация, а $S_t(x)$ — средний спин электронов, попадающих в интервал от x до $x + dx$; σ — матрицы Паули. Тогда с учетом (4), (5) получим

$$\varepsilon(x) = \text{Sp}(\rho V_s) = -J I n_t(x) S_t(x) \left(\mathbf{m}(x) + \frac{a_t^2}{2} \frac{\partial^2 \mathbf{m}(x)}{\partial x^2} \right). \quad (6)$$

Отметим, что выражение (6) для энергии обменного связывания ферромагнетика с полупроводником справедливо также и в отсутствие термодинамического равновесия в спиновой системе t -электронов. В этом случае величина и ориентация плотности среднего спина $\Sigma = n_t S_t$ t -электронов определяются уравнениями баланса для Σ . В частном случае $\Sigma = 0$ (центры либо пусты, либо неполяризованы) обменная связь между спиновыми системами полупроводника и ферромагнетика отсутствует.

В равновесии средний спин t -электронов направлен параллельно вектору

$$\mathbf{m}(x) + \frac{a_t^2}{2} \frac{\partial^2 \mathbf{m}(x)}{\partial x^2},$$

и при $T = 0$ К $S_t = 1/2$. В этом случае уравнение (6) приводится к виду

$$\varepsilon(x) = \varepsilon_0 + \frac{A_1}{2} \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \right)^2, \quad (7)$$

где $\varepsilon_0 = -J I n_t(x) S_t$ не зависит от распределения намагниченности в пространстве, а коэффициент обменной жесткости $A_1 = J I n_t(x) S_t a_t^2$ характеризует увеличение энергии системы при отклонении спинов t -электронов от параллельной ориентации.

Выше предполагалось, что $J > 0$. Нетрудно убедиться, что полученные результаты не зависят от знака J , так как при $J < 0$ в основном состоянии $S_t = -1/2$. Строго говоря, состояние с антипараллельной ориентацией спинов при $J < 0$ будет основным для гамильтониана (2), который получен из исходного (1) путем замены оператора плотности спина t -электронов его классическим выражением. Данное приближение будет хорошим, если число магнитных атомов \mathcal{N} в области локализации t -электрона велико, так как в этом случае можно не учитывать квантовую природу спина магнитных атомов, а рассматривать его как классический вектор [10]. В работе [11] было получено точное выражение для магнитного гамильтониана, описывающего взаимодействие между t -электронами в присутствии t -электрона, которое справедливо при любом знаке J . В частном случае $\mathcal{N} \gg 1$, когда магнетик можно рассматривать как непрерывную среду с плавно изменяющейся в пространстве намагниченностью $\mathbf{M}(\mathbf{r})$, формулу (7) можно получить, исходя из гамильтониана [11].

Итак, мы показали, что обменное связывание полупроводника и ферромагнетика увеличивает коэффициент обменной жесткости пленки. Оценим теперь величину A_1 . Положим $J = 10$ meV, $a_t = 10$ Å, $n_t = 10^{13}$ см⁻². Тогда при $I = 1$, $S = 1/2$ получим $A_1 = 0.5$ meV. Коэффициент обменной жесткости такой величины способен оказать существенное влияние на магнитные характеристики пленки, в частности на ее коэрцитивную силу.

4. Как следует из (7), коэффициент A_1 прямо пропорционален концентрации электронов на глубоких центрах. При низкой температуре эти центры заполнены, так что можно считать $n_t = N_t$. Концентрация N_t дефектов не является жестко заданной, может флуктуировать в пространстве. Это приведет к флуктуациям A_1 . В результате образуется потенциальный рельеф, препятствующий свободному перемещению доменных границ. Если коэрцитивная сила пленки определяется в основном процессами смещения доменных стенок, то флуктуации A_1 приведут к ее дополнительному увеличению. Нетрудно показать (аналогично [12,13]), что в данном случае изменение коэрцитивной силы Δh_c вследствие взаимодействия полупроводника с ферромагнетиком определяется с точностью до численного множителя выражением

$$\Delta h_c = A_1 M_{\text{surf}} \delta^2, \quad (8)$$

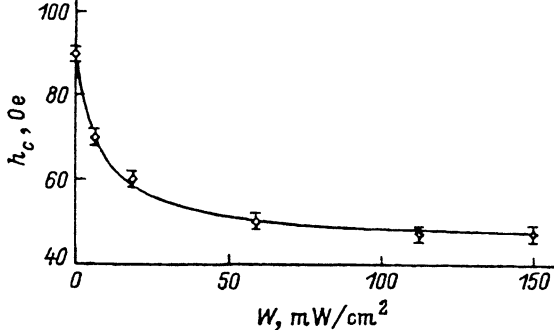
где M_{surf} — магнитный момент на единицу поверхности пленки. Его можно оценить по формуле $M_{\text{surf}} = M a_0$, где M — намагниченность, a_0 — постоянная решетки ферромагнетика (например, для никеля $M = 510$ Ое при $T = 0$, $a_0 = 3.5 \text{ \AA}$ [9]). Тогда, полагая $\delta = 100 \text{ \AA}$ и используя определенное в разделе 3 значение $A_1 = 0.5 \text{ meV}$, находим $\Delta h_c = 50$ Ое, что согласуется с данными эксперимента [8].

