

Взаимодействие магнитных слоев и поляризация спинов электронов в четырехслойных структурах из ферромагнитного и немагнитного полупроводников

В.В. Зорченко, А.Ю. Сипатов, В.В. Волобуев

*Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт»
ул. Фрунзе, 21, г. Харьков, 61002, Украина
E-mail: zorch@kpi.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 15 апреля 2003 г.

Для полупроводниковых структур с двумя ферромагнитными барьерами и немагнитными слоями, являющимися потенциальными ямами для электронов, рассмотрены электронный энергетический спектр, энергия обменного взаимодействия магнитных слоев E_m и относительная поляризация спинов электронов β . На примере структур EuS/PbS (001) показано, что в случае статистики Ферми E_m является знакопеременной осциллирующей функцией ширины потенциальной ямы a между барьерами, причем при увеличении концентрации электронов в ямах n_0 и толщины немагнитного подслоя d между барьером и подложкой экстремумы E_m смещаются в сторону меньших a и их амплитуды быстро возрастают. При понижении температуры от точки Кюри в зависимости от a , n_0 и d энергия E_m может монотонно (или немонотонно) возрастать (по модулю) либо изменять знак с положительного на отрицательный, либо дважды менять знак. Поляризация β уменьшается при увеличении a , n_0 и d , совершая резкие скачки при изменении знака E_m . Для статистики Больцмана возможна только ферромагнитная ориентация намагниченностей барьеров ($E_m < 0$).

Для напівпровідникових структур з двома ферромагнітними бар'єрами і немагнітними шарами, що є потенціальними ямами для електронів, розглянуто електронний енергетичний спектр, енергію обмінної взаємодії магнітних шарів E_m і відносну поляризацію спінів електронів β . На прикладі структур EuS/PbS (001) показано, що у випадку статистики Фермі E_m є знакозмінною осцилюючою функцією ширини потенціальної ями a між бар'єрами, причому при збільшенні концентрації електронів у ямах n_0 і товщини немагнітного підшару d між бар'єром і підкладкою екстремуми E_m зміщуються у бік менших a і їхні амплітуди швидко зростають. При зниженні температури від точки Кюрі в залежності від a , n_0 і d енергія E_m може монотонно (чи немонотонно) зростати (по модулю) або змінювати знак з позитивного на негативний, або двічі змінювати знак. Поляризація β зменшується при збільшенні a , n_0 і d , роблячи різкі стрибки при зміні знака E_m . Для статистики Больцмана можлива тільки ферромагнітна орієнтація намагніченостей бар'єрів ($E_m < 0$).

PACS: 73.21.Ac, 75.50.Pp, 75.70.Cn

1. Введение

После открытия межслоевого обменного взаимодействия (МОВ) в трехслойных образцах Fe/Cr/Fe [1] было исследовано множество мультислойных структур, состоящих из различных ферромагнитных (F) металлов, разделенных немагнитными (NM) металлическими или полупроводниковыми прослойками либо слоями редкоземельного

ферромагнетика (см., например, обзор [2]). В этих случаях МОВ обусловлено интерференцией электронов проводимости в слоистых структурах и их высокой концентрацией [3]. Кроме того, известны несколько работ по исследованию МОВ в диэлектрических мультислоях, содержащих антиферромагнитные (AF) изоляторы (Fe₃O₄/MgO [4], FeF₂/CoF₂ [5], CoO/NiO [6]).

Несколько неожиданным было обнаружение заметного обменного взаимодействия антиферромагнитных слоев в полупроводниковых сверхрешетках (СР) MnTe/CdTe [7,8], MnTe/ZnTe [8,9], EuTe/PbTe [10] и несколько позже в монокристаллических СР EuS/PbS [11] и трехслойных образцах (Ga,Mn)As/(Al,Ga)As/(Ga,Mn)As [12]. Предельная толщина немагнитных прослоек, при которой еще ощущается связь между магнитными слоями, составляет приблизительно 30 Å для структур MnTe/CdTe, до 15 Å для MnTe/ZnTe, до 70 Å для EuTe/PbTe и более 30 Å в структурах с (Ga,Mn)As и (Al,Ga)As (подробности см. в обзоре [13]). Для СР EuTe/PbTe (111) спины ионов Eu лежат в плоскостях (111), причем соседние монослои Eu имеют антипараллельное направление намагниченности. Независимо от толщины слоев EuTe и PbTe взаимодействие соседних слоев EuTe приводит к антипараллельному выстраиванию магнитных моментов монослоев Eu, примыкающих к противоположным границам слоя PbTe (антиферромагнитное взаимодействие) [14].

В СР EuS/PbS (001) намагниченности соседних слоев EuS ориентированы вдоль слоев и упорядочены антипараллельно при толщине немагнитных прослоек $d_{\text{PbS}} \leq 90$ Å [11,15], а при больших d_{PbS} знак взаимодействия изменяется на противоположный. Это проявлялось в наложении картин рассеяния нейтронов от антиферромагнитно и ферромагнитно ориентированных участков образца, возникающих из-за небольшой разницы ($\sim 1-2$ монослоя) в толщине слоев PbS на различных участках площади образца с $d_{\text{PbS}} = 90$ Å [16]. В сверхрешетках EuS/PbS (111) наблюдалось только ферромагнитное упорядочение слоев EuS. Интересно, что в СР MnTe/ZnTe при понижении температуры образца была обнаружена смена знака взаимодействия [13]. Эти эффекты не объяснены до настоящего времени.

Для структур с MnTe в литературе есть две модели, согласно которым МОВ обеспечивается носителями, локализованными на мелких примесях в области немагнитных спейсеров [17,18]. Однако эти модели не применимы к спейсерам из PbS, поскольку в них нет локализованных мелких примесных состояний в запрещенной зоне. Модель Дугаева и др. [19] для узкозонных спейсеров из полупроводников $A^{IV}B^{VI}$ дает слишком слабую связь по сравнению с экспериментально наблюдаемой в СР EuS/PbS (001), причем связь имеет противоположный знак (всегда ферромагнитная, как и в моделях [17,18]). Модель [19] (и другие, рассмотренные ниже) основана на предположении об отсутствии свободных носителей заряда в спейсере, что явно

противоречит экспериментальной ситуации, в которой концентрация электронов в слоях PbS n -типа достаточно высока (до $\sim 10^{19}$ см⁻³), и ею нельзя пренебрегать.

Расчеты в одно- и трехмерном приближении сильной связи [20,21] дали качественно совпадающие с экспериментом результаты для магнитного упорядочения в слоях СР EuTe/PbTe (111), однако для СР EuS/PbS (111) результаты расчетов противоречат друг другу: в 1D-модели связь должна быть F-типа [20], а в 3D-модели — AF-типа [21] (что противоположно результатам эксперимента в [11,13,15]). Для СР EuS/PbS (001) трехмерная модель дает AF-конфигурацию смежных слоев EuS, но не способна объяснить смену знака взаимодействия при больших d_{PbS} . Кроме того, она предсказывает, что энергия взаимодействия J_1 почти не зависит от толщины магнитных слоев EuTe и EuS, тогда как такая зависимость должна быть существенной в области малых d_{EuS} (см. ниже). Для спейсера из PbS расчетная величина $J_1 \sim 2^{-n}$, где n — число монослоев PbS в СР EuS/PbS (001) [21]. Экспериментальные данные для $n = 1, 2, 3$ (соответственно $J_1 = 0,063; 0,031; 0,019$ мДж/м²) [15] на порядок величины меньше соответствующих теоретических значений ($J_1 = 0,77; 0,33; 0,18$ мДж/м²) [21]. При $d_{\text{PbS}} \sim 90$ Å ($n \sim 30$) эта модель дает ничтожно малую величину J_1 , не согласующуюся с экспериментом. Недостатком такого рода моделей является наличие множества подгоночных параметров и трудность согласования уровня химпотенциала с концентрацией носителей в СР [22]. Таким образом, в настоящее время нет достаточно ясного и надежного объяснения природы связи в СР EuS/PbS и EuTe/PbTe.

Заметим, что в СР EuTe/PbTe и EuS/PbS слои EuTe и EuS имеют большую ширину запрещенной зоны ($E_g(\text{EuS}) = 1,65$ эВ, $E_g(\text{EuTe}) = 2$ эВ при $T = 300$ К [23]), а халькогениды свинца — узкозонные полупроводники ($E_g(\text{PbS}) = 0,307$ эВ при $T = 77$ К [24]), поэтому халькогениды европия являются барьерами в соответствующих СР, а слои халькогенидов свинца образуют квантовые ямы. Легирование европием этих слоев приводит к заметному увеличению E_g (например, $E_g(\text{PbTe}) = 0,319$ эВ, $E_g(\text{Pb}_{0,927}\text{Eu}_{0,073}\text{Te}) = 0,63$ эВ при $T = 300$ К [25]), поэтому есть возможность существенно изменять высоту потенциальных барьеров в таких СР и тем самым управлять силой связи магнитных слоев.