Перейдем теперь к рассмотрению в рамках обсуждаемой модели эффекта фотоиндуцированного изменения коэрцитивной силы пленки. Мы обсудим два возможных механизма изменения h_c под действием света. Оба они обусловлены обменным связыванием полупроводника и ферромагнетика. Первый из них [8] связан с перезарядкой глубоких центров под действием света. Действительно, в отсутствие освещения поверхностные состояния заполнены электронами. При освещении полупроводника фотовозбужденные дырки рекомбинируют с t -электронами, что приводит к уменьшению их концентрации n_t на ловушках. В результате уменьшается коэффициент A_1 , что вызывает понижение коэрцитивной силы пленки.

В качестве альтернативы мы предлагаем рассмотреть еще один механизм, который не связан с перезарядкой центров. Он заключается в уменьшении спиновой поляризации t -электронов под действием света. Без освещения их средний спин $S_t = \bar{S} = 1/2$. При облучении полупроводника светом изначально ориентированные t -электроны рекомбинируют с дырками. В стационарных условиях существует поток фотовозбужденных электронов на центры, который в точности компенсирует уход поляризованных t -электронов. Если спиновая ориентация фотовозбужденных электронов незначительна, то S_t уменьшается вследствие замены ориентированных t -электронов неориентированными. Это приведет к уменьшению A_1 и соответствующему уменьшению h_c пленки.

а) Изменение h_c вследствие перезарядки центров. При освещении концентрация электронов на центрах определяется выражением [14]

$$n_t = N_t \frac{\beta_n n + \beta_p p}{\beta_n (n + n_1) + \beta_p (p + p_1)}, \quad (9)$$



Зависимость коэрцитивной силы h_c от интенсивности света W .

где $n(p)$ — концентрация электронов (дырок) в зоне проводимости (валентной зоне), $n_1(p_1)$ — их концентрации, если уровень Ферми совпадает с уровнем энергии центра, $\beta_n(\beta_p)$ — коэффициент захвата электронов (дырок) на центры. $n = n_0 + \Delta n$, $p = p_0 + \Delta p$, где $n_0(p_0)$ — равновесные концентрации электронов (дырок), а $\Delta n(\Delta p)$ — их избыточные концентрации. Рассмотрим полупроводник n -типа при низкой температуре (именно такая ситуация исследовалась экспериментально [8]), когда n_1, p_1, p_0, n_0 чрезвычайно малы, а электроны в объеме полупроводника локализованы на мелких донорах с концентрацией N_d , и доминирующим каналом ухода избыточных носителей является излучательная квазимерзонная рекомбинация. Тогда при слабом уровне возбуждения ($\Delta n \ll N_d$) $\Delta n = \Delta p = G\tau$, где τ — не зависящее от накачки время жизни неравновесных носителей, G — число электронно-дырочных пар, рождаемых под действием света в единицу времени в единице объема. С учетом вышесказанного из (9) получим

$$\frac{n_t}{N_t} = \frac{\beta_n N_d}{\beta_n N_d + \beta_p G \tau}. \quad (10)$$

Подставляя (10) в (7) для A_1 , получим из (8) окончательное выражение для коэрцитивной силы h_c

$$h_c = h_1 + \Delta h_c = h_1 + \frac{h_0}{1 + W/W_0}, \quad (11)$$

где второе слагаемое в правой части описывает вклад обменного взаимодействия полупроводника с ферромагнетиком, а поле h_1 введено феноменологически для учета других причин подавления движения доменной стенки; $W_0 = \beta_n N_d h\nu / \beta_p \alpha_0 \tau$, $h_0 = \Delta h_c(W = 0)$. При выводе (11) было учтено соотношение $W = h\nu G / \alpha_0$, где α_0 — коэффициент поглощения света с энергией кванта $h\nu$. Сплошная кривая на рисунке есть результат расчета h_c по формуле (11) при $h_0 = 45$ Oe, $h_1 = 45$ Oe, $W_0 = 7.8$ mW/cm². Экспериментальные точки взяты из работы [8]. Наблюдается хорошее согласие теории с экспериментом.