Учитывая перспективность двухбарьерных структур с ферромагнитными барьерами для применений в спинтронике [26] и проводимых сейчас исследований мультислоев EuS/PbS/EuS/PbS/KCl, в данной статье представлены результаты теоретического

анализа энергии связи магнитных слоев в подобного рода структурах, выращенных на подслое из материала квантовой ямы, образующейся между ферромагнитными барьерами (такой подслоем необходим, поскольку вырастить непосредственно монокристаллический ферродиелектрик на изолирующей подложке практически невозможно). В расчетах использовалось то обстоятельство, что энергия электрона в такой структуре зависит от взаимной ориентации направления спина электрона и магнитных моментов ферромагнитных барьеров. Как и в случае металлических мультислоев, связь имеет интерференционную природу. Поэтому знак и величина МОВ зависят от параметров потенциального рельефа (высоты барьеров, ширины квантовой ямы между ними, толщины подслоя и т.д.), концентрации электронов и температуры образца. Переходы из ферромагнитной в антиферромагнитную ориентацию барьеров сопровождаются резким изменением спиновой поляризации электронной подсистемы образца.

2. Энергетический спектр и статистика электронов

Будем использовать модель потенциального рельефа для электронов в четырехслойной F/NM структуре, показанную на рис. 1. Подобную модель применяли при расчете размерно-квантованных уровней электронов в квантовых ямах и СР PbS/EuS [27]. Полубесконечные по ширине потенциальные барьеры U_0 и U_s описывают области вакуума и подложки. Подслоем из NM материала занимает область $D + d > z > D$, где $D = a + b_1 + b_2$. Четыре типа потенциальных ям для электронов со спинами вверх (\uparrow) и вниз (\downarrow) на рис. 1 соответствуют антиферромагнитным (a и b) и ферромагнитным (v и z) конфигурациям намагниченности \mathbf{M} ферромагнитных слоев, создающих барьеры в областях $0 < z < b_1$ и $a + b_1 < z < D$. Как и при описании туннелирования электронов через барьер из EuS при температурах ниже точки Кюри (T_C) барьера [28], высота барьеров U_1 и U_2 для электронов со спинами, параллельными и антипараллельными намагниченности барьера \mathbf{M} , определяется соотношением $U_{2,1} = U \pm (\Delta/2)$, где U — высота барьера при $T > T_C$, Δ — обменное расщепление зоны проводимости ферромагнитного полупроводника ниже T_C .

Будем считать, что энергетический спектр электронов в рассматриваемой структуре описывается обычно используемым для мультислоев выражением

$$E_n(\mathbf{p}_\perp) = \frac{p_\perp^2}{2m^*} + \varepsilon_n, \quad \mathbf{p}_\perp = \{p_x, p_y\}, \quad (1)$$

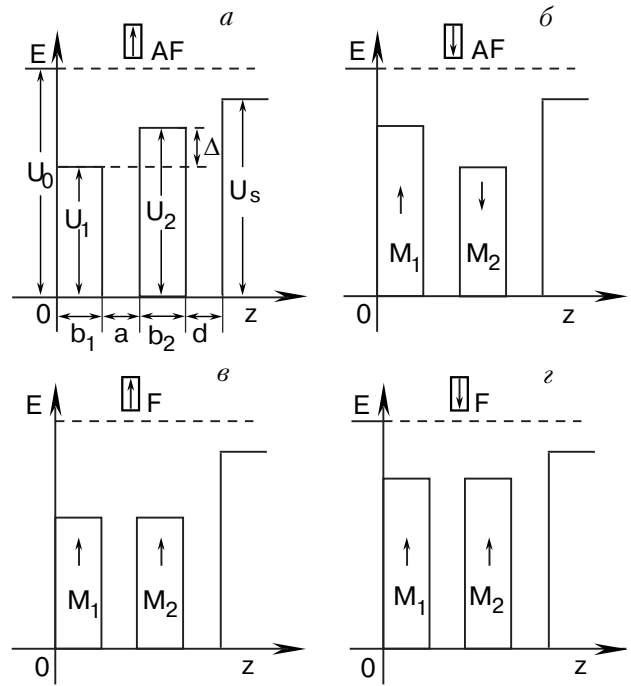


Рис. 1. Потенциальная энергия электронов со спинами вверх (\uparrow) и вниз (\downarrow) для антиферромагнитного (AF) (a и b) и ферромагнитного (F) (v и z) упорядочения магнитных слоев в четырехслойной структуре F(b_1)/NM(a)/F(b_2)/NM(d) на диэлектрической подложке. Жирными стрелками указано направление магнитных моментов $\mathbf{M}_{1,2}$ ферромагнитных барьеров. Ориентация спина электрона показана стрелкой в прямоугольной рамке.

в котором m^* — эффективная масса для продольного слоя движения электронов, ε_n — квантово-размерные уровни, являющиеся решениями уравнения Шредингера с потенциалом $U(z)$ (рис. 1). В работах [27] сделаны расчеты минизонного спектра СР EuS/PbS с ориентациями слоев (001) и (111) для случая $T > T_C$, когда потенциал $U(z)$ описывается моделью Кронига—Пенни с $U_1 = U_2 = U$. Исследование спектров фотолюминесценции СР EuS/PbS [27] с широкими барьерами из EuS, в которых минизоны вырождаются в квантово-размерные уровни, показало хорошее согласие наблюдаемых уровней с расчетными значениями, поэтому для мультислоев из EuS и PbS мы воспользовались той же методикой вычисления ε_n (с учетом направления спина электрона), что и в работах [27], заменив СР потенциал на потенциал $U(z)$, показанный на рис. 1.

Обозначим эффективные массы для поперечного слоя движения электронов (вдоль оси Oz) в области квантовых ям и барьеров через m и m_b соответственно. Будем пренебрегать небольшим различием в эффективных массах m_b для электронов с противо-

положными направлениями спинов [29] и используем усредненное значение для m_b [27].

Тогда для электронов в потенциальной яме a на рис. 1 собственные значения ε_n уравнения Шредингера определяются из следующего равенства ($\varepsilon < U_s$):

$$\operatorname{tg}(ka) = \gamma k \left[\frac{\chi_1\{1\} + \chi_2\{2\} \operatorname{th}(\chi_1 b_1 + \alpha_1)}{k^2\{1\} \operatorname{th}(\chi_1 b_1 + \alpha_1) - \gamma^2 \chi_1 \chi_2\{2\}} \right], \quad (2)$$

в котором

$$\{1\} = \gamma \chi_2 \operatorname{ch}(\chi_2 b_2) \sin(kd + \theta) + k \operatorname{sh}(\chi_2 b_2) \cos(kd + \theta), \quad (3)$$

$$\{2\} = \gamma \chi_2 \operatorname{sh}(\chi_2 b_2) \sin(kd + \theta) + k \operatorname{ch}(\chi_2 b_2) \cos(kd + \theta),$$

$$k = \frac{\sqrt{2m\varepsilon}}{\hbar}, \quad \chi_{1,2} = \frac{\sqrt{2m_b(U_{1,2} - \varepsilon)}}{\hbar},$$

$$\chi_0 = \frac{\sqrt{2m_e(U_0 - \varepsilon)}}{\hbar}, \quad \chi_s = \frac{\sqrt{2m_s(U_s - \varepsilon)}}{\hbar}, \quad (4)$$

$$\operatorname{th} \alpha_1 = \frac{m_e \chi_1}{m_b \chi_0}, \quad \operatorname{tg} \theta = \frac{m_s k}{m \chi_s}, \quad \gamma = \frac{m}{m_b}.$$

Здесь m_e — масса свободного электрона, m_s — эффективная масса в материале подложки. Для потенциальных ям b , v и z (рис. 1) в уравнении (2) и равенствах (3) следует сделать замену $\chi_1 \rightarrow \chi_2$ и $\chi_2 \rightarrow \chi_1$ (яма b), $\chi_2 \rightarrow \chi_1$ (яма v), $\chi_1 \rightarrow \chi_2$ (яма z).

Для достаточно широких потенциальных барьеров и энергий, не слишком близких к U_1 , параметры $\chi_1 b_1 \gg 1$, $\chi_2 b_2 \gg 1$, поэтому отношение $\{1\}/\{2\}$ и $\operatorname{th}(\chi_1 b_1 + \alpha_1)$ практически не отличаются от единицы. При выполнении этих условий для АФ-конфигурации барьеров уровни размерного квантования для электронов со спином вверх $\varepsilon_n^\uparrow(\text{AF})$ и спином вниз $\varepsilon_n^\downarrow(\text{AF})$ совпадают с высокой точностью (см. ниже). При этом параметры подложки и толщина подслоя d не оказывают заметного влияния на энергию электронов. При любых значениях $\chi_1 b_1$ и $\chi_2 b_2$ выполняются неравенства $\varepsilon_n^\uparrow(\text{F}) < \varepsilon_n^\uparrow(\text{AF}) < \varepsilon_n^\downarrow(\text{AF}) < \varepsilon_n^\downarrow(\text{F})$ ($n = 1, 2, \dots$).

При численных расчетах спектра электронов, энергии МОВ и спиновой поляризации электронов мы использовали характерные для мультислоев EuS/PbS параметры $U = 1,32$ эВ, $U_0 = 3,5$ эВ [27] и $\Delta(4,2 \text{ К}) = 0,36$ эВ [28]. Поскольку для широких потенциальных барьеров характеристики подложки не оказывают заметного влияния на спектр электронов, для определенности возьмем $U_s = 2,5$ эВ, $m_s = 0,6 m_e$.

На рис. 2 показана зависимость первых двух уровней размерного квантования от ширины кван-

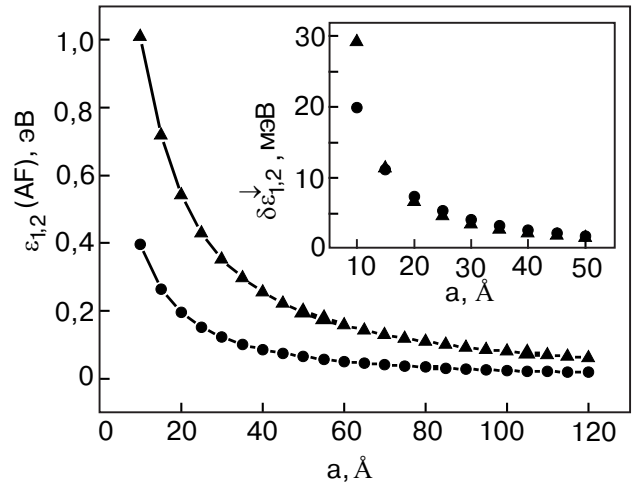


Рис. 2. Зависимости 1- (точки) и 2-го (треугольники) энергетических уровней электрона $\varepsilon_{1,2}(\text{AF})$ в четырехслойной структуре из PbS и EuS с АФ-ориентацией магнитных слоев от ширины потенциальной ямы a между ферромагнитными барьерами, вычисленные из уравнения (2) для температуры $T = 4,2$ К при $b_1 = b_2 = 40$ Å, $d = 500$ Å. На вставке показаны разности $\Delta\varepsilon_{1,2}^\downarrow(\text{F}) = \varepsilon_{1,2}^\downarrow(\text{F}) - \varepsilon_{1,2}^\downarrow(\text{AF})$ соответствующих уровней для F- и АФ-конфигураций барьеров. Приведенные на графике значения $\Delta\varepsilon_{1,2}^\downarrow(\text{F})$ занижены вдвое по сравнению с их расчетными значениями. Для электронов со спинами вверх аналогичные разности $\varepsilon_{1,2}^\uparrow(\text{AF}) - \varepsilon_{1,2}^\uparrow(\text{F})$ оказались чуть меньшими величин $\Delta\varepsilon_{1,2}^\downarrow(\text{F})$. Для 1-го уровня в области $a \geq 10$ Å и для 2-го при $a \geq 17$ Å отличие составляет не более 5,5%; $\varepsilon_2^\uparrow(\text{F}) - \varepsilon_2(\text{AF}) \cong 44,8$ мэВ при $a = 10$ Å.

товой ямы a при $b_1 = b_2 = 40$ Å. Разность $\varepsilon_1^\downarrow(\text{AF}) - \varepsilon_1^\uparrow(\text{AF})$ порядка $\sim 10^{-11}$ эВ для $a = 10$ Å, $d = 500$ Å и увеличивается приблизительно вдвое для вышележащего уровня, поэтому можно считать уровни $\varepsilon_{1,2}^\downarrow(\text{AF})$ и $\varepsilon_{1,2}^\uparrow(\text{AF})$ совпадающими. На рис. 2 видно, что разности $\varepsilon_{1,2}^\downarrow(\text{F}) - \varepsilon_{1,2}^\downarrow(\text{AF})$ быстро спадают с ростом a в области от 10 Å до ~ 30 Å, что и является причиной быстрого уменьшения энергии обменного взаимодействия при увеличении ширины квантовой ямы между барьерами. Для $d = 100$ и 500 Å различие соответствующих уровней весьма незначительно. Например, для $a = 10$ Å разность $\varepsilon_{1F}^\downarrow(d = 500 \text{ Å}) - \varepsilon_{1F}^\downarrow(d = 100 \text{ Å}) \cong 6,3 \cdot 10^{-6}$ эВ, т.е. уровни отличаются примерно на $1,5 \cdot 10^{-3} \%$.

Заметим, что из-за послойного механизма роста EuS и PbS друг на друге можно изготовить образцы мультислоев с толщиной прослоек в одну элементарную ячейку ($a_{\text{PbS}} \cong 5,94$ Å). Однако для таких структур с предельно тонкими прослойками наш макроскопический подход, основанный на использовании параметров материалов в массивном состоянии, становится некорректным, поэтому в расчетах мы ограничились значениями $a \geq 10$ Å. При достаточно низких температурах (температура значи-

тельно меньше расстояний между соседними уровнями) верхний предел a , при котором будут еще наблюдаться эффекты размерного квантования, определяется процессами соударений электронов, разрушающими интерференционную картину. Поэтому в случае достаточно толстых подслоев и широких потенциальных ям наши расчеты энергии связи магнитных слоев теряют смысл. Для СР EuS/PbS [27] данные по фотолуминесценции при $T = 4,2-80$ К подтверждают наличие размерного квантования по крайней мере до наибольших ширин квантовых ям (~ 200 Å) в исследованных образцах.

При расчете МОБ следует учитывать, что температура Кюри T_C ферромагнитных слоев (и величина обменного расщепления Δ) зависит от их толщины. В частности, для СР EuS/PbS (001) на KCl при толщине слоев EuS равной 200 монослоям $T_C = 17,3$ К [30], что заметно превосходит T_C объемных образцов EuS ($T_C = 16,6$ К), тогда как для СР EuS/PbS (111), выращенных на BaF₂, T_C меньше объемного значения ($T_C = 13,6$ К). Для обоих типов СР при уменьшении толщины слоев EuS приблизительно до 20 монослоев температура Кюри сначала слабо изменяется, а затем заметно падает до $T_C \sim 10$ К при d_{EuS} равном двум монослоям [30]. Такое поведение T_C объясняется заметной деформацией слоев EuS в данных СР и разницей в окружении ионов Eu, находящихся на поверхности и в объеме пленки EuS [30,31]. Поскольку обменное расщепление Δ определяется намагниченностью материала ферромагнитных барьеров, т.е. отношением T/T_C , такого рода толщинные эффекты следует иметь в виду при анализе температурных зависимостей МОБ. Поэтому вывод авторов работы [21] о слабой зависимости МОБ от толщины ферромагнитных слоев является заведомо неверным для СР EuS/PbS с относительно тонкими слоями EuS.

Энергия МОБ в значительной степени определяется концентрацией электронов в структуре. Поверхностная концентрация электронов n_S (число электронов на единицу площади образца) в случае статистик Больцмана и Ферми описывается соотношениями

$$n_S = \frac{T}{\xi} \sum_n \left\{ \exp\left(\frac{\mu - \varepsilon_n^\uparrow}{T}\right) + \exp\left(\frac{\mu - \varepsilon_n^\downarrow}{T}\right) \right\}, \quad \exp\left(\frac{\mu - \varepsilon_1^\uparrow}{T}\right) \ll 1, \quad (5)$$

$$n_S = \frac{1}{\xi} \left[\sum_{n=1}^{k_1} (\mu - \varepsilon_n^\uparrow) + \sum_{n=1}^{k_2} (\mu - \varepsilon_n^\downarrow) \right], \quad \xi = \frac{2\pi\hbar^2}{N_e m^*}, \quad (6)$$

где $\varepsilon_n^{\uparrow\downarrow}$ — энергия n -го размерно-квантованного уровня, k_1 и k_2 — число заполненных электронами подзон (\uparrow) и (\downarrow) ($k_2 \leq k_1$), μ — химпотенциал, N_e — число эквивалентных долин электронного спектра в материале ям (мы не рассматриваем случай, когда есть более чем одна группа эквивалентных долин с равным наклоном главных осей по отношению к границе раздела слоев, как в СР EuS/PbS (111) [32]). Для слоев PbS имеется четыре эллипсоида энергии, ориентированных вдоль направлений типа [111], которым мы сопоставили спектр (1) [27]. В СР EuS/PbS (001) все эллипсоиды равно наклонены к границам раздела слоев ($N_e = 4$), а в СР с ориентацией (111) три эллипсоида имеют одинаковый наклон, в то время как 4-й эллипсоид ортогонален слоям.

Далее мы ограничимся только случаем относительно широких потенциальных барьеров (реально, $b_1, b_2 > 20$ Å), когда можно считать $\varepsilon_n^\uparrow(\text{AF}) = \varepsilon_n^\downarrow(\text{AF}) = \varepsilon_n(\text{AF})$. Для тонких барьеров поведение энергии МОБ как функции ширины квантовой ямы a , концентрации электронов n_S и температуры T будет качественно тем же, что и для широких барьеров.