б) Изменение h_c в следствии неравновесной поляризации электронов. Изменение во времени среднего

$$\frac{\partial S_t}{\partial t} = -\frac{S_t}{\tau_{tp}} - \frac{S_t - S}{\tau_S}. \quad (12)$$

Здесь первое слагаемое в правой части (12) описывает уход спина вследствие рекомбинации t -электронов с фотовозбужденными дырками, $1/\tau_{tp} = \beta_p \Delta p n_t / N_t$. Второе слагаемое ответственно за спиришеточную релаксацию, стремящуюся за время τ_S вернуть спиновую систему в равновесное состояние, отвечающее при $T = 0$ К $S_t = S = 1/2$. Учитывая, что $\Delta p = G\tau$ и $n_t = N_t$ (пренебрегаем перезарядкой центров), получим из (12) стационарное значение

$$S_t = \frac{S}{1 + \beta_p G \tau \tau_S}. \quad (13)$$

Учитывая выражение (7) для A_1 , получим из (8) формулу (11), где $W_0 = h\nu / \beta_p \tau \tau_S \alpha_0$.

Таким образом, обе рассмотренные модели приводят к одинаковой зависимости $h_c(W)$, которая хорошо согласуется с данными эксперимента. Подчеркнем, что рассмотренные механизмы ослабления обменной связи t - и m -электронов есть результат уменьшения плотности спина $\Sigma = n_t S_t$ t -электронов под действием света. Любая причина, вызывающая уменьшение Σ , приведет к ослаблению обменной связи и соответствующему уменьшению коэрцитивной силы магнитной пленки.

Выше рассматривалось внимание обменного взаимодействия t - и m -электронов на фотоиндуцированное изменение коэрцитивной силы ферромагнетика. Однако наличие примесей вблизи границы раздела ферромагнетик/полупроводник может приводить также к флуктуациям константы K анизотропии ферромагнетика, т.е. к дополнительному вкладу в величину коэрцитивной силы. Перезарядка центров под действием света может повлиять на потенциальный рельеф и соответственно на величину h_c . Один из возможных механизмов (магнитопьезоэлектрический эффект) рассмотрен в [8]. Было показано, что он дает пренебрежимо малый вклад в рассматриваемый фотоэффект. Другие механизмы возникновения потенциального рельефа (как за счет флуктуаций $K(x)$, так и флуктуаций $A(x)$), которые не вносят заметного вклада в фотоиндуцированное изменение h_c включены феноменологически в первое слагаемое в формуле (11) (поле h_1). Так, например, помимо рассматриваемого непосредственного обмена спина примеси со спинами ферромагнетика возможен эффект изменения обменных интегралов ферромагнетика из-за локальной деформации решетки, вызванной примесью. Однако, поскольку положение примеси фиксировано, освещение светом может привести лишь к небольшому изменению локальных деформаций. Этим трудно объяснить двукратное уменьшение h_c под действием света.

5. Таким образом, в настоящей работе теоретически показано, что обменное взаимодействие электронов на глубоких центрах в полупроводнике с электронами ферромагнитной пленки приводит к увеличению коэффициента обменной жесткости ферромагнетика. Это проявляется в увеличении коэрцитивной силы пленки вследствие флуктуаций

концентрации дефектов. Перезарядка дефектов (либо изменение их спиновой поляризации под действием света) уменьшает степень обменного связывания ферромагнетика с полупроводником, что приводит к соответствующему уменьшению коэрцитивной силы пленки.

Автор глубоко признателен Р.И.Джиоеву, Б.П.Захарчене, И.А.Меркулову за обсуждения.

Выполнение данной работы стало возможным благодаря гранту N JJK 100 от Международного научного фонда и российского правительства и финансированию Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 95-02-04161), а также стипендии INTAS Grant N 93-2492. Работа 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 R., 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] Джиоев Р.И., Захарченя Б.П., Иванов П.А., Коренев В.Л. *Письма в ЖЭТФ* **60**, 9, 650 (1994).
- [8] Джиоев Р.И., Захарченя Б.П., Коренев В.Л. *ФТТ* **37**, 11, 3510 (1995).
- [9] Бозорт Р. *Ферромагнетизм*. Пер. с англ. / Под ред. Е.И.Кондорского и Б.Г.Лившица. М. (1956).
- [10] Кривоглаз М.А. *УФН* **111**, 4, 617 (1973).
- [11] Нагаев Э.Л. *Физика магнитных полупроводников*. М. (1979).
- [12] Тикадзуми С. *Физика ферромагнетизма*. Пер. с япон. / Под ред. Р.В.Писарева. М. (1987).
- [13] Кринчик Г.С. *Физика магнитных явлений*. М. (1985).
- [14] Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. *Физика полупроводников*. М. (1977).