Выражение (6) для n_S получено из точного соотношения

$$n_S = \sum n_S(n), \quad n_S(n) \sim \left\{ \ln \left[1 + \exp\left(\frac{\mu - \varepsilon_n^\uparrow}{T}\right) \right] + \ln \left[1 + \exp\left(\frac{\mu - \varepsilon_n^\downarrow}{T}\right) \right] \right\}$$

в предположении, что для ферромагнитной конфигурации барьеров выполняется одна из пар неравенств:

$$\frac{\mu - \varepsilon_{k_1}^\uparrow}{T} \gg 1, \quad \frac{\varepsilon_{k_1}^\downarrow - \mu}{T} \gg 1, \quad (7)$$

$$\frac{\mu - \varepsilon_{k_1}^\downarrow}{T} \gg 1, \quad \frac{\varepsilon_{k_1+1}^\downarrow - \mu}{T} \gg 1.$$

Эти две пары неравенств относятся к случаям, когда химпотенциал лежит между уровнями $\varepsilon_{k_1}^\downarrow$ и $\varepsilon_{k_1}^\uparrow$ ($k_2 = k_1 - 1$) или $\varepsilon_{k_1+1}^\uparrow$ и $\varepsilon_{k_1}^\downarrow$ ($k_2 = k_1$). Для антиферромагнитной конфигурации должна выполняться вторая пара неравенств. Оценки показывают, что выражение (6) хорошо описывает ситуацию в тех случаях, когда химпотенциал μ отстоит от уровней $\varepsilon_n^{\uparrow\downarrow}$ более чем на $2T$. Поскольку мы рассматриваем область низких температур, интервалы μ , в которых не выполняются неравенства (7), довольно узкие. Если расстояние между двумя

ближайшими к химпотенциалу уровнями в яме много больше $4T$, то для простоты можно пренебречь шириной этих интервалов и считать, что заполнение подзон $\varepsilon_n^{\uparrow\downarrow}$ начинается при пересечении химпотенциалом соответствующих уровней [33].

Фермиевская статистика будет применима в интересующей нас области ширины ямы a (до $\sim 100 \text{ \AA}$) (за исключением узких интервалов, где не выполняются условия (7)), если для нижней подзоны выполняется неравенство

$$\frac{\mu - \varepsilon_1^{\uparrow}}{T} = \frac{\xi n_S}{T} \gg 1. \quad (8)$$

Полагая $N_e = 4$, $m^* = 0,093 m_e$ [27], $T = 10 \text{ К}$, получаем $\xi n_S / T \cong 1,5 \cdot 10^{-11} n_S \text{ (см}^{-2}\text{)}$. Если пренебречь малым вкладом в n_S электронов ферромагнитного полупроводника, перешедших в область квантовых ям при образовании мультислоев, то $n_S = n_0(a + d)$, где n_0 — объемная концентрация электронов в исходном материале n -типа, из которого формировались квантовые ямы. Концентрация электронов n_0 в слоях PbS для исследованных в работах [11, 15, 23, 24] CP EuS/PbS могла изменяться в пределах $\sim 2 \cdot 10^{18} - 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Полагая $a + d = 100 \text{ \AA}$, $n_0 = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, получаем $\xi n_S / T \cong 29,9$ для $T = 10 \text{ К}$. Поскольку обычно $d \sim 100 - 500 \text{ \AA}$, случай статистики Больцмана может реализоваться лишь при довольно низких концентрациях n_0 , которые можно получить в мультислоях EuS/PbS с помощью особых технологий вакуумной конденсации.

Рассмотрим теперь заполнение подзон при увеличении ширины квантовой ямы a . Здесь и далее, чтобы сделать более ясной общую картину этого процесса, мы будем пренебрегать конечностью ширины областей a , в которых не выполняются условия (7) и которые мы будем называть переходными, поскольку в этих областях по мере увеличения a происходит постепенное «включение» (заполнение) соответствующих подзон. Для ферромагнитной конфигурации барьеров в случае предельно узких ям может оказаться, что заполнена только нижняя подзона $\varepsilon_1^{\uparrow}(F)$. По мере увеличения ширины ямы начнется заполнение подзон $\varepsilon_1^{\downarrow}(F)$, $\varepsilon_2^{\uparrow}(F)$, $\varepsilon_2^{\downarrow}(F)$ и т.д. Ширину ямы a , при которой химпотенциал касается дна подзоны $\varepsilon_k^{\uparrow}(F)$ или $\varepsilon_k^{\downarrow}(F)$ (т.е. начинается заполнение этих подзон), можно вычислить, полагая в (7) $k_1 = k$, $k_2 = k - 1$ или $k_1 = k_2 = k$ и приравнявая μ соответствующим энергиям [33]. То же самое можно сказать и о заполнении подзон в случае антиферромагнитной конфигурации барьеров.

3. Энергия взаимодействия магнитных барьеров как функция ширины квантовой ямы

Поверхностная энергия E_S электронного газа (энергия на единицу площади образца) для больцмановской и фермиевской статистик имеет вид

$$E_S = n_S T + n_S \frac{\sum_n \left[\varepsilon_n^{\uparrow} \exp\left(-\frac{\varepsilon_n^{\uparrow}}{T}\right) + \varepsilon_n^{\downarrow} \exp\left(-\frac{\varepsilon_n^{\downarrow}}{T}\right) \right]}{\sum_n \left[\exp\left(-\frac{\varepsilon_n^{\uparrow}}{T}\right) + \exp\left(-\frac{\varepsilon_n^{\downarrow}}{T}\right) \right]}. \quad (9)$$

$$E_S = \frac{1}{2\xi} \left[\sum_{n=1}^{k_1} (\mu^2 - \varepsilon_n^{\uparrow 2}) + \sum_{n=1}^{k_2} (\mu^2 - \varepsilon_n^{\downarrow 2}) \right]. \quad (10)$$

Энергия МОВ определяется разностью энергий $E_m = E_S(F) - E_S(AF)$ (см. [3]). Из соотношения (9) видно, что для больцмановской статистики вследствие неравенств $\varepsilon_n^{\uparrow}(F) < \varepsilon_n(AF)$ энергия E_m отрицательна, т.е. экспериментально будет наблюдаться F-конфигурация барьеров. В этом случае при малых a энергия E_m будет весьма ощутимой. Например, при $n_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $a = 10 \text{ \AA}$, $d = 500 \text{ \AA}$ $n_S \varepsilon_1^{\uparrow}(F) \cong 0,31 \text{ мДж/м}^2$.

Для статистики Ферми при заполнении подзон $\varepsilon_1^{\uparrow}(F)$ и $\varepsilon_1(AF)$, т.е. при выполнении условия $\xi n_S \leq \varepsilon_1^{\downarrow}(F) - \varepsilon_1^{\uparrow}(F)$, энергия E_m равна

$$E_m = \frac{n_S}{4} \left\{ \xi n_S - 4 \left[\varepsilon_1(AF) - \varepsilon_1^{\uparrow}(F) \right] \right\} \quad (11)$$

и может наблюдаться только F-тип связи магнитных слоев, поскольку $\varepsilon_1^{\downarrow}(F) - \varepsilon_1^{\uparrow}(F) \cong 2[\varepsilon_1(AF) - \varepsilon_1^{\uparrow}(F)]$ (см. рис. 2). При увеличении ширины квантовой ямы будет заполняться подзона $\varepsilon_1^{\downarrow}(F)$. Тогда

$$E_m = \frac{1}{\xi} \left\{ \xi n_S \left[\frac{\varepsilon_1^{\uparrow}(F) + \varepsilon_1^{\downarrow}(F)}{2} - \varepsilon_1(AF) \right] - \left[\frac{\varepsilon_1^{\downarrow}(F) - \varepsilon_1^{\uparrow}(F)}{2} \right]^2 \right\}, \quad (12)$$

$$2\varepsilon_2^{\uparrow} - [\varepsilon_1^{\uparrow}(F) + \varepsilon_1^{\downarrow}(F)] \geq \xi n_S \geq \varepsilon_1^{\uparrow}(F) - \varepsilon_1^{\downarrow}(F).$$

В этом интервале ширины ямы, удовлетворяющем условиям (12), произойдет смена знака E_m (отрицательного на положительный). При дальнейшем увеличении ширины ямы начнется заполнение подзон $\varepsilon_2^{\uparrow}(F)$, $\varepsilon_2(AF)$, $\varepsilon_2^{\downarrow}(F)$ и т.д. Для ферромагнитной конфигурации барьеров при заполнении верхних

подзон $\varepsilon_k^\uparrow(F)$ и $\varepsilon_{k-1}^\downarrow(F)$ ($\varepsilon_k^\uparrow(F) > \mu \geq \varepsilon_k^\downarrow(F)$) химпотенциал описывается выражением

$$\mu_F = \frac{1}{2k-1} [C_k(F) - \varepsilon_k^\downarrow(F)],$$

$$C_k(F) = \xi n_S + \sum_{n=1}^k [\varepsilon_n^\uparrow(F) + \varepsilon_n^\downarrow(F)], \quad (13)$$

а при заполнении подзон $\varepsilon_k^\uparrow(F)$ и $\varepsilon_k^\downarrow(F)$ получаем ($\varepsilon_{k+1}^\uparrow(F) > \mu \geq \varepsilon_k^\uparrow(F)$)

$$\mu_F = \frac{1}{2k} C_k(F). \quad (14)$$

Для антиферромагнитной конфигурации магнитных слоев в случае широких барьеров химпотенциал μ_{AF} определяется равенством (14).

Пользуясь этими формулами и соотношением (10), мы рассчитали зависимость энергии E_m от ширины потенциальной ямы a для различных концентраций электронов n_0 и двух толщин d подслоев (рис. 3). На рис. 3 видно, что энергия МОВ E_m в общем случае является немонотонной знакопеременной функцией ширины ямы. Максимумы и следующие за ними минимумы функции $E_m(a)$ отвечают началу заполнения подзон $\varepsilon_k^\uparrow(F)$ и $\varepsilon_k^\downarrow(F)$ соответственно. Экстремумы $E_m(a)$ имеют асимметричную форму. Смена знака E_m происходит при изменении ширины квантовой ямы a на $\sim 1-2 \text{ \AA}$. Ширина областей a , в которых должно наблюдаться антиферромагнитное упорядочение барьеров, относительно невелика.

Для образцов с фиксированными a , b_1 и b_2 можно получить как ферромагнитную, так и антиферромагнитную конфигурацию магнитных слоев, подбирая соответствующие концентрации электронов n_0 и толщину подслоя d . Это видно, например, на рис. 4, на котором показано изменение E_m при увеличении n_0 для образца с $a = 10 \text{ \AA}$, $b_1 = b_2 = 40 \text{ \AA}$. Энергия антиферромагнитного взаимодействия магнитных слоев здесь достигает величины $+2,91 \cdot 10^{-2} \text{ мДж/м}^2$, сравнимой с энергией МОВ в СР с металлическими слоями, и того же масштаба, что и в СР EuS/PbS (001) с прослойками PbS толщиной в 2 монослоя ($+3,1 \cdot 10^{-2} \text{ мДж/м}^2$) [15]. Последнее обстоятельство косвенно свидетельствует в пользу того, что наша модель МОВ по крайней мере дает верный масштаб энергии МОВ. Значение E_m в минимуме ($-0,205 \text{ мДж/м}^2$) по модулю почти на порядок величины выше значения E_m в максимуме. Антиферромагнитное взаимодействие проявляется в довольно узком интервале концентраций $n_0 \approx (1,4-1,8) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Как и для зависимостей $E_m(a)$, максимум и минимум здесь отвечают началу заполнения подзон $\varepsilon_2^\uparrow(F)$ и $\varepsilon_2^\downarrow(F)$. Резкий спад функций $E_m(a)$ и $E_m(n_0)$ с ростом a и n_0

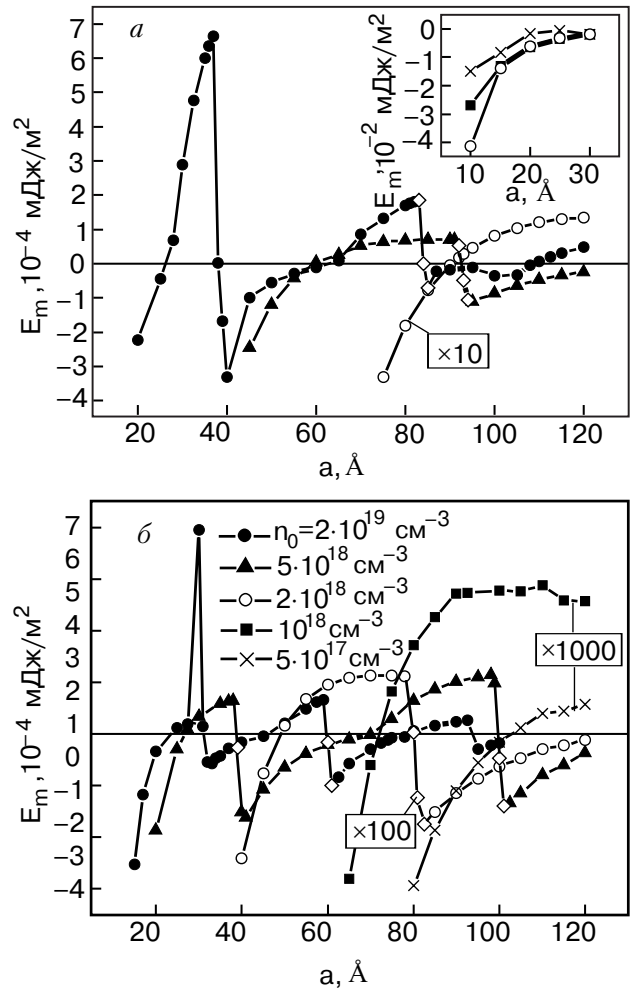


Рис. 3. Зависимости энергии МОВ E_m от ширины потенциальной ямы между барьерами из EuS для различных концентраций электронов в ямах из PbS (n_0) при толщинах подслоя PbS $d = 100$ (а) и 500 (б) \AA ($b_1 = b_2 = 40 \text{ \AA}$, $T = 4,2 \text{ К}$). Цифры в прямоугольных рамках здесь и на последующих рисунках указывают, во сколько раз приведенные на графиках значения E_m отличаются от расчетных. Кроме того, на рис. 3,а значения энергии МОВ для $n_0 = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ в областях, где $E_m < 0$, уменьшены в 10 раз по сравнению с расчетными, а на рис. 3,б значения $E_m(a)$ на участках $a > 46 \text{ \AA}$ и $a < 49 \text{ \AA}$ для $n_0 = 2 \cdot 10^{19}$ и $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ соответственно увеличены в 10 раз (для $n_0 = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в области $a > 49 \text{ \AA}$ значения $E_m(a)$ в 100 раз превосходят расчетные). Точки, попадающие в переходные области a , обведены ромбами. На вставке показаны начальные участки кривых $E_m(a)$ для $n_0 = 5 \cdot 10^{17}, 10^{18}, 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $d = 100 \text{ \AA}$.

объясняется тем, что с началом заполнения новой подзоны $\varepsilon_n^\uparrow(F)$ энергия ферромагнитной конфигурации барьеров быстро уменьшается, что способствует установлению F-состояния.

На рис. 3 видно, что при больших концентрациях электронов n_0 и толщинах подслоя d МОВ будет ощущаться даже в образцах с $a \sim 100 \text{ \AA}$. С ростом n_0

и d максимумы смещаются в область меньших a , а значения E_m в максимумах заметно возрастают. Это и не удивительно, так как подслои играют роль резервуара электронов, дающих вклад в поверхностную концентрацию $n_S = n_0(a + d)$. Если обозначить через $E_m^{(n)}$ значение энергии МОВ в n -максимуме, то для $n_0 = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ отношения $E_m^{(1)}(d = 500 \text{ \AA})/E_m^{(1)}(d = 100 \text{ \AA}) \cong 59,5$, $E_m^{(2)}(d = 500 \text{ \AA})/E_m^{(2)}(d = 100 \text{ \AA}) \cong 3,6$. Для $d = 500 \text{ \AA}$ величина $E_m^{(1)}$ падает приблизительно в 55,7 раза при уменьшении n_0 от $2 \cdot 10^{19}$ до $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и в 5,7 раза при изменении n_0 от $5 \cdot 10^{18}$ до $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Для $d = 100 \text{ \AA}$ спад $E_m^{(1)}$ при уменьшении n_0 менее весом: в 9,4 раза при изменении n_0 от $2 \cdot 10^{19}$ до $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. При $d = 500 \text{ \AA}$, $n_0 = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ второй максимум $E_m^{(2)}$ много меньше первого: $E_m^{(1)}/E_m^{(2)} \cong 60,2$, тогда как $E_m^{(2)}/E_m^{(3)} \cong 2,6$. Таким образом, с ростом a сначала происходит резкое уменьшение энергии МОВ, за которым следует относительно медленное затухание E_m .

В области предельно малых a энергия E_m резко увеличивается с ростом a . Знак E_m на рис. 3 (для заданных значений n_0) отрицателен в области малых a . Однако, как видно на рис. 4, даже для этой области может существовать интервал концентраций n_0 , для которого $E_m > 0$. Поэтому нельзя утверждать, что для малых a всегда будет наблюдаться ферромагнитная конфигурация магнитных слоев.

Значения $E_m(a)$ в переходных областях a , вычисленные с помощью приближенных формул (6) и (10) (отмечены ромбиками на рис. 3), могут заметно отличаться от точных значений E_m . Тем не менее такое приближение, как видно на рис. 3, неплохо описывает поведение функции $E_m(a)$ в переходных областях a , ширина которых составляет $\sim 1-2 \text{ \AA}$.

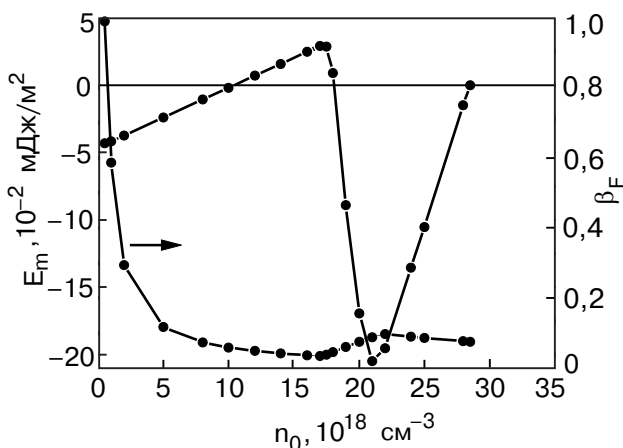


Рис. 4. Зависимости энергии МОВ E_m и относительной поляризации электронов β_F для ферромагнитной конфигурации барьеров из EuS от концентрации электронов в слоях PbS (n_0) для $a = 10 \text{ \AA}$, $b_1 = b_2 = 40 \text{ \AA}$, $d = 500 \text{ \AA}$, $T = 4,2 \text{ К}$.

Заметим, что теоретические расчеты МОВ для СР (GaMn)As/GaAs [34] (в которых, по сути, используется тот же подход к задаче о МОВ, что и в нашей модели) дали качественно подобные результаты: при малых a проявляется ферромагнитное взаимодействие магнитных слоев; E_m — осциллирующая знакопеременная функция $2k_F d$, где d — период СР, k_F — фермиевское волновое число, соответствующее усредненной по СР концентрации электронов. Однако в этой модели при $T > T_C$ барьеры практически отсутствуют. Они появляются вследствие обменного расщепления зоны проводимости в слоях (GaMn)As при $T < T_C$. Поэтому в модели [34] антиферромагнитное взаимодействие может реализоваться только при очень высоких концентрациях электронов, обеспечивающих высокий уровень T_C и заметное расщепление Δ .

Наши расчеты МОВ могут быть легко распространены и на случай СР. Для достаточно широких потенциальных барьеров минизоны СР, по сути, становятся дискретными уровнями, и расчеты МОВ можно производить, используя те же формулы (10), (13), (14) для E_m и μ , в которые следует подставить энергии $\epsilon_n^{\uparrow\downarrow}$ для СР и произвести замену $n_S = n_0(a + d)$ на $n_S = n_0 a$ (a — ширина немагнитных прослоек). При этом E_S будет иметь смысл поверхностной энергии, отнесенной к одному периоду СР. Поэтому можно ожидать появления осцилляций на зависимостях $E_m(a)$ и $E_m(n_0)$. Экспериментальные данные для нескольких образцов СР EuS/PbS ($d_{\text{PbS}} \leq 90 \text{ \AA}$) показывают наличие антиферромагнитного упорядочения слоев EuS. Однако отсюда не следует, что и для других d_{PbS} энергия E_m окажется положительной. На это указывает смена знака E_m для образцов с $d_{\text{PbS}} > 90 \text{ \AA}$.

4. Температурные зависимости энергии МОВ

Энергии уровней размерного квантования и МОВ для данного образца определяются величиной обменного расщепления $\Delta(T)$ в материале барьеров, зависящей от температуры образца. При $T \leq T_C$ величина Δ изменяется от нуля до Δ_{max} при уменьшении температуры от T_C до минимальной температуры T_{min} , при которой производится измерение E_m . Зависимости первых двух уровней размерного квантования от величины Δ для четырехслойной структуры с $a = 10 \text{ \AA}$, $d = 500 \text{ \AA}$, $b_1 = b_2 = 40 \text{ \AA}$ показаны на рис. 5, из которого видно, что энергии уровней $\epsilon_{1,2}^{\uparrow}(\text{F})$ и $\epsilon_{1,2}(\text{AF})$ монотонно уменьшаются с ростом Δ , а уровни $\epsilon_{1,2}^{\downarrow}(\text{F})$ превышают соответствующие значения $\epsilon_{1,2}(0)$ при $T = T_C$ ($\Delta = 0$). Расщепление первого уровня $\epsilon_1^{\downarrow}(\text{F}) - \epsilon_1^{\uparrow}(\text{F})$ при $T = 4,2 \text{ К}$ достигает величины 38,64 мэВ, т.е. составляет более 10% от величины расщепления $\Delta(T = 4,2 \text{ К}) = 0,36 \text{ эВ}$.

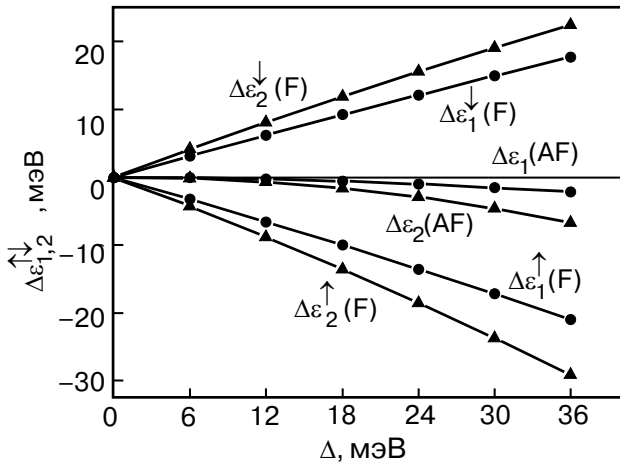


Рис. 5. Сдвиг энергий 1- и 2-го размерно-квантованных уровней $\Delta_{1,2} = \epsilon_{1,2}(\Delta) - \epsilon_{1,2}(0)$ с ростом величины обменного расщепления Δ зоны проводимости в слоях EuS для электронов со спинами вверх (\uparrow) и вниз (\downarrow) для F (треугольники) и AF (точки) конфигураций магнитных слоев ($a = 10 \text{ \AA}$, $b_1 = b_2 = 40 \text{ \AA}$, $d = 500 \text{ \AA}$, $\epsilon_1(0) = 0,3994 \text{ эВ}$, $\epsilon_2(0) = 1,0239 \text{ эВ}$, $\Delta(4,2 \text{ К}) = 0,36 \text{ эВ}$).

Поведение энергии E_m при уменьшении температуры и росте $\Delta(T)$ проанализируем на примере образца с $a = 10 \text{ \AA}$, $d = 500 \text{ \AA}$, $b_1 = b_2 = 40 \text{ \AA}$. Для простоты будем пренебрегать конечностью ширины переходных областей Δ , в которых не выполняются неравенства (7). Такое приближение, приводящее к некоторому искажению функции $E_m(\Delta)$ в переходных областях, качественно не меняет ее поведения.

Предположим, что при температуре $T = T_C$ химпотенциал $\mu(0)$ находится вблизи нижнего уровня $\epsilon_1^{\downarrow}(0)$. Тогда с ростом Δ отщепленный подуровень $\epsilon_1^{\downarrow}(F)$ может оказаться лежащим выше уровня $\mu_F(T)$, т.е. в некоторой области температур произойдет переход от заполнения уровней $\epsilon_1^{\downarrow}(F)$, $\epsilon_1(AF)$ к заполнению уровней $\epsilon_1^{\uparrow}(F)$, $\epsilon_1(AF)$. Чтобы такой переход имел место, требуется выполнить условие $\mu_F(T) < \epsilon_1^{\downarrow}(F)$, хотя бы на малом участке рассматриваемого температурного интервала, т.е.

$$\xi n_S < \epsilon_1^{\downarrow}(F) - \epsilon_1^{\uparrow}(F). \quad (15)$$

Если взять $T = T_{\min} = 4,2 \text{ К}$, то условие (15) дает $\xi n_S < 0,0386 \text{ эВ}$. В этом случае энергия E_m определяется соотношением (11). В области высоких температур и малых Δ , когда заполнены подзоны $\epsilon_1^{\uparrow}(F)$, $\epsilon_1(AF)$ и неравенство (15) не выполняется, энергия E_m описывается равенством (12). Как говорилось выше, в низкотемпературном состоянии, когда удовлетворяется неравенство (15), будет наблюдаться ферромагнитный тип взаимодействия магнитных слоев ($E_m < 0$). Если же условие (15) не выполняется (высокие температуры или $\xi n_S > 0,0386 \text{ эВ}$),

то знак E_m может быть как положительным, так и отрицательным в зависимости от величины ξn_S . Из равенства (12) следует, что смена знака E_m произойдет при температуре, для которой

$$\xi n_S = \frac{(\epsilon_1^{\downarrow}(F) - \epsilon_1^{\uparrow}(F))^2}{2[(\epsilon_1^{\uparrow}(F) + \epsilon_1^{\downarrow}(F)) - 2\epsilon_1(AF)]} = f(\Delta). \quad (16)$$

При $\xi n_S > f(\Delta)$ будет доминировать антиферромагнитная ориентация магнитных слоев. Численные расчеты показывают, что функция $f(\Delta)$ в интервале температур от T_C до T_{\min} ведет себя следующим образом: при $\Delta = 0$ функция $f(\Delta)$ имеет наименьшее значение $f(0) = (\xi n_S)_{\min} \cong 0,668 \text{ эВ}$; при понижении температуры $f(\Delta)$ достигает максимума при $\Delta \cong 0,04 \text{ эВ}$ ($f = (\xi n_S)_{\max} \cong 0,695 \text{ эВ}$), а затем монотонно уменьшается до значения $f(\Delta_{\max}) = (\xi n_S)_p \cong 0,687 \text{ эВ}$. Поскольку $(\xi n_S)_{\min}$ явно превосходит предельное значение $\xi n_S = 0,0386 \text{ эВ}$, до которого еще выполняется неравенство (15), энергия E_m при $\xi n_S < (\xi n_S)_{\min}$ всегда будет отрицательной. В случае выполнения условий $(\xi n_S)_p > \xi n_S > (\xi n_S)_{\min}$ с ростом Δ будет наблюдаться смена знака E_m с положительного на отрицательный. Если же $(\xi n_S)_{\max} > \xi n_S > (\xi n_S)_p$, знак E_m будет меняться дважды. При $\xi n_S > (\xi n_S)_{\max}$ во всем интервале температур от T_C до T_{\min} будет проявляться антиферромагнитный тип взаимодействия магнитных слоев. Описанная выше модификация поведения функции $E_m(\Delta)$ с ростом ξn_S показана на рис. 6,а. Заметим, что концентрации n_0 , соответствующие величинам $(\xi n_S)_{\min}$, $(\xi n_S)_p$ и $(\xi n_S)_{\max}$, лежат в довольно узком интервале значений и равны $1,014 \cdot 10^{19}$, $1,044 \cdot 10^{19}$ (нуль функции $E_m(n_0)$ на рис. 4) и $1,057 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Поэтому, чтобы обнаружить эффект смены знака E_m в этой области концентраций, требуются образцы с малыми флуктуациями n_0 по площади образца. Кроме того, величина E_m в области смены знака очень мала, что делает затруднительным наблюдение данных эффектов в эксперименте.

Используя выражения (13) и (14) для μ_F и μ_{AF} , нетрудно показать, что при фиксированной температуре с ростом ξn_S сначала химпотенциал $\mu_F(T)$ окажется выше уровня $\epsilon_{2F}^{\uparrow}(T)$, а затем уже химпотенциал $\mu_{AF}(T)$ сравняется с уровнем $\epsilon_{2AF}(T)$. При этом начнут заполняться соответствующие подзоны $\epsilon_{2F}^{\uparrow}(T)$ и $\epsilon_{2AF}(T)$ в квантовых ямах с F- и AF-конфигурациями барьеров. Для данной температуры T началу заполнения этих подзон будут отвечать значения $\xi n_S = 2\epsilon_{2F}^{\uparrow}(T) - [\epsilon_{1F}^{\uparrow}(T) + \epsilon_{1F}^{\downarrow}(T)]$ и $\xi n_S = 2[\epsilon_{2AF}(T) - \epsilon_{1AF}(T)]$. В рассматриваемом интервале температур наименьшие ξn_S , удовлетворяющие этим равенствам, будут достигаться при тем-

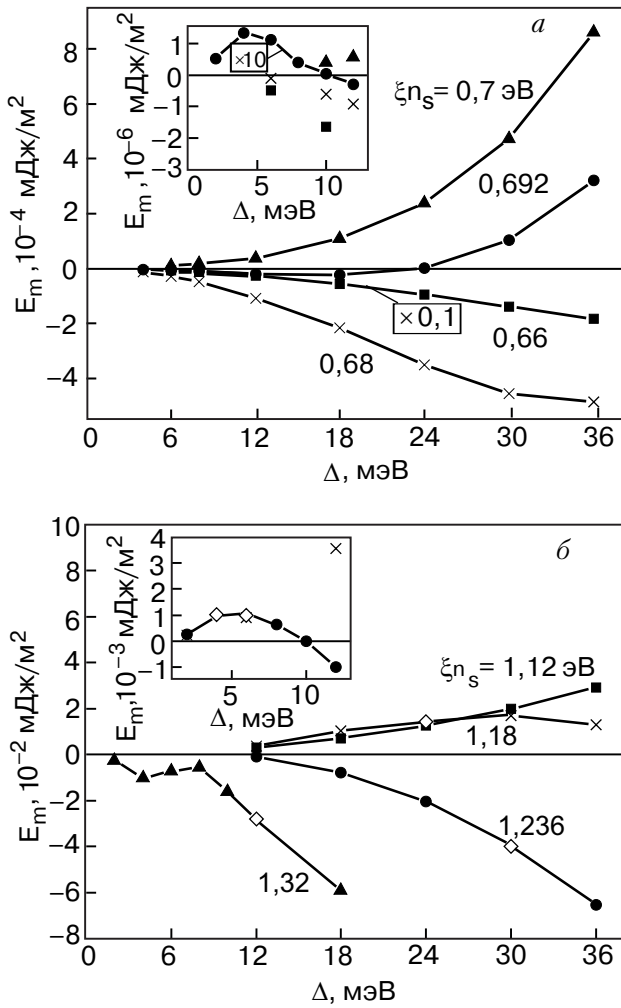


Рис. 6. Зависимости энергии МОВ E_m для $a = 10 \text{ \AA}$, $b_1 = b_2 = 40 \text{ \AA}$, $d = 500 \text{ \AA}$ от величины обменного расщепления Δ зоны проводимости в слоях EuS для различных значений ξn_s , соответствующих нахождению уровня химпотенциала вдали от 1- и 2-го уровней размерного квантования (а) и вблизи 2-го уровня (б). На вставках показаны начальные участки зависимостей $E_m(\Delta)$.

пературе $T = T_{\min} = 4,2 \text{ К}$, и эти минимальные ξn_s равны $(\xi n_s)_{2F\uparrow} = 1,136 \text{ эВ}$ и $(\xi n_s)_{2AF} = 1,226 \text{ эВ}$. При $T = T_C$ заполнение подзоны $\varepsilon_2(0)$ начнется при значении $\xi n_s = (\xi n_s)_2 = 2[\varepsilon_2(0) - \varepsilon_1(0)] = 1,249 \text{ эВ}$. Однако при понижении температуры уровень $\varepsilon_{2F}(T)$ начнет опустошаться, так как его энергия увеличивается с ростом $\Delta(T)$ (рис. 5). Поэтому при $\xi n_s > (\xi n_s)_2$ подзона $\varepsilon_{2F}(T)$ окажется заполненной лишь до некоторой минимальной температуры, при которой $\mu_F(T) = \varepsilon_{2F}(T)$, т.е. когда $\xi n_s = 3\varepsilon_{2F}(T) - [\varepsilon_{1F}(T) + \varepsilon_{1F}(T) + \varepsilon_{2F}(T)]$. Правая часть последнего равенства достигает наибольшего значения $(\xi n_s)_{2\uparrow\downarrow} = 1,445 \text{ эВ}$ и $T = T_{\min}$. При этом подзона $\varepsilon_2(AF)$ будет заполнена во всем рассматриваемом интервале температур, начиная с $\xi n_s = (\xi n_s)_2$, так как в этой ситуации $\mu_{AF}(T) \geq \varepsilon_{2AF}(T)$. Поэтому при

$\xi n_s > (\xi n_s)_{2\uparrow\downarrow}$ верхние подзоны $\varepsilon_2^{\uparrow\downarrow}(F)$, $\varepsilon_2(AF)$ будут заполнены во всем интервале температур от T_C до T_{\min} .

Поведение функции $E_m(\Delta)$ будет изменяться в зависимости от соотношения ξn_s и указанных выше особых значений ξn_s (рис. 6). При $(\xi n_s)_{\max} < \xi n_s < (\xi n_s)_{2F\uparrow}$ функция $E_m(\Delta)$ монотонно возрастает при увеличении Δ . Если же $(\xi n_s)_{2AF} > \xi n_s > (\xi n_s)_{2F\uparrow}$, то первоначальный рост $E_m(\Delta)$ сменяется спадом, обусловленным заполнением подзоны $\varepsilon_2^{\uparrow}(F)$. В интервале $(\xi n_s)_2 > \xi n_s > (\xi n_s)_{2AF}$ функция $E_m(\Delta)$ сначала возрастает, а затем начинает быстро уменьшаться, изменяя знак с положительного на отрицательный. При $(\xi n_s)_{2\uparrow\downarrow} > \xi n_s > (\xi n_s)_2$ величина E_m отрицательна и наблюдается немонотонный спад $E_m(\Delta)$ с ростом Δ . При дальнейшем увеличении ξn_s , когда $\xi n_s > (\xi n_s)_{2\uparrow\downarrow}$, $E_m < 0$ (пока в игру не вступит 3-й уровень размерного квантования). Особым точкам ξn_s , при достижении которых происходит трансформация формы функции $E_m(\Delta)$, соответствуют довольно высокие концентрации электронов n_0 : $1,726 \cdot 10^{19}$ (максимум $E_m(n_0)$ на рис. 4), $1,864 \cdot 10^{19}$, $1,898 \cdot 10^{19}$ и $2,196 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. В этой области концентраций смена знака E_m может быть обнаружена экспериментально, поскольку положительные значения $E_m(\Delta)$ достигают величины $\sim 10^{-3} \text{ МДж/м}^2$ до смены знака E_m на отрицательный.

Рассмотренные примеры показывают, что поведение функции $E_m(\Delta)$ (или $E_m(T)$) для образца с фиксированными геометрическими параметрами слоев ($a, b_1 = b_2 = b, d$) качественно изменяется в определенных интервалах значений концентрации n_0 , определяемых этими параметрами. Отмеченная выше смена знака E_m для CP MnTe/ZnTe [13] при понижении температуры, по-видимому, связана с тем, что для этого образца концентрация электронов оказалась в одном из особых интервалов n_0 .

Заметим, что обменное расщепление Δ для ферромагнитных полупроводников пропорционально намагниченности M , и вблизи T_C изменяется по степенному закону $\Delta \sim \tau^\alpha$ [35], где $\tau = (T_C - T)/T_C$. Согласно [36], для EuS в интервале температур $0,1 > \tau > 0,01$ величина $\alpha = 0,33 \pm 0,015$. При более низких температурах $\Delta(T)$ можно описать с помощью функции Бриллюэна [35]. В окрестности точки Кюри спонтанные флуктуации намагниченности приводят к соответствующим флуктуациям Δ , которые являются причиной сильного уменьшения оптической ширины запрещенной зоны в EuS, начиная с $T \sim 25 \text{ К}$ [35]. В рассмотренной нами модели, не учитывающей флуктуации высоты барьеров, величина Δ пропорциональна средней по времени намагниченности, поэтому $\Delta = 0$ при $T \geq T_C$.

Сшивая участок кривой $\Delta(T)$ вблизи T_C с низкотемпературным участком в точке $\tau = 0,1$ и считая $\Delta(4,2 \text{ К}) = 0,36 \text{ эВ}$, $T_C = 16,6 \text{ К}$ для образцов с выбранными выше параметрами, получаем, что значения $\Delta = 0,06; 0,12; 0,18; 0,24$ и $0,3 \text{ эВ}$ достигаются при температурах $16,52; 15,94; 14,55; 12,68$ и $9,73 \text{ К}$. Из приведенной оценки видно, что эффект изменения знака E_m с положительного на отрицательный в случае двойной смены знака должен наблюдаться в области температур вблизи T_C , тогда как повторная смена знака может происходить при температурах вплоть до T_{\min} .

5. Поляризация спинов электронов

В настоящее время разработаны методы, позволяющие определить поляризацию спинов электронов в приповерхностных слоях образцов, например, метод SEMPA (сканирующая электронная микроскопия с поляризационным анализом), с успехом применявшийся при исследовании трехслойных структур Fe/Cr/Fe и Fe/Au/Fe [37]. В связи с этим представляет интерес оценка спиновой поляризации электронов в рассматриваемой четырехслойной структуре.

Будем характеризовать относительную поляризацию спинов электронов параметром

$$\beta = \frac{n_S^\uparrow - n_S^\downarrow}{n_S}, \quad n_S = n_S^\uparrow + n_S^\downarrow. \quad (17)$$

Поскольку в случае статистики Больцмана реализуется только ферромагнитный тип взаимодействия магнитных барьеров, спины электронов будут преимущественно ориентированы вдоль направления намагниченности барьеров. Относительная поляризация будет плавно спадать с ростом ширины потенциальной ямы:

$$\beta = \frac{\sum_n \left(\exp\left(-\frac{\varepsilon_n^\uparrow}{T}\right) - \exp\left(-\frac{\varepsilon_n^\downarrow}{T}\right) \right)}{\sum_n \left(\exp\left(-\frac{\varepsilon_n^\uparrow}{T}\right) + \exp\left(-\frac{\varepsilon_n^\downarrow}{T}\right) \right)}. \quad (18)$$

Для статистики Ферми взаимная ориентация намагниченности барьеров в отсутствие внешнего магнитного поля будет изменяться при увеличении ширины ямы, поэтому параметр β будет осциллирующей функцией a . Поскольку для достаточно широких барьеров $\varepsilon_n^\uparrow(\text{AF}) = \varepsilon_n^\downarrow(\text{AF})$, можно считать, что величина β отлична от нуля лишь в тех областях a , для которых реализуется ферромагнитное упорядочение барьеров. Поэтому следует рассчитать функцию $\beta_F(a)$ и использовать ее значения в соот-

ветствующих областях a , считая $\beta = 0$ в областях антиферромагнитной ориентации магнитных слоев. В случае антиферромагнитного типа взаимодействия при включении относительно слабых магнитных полей магнитные моменты барьеров будут ориентированы вдоль направления поля, что приведет к изменению поляризации спинов электронов от нуля до величины $\beta_F(a)$. Этот эффект может быть использован в устройствах спинтроники [26].

Параметр β_F имеет вид

$$\beta_F = \frac{1}{\xi n_S} \left[\sum_{n=1}^{k_1} (\mu - \varepsilon_n^\uparrow) - \sum_{n=1}^{k_2} (\mu - \varepsilon_n^\downarrow) \right]_F. \quad (19)$$

Для достаточно малых a , d и n_0 , когда заполнена лишь подзона $\varepsilon_1^\uparrow(F)$, достигается 100 % поляризация спинов электронов. В области ширин ямы a , соответствующей заполнению верхних подзон $\varepsilon_k^\uparrow(F)$ и $\varepsilon_{k-1}^\downarrow(F)$, поляризация β_F равна

$$\beta_F = \frac{1}{\xi n_S} \left\{ \frac{1}{(2k-1)} [C_k - \varepsilon_k^\downarrow]_F + \sum_{n=1}^k (\varepsilon_n^\downarrow - \varepsilon_n^\uparrow)_F - \varepsilon_k^\downarrow(F) \right\}, \quad (20)$$

а в смежной области a , в которой происходит заполнение подзоны $\varepsilon_k^\downarrow(F)$,

$$\beta_F = \frac{1}{\xi n_S} \left[\sum_{n=1}^k (\varepsilon_n^\downarrow - \varepsilon_n^\downarrow) \right]_F. \quad (21)$$

На рис. 7 показаны зависимости $\beta_F(a)$ для образцов с различными концентрациями электронов и толщинами подслоя d . Поляризация β_F довольно быстро уменьшается с ростом a , совершая резкие скачки от минимальных значений в начале заполнения подзон $\varepsilon_n^\uparrow(F)$ до максимальных при «включении» подзон $\varepsilon_n^\downarrow(F)$. Интервалы антиферромагнитного упорядочения барьеров на графиках $\beta_F(a)$ соответствуют областям a , которые начинаются приблизительно на половине пути от максимумов до минимумов $\beta_F(a)$, а оканчиваются возле минимумов $\beta_F(a)$. Амплитуда всплесков относительной поляризации β в областях ферромагнитного упорядочения на рис. 7 не превышает величины 0,04.

Из анализа поведения функции $E_m(\Delta)$ для различных n_0 можно сделать следующие заключения о возможном виде температурных зависимостей $\beta(T)$. Если в рассматриваемом интервале от T_C до T_{\min} энергия E_m отрицательна, то поляризация β монотонно возрастает от нуля до наибольшего значения $\beta(T_{\min})$, за исключением случаев, когда функции $E_m(\Delta)$ и $\beta(\Delta)$ ведут себя немонотонно (см. рис. 6,б,

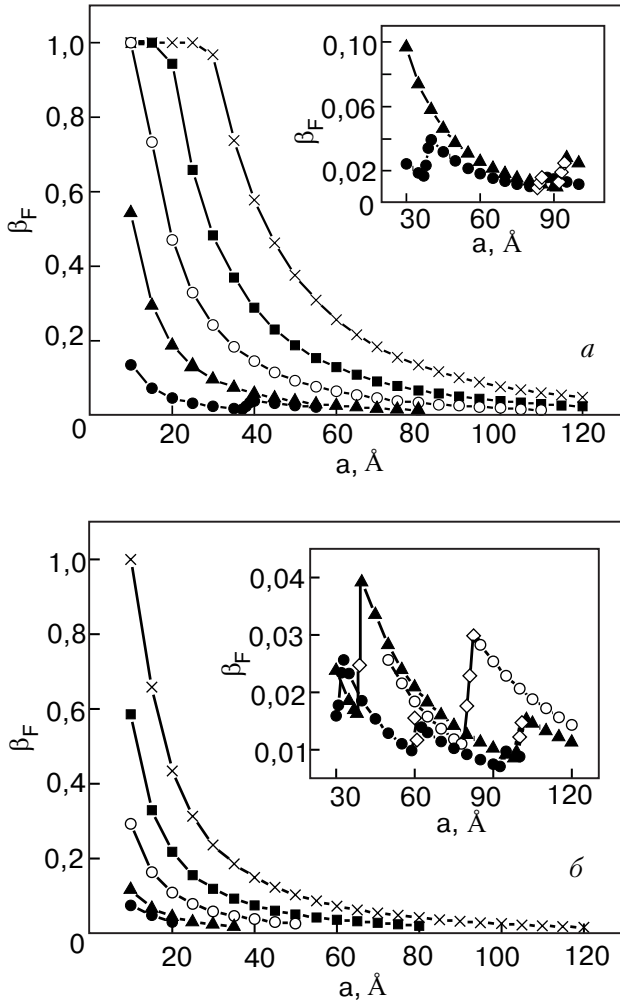


Рис. 7. Зависимости относительной спиновой поляризации электронов при F-ориентации магнитных слоев β_F от ширины a квантовой ямы между барьерами из EuS для толщин подслоя из PbS $d = 100$ (а) и 500 (б) Å и различных концентраций электронов n_0 (обозначения см. на рис. 3); $b_1 = b_2 = 40$ Å, $T = 4,2$ К. На вставках показаны участки кривых $\beta_F(a)$ в увеличенном масштабе.

кривая для $\xi n_S = 1,32$ эВ). Если же $E_m > 0$, поляризация равна нулю. В случае смены знака E_m поляризация β становится отличной от нуля при температурах ниже той, при которой происходит изменение знака E_m . При двойной смене знака E_m (см. рис. 6,а, кривая для $\xi n_S = 0,692$ эВ) поляризация $\beta(T)$ отлична от нуля лишь в области, лежащей между точками смены знака E_m . Таким образом, в зависимости от n_0 , a и d функция $\beta(T)$ может проявлять пять качественно различных типов поведения.

6. Выводы

Для простой модели потенциальной энергии электронов в четырехслойной структуре диэлектрическая подложка/NM подслоя/F/NM/F, в которой ферромагнитные слои представляют собой

потенциальные барьеры для движения электронов, а немагнитные полупроводниковые прослойки являются потенциальными ямами, рассчитаны энергетические спектры электронов с противоположными направлениями спина для случаев ферромагнитного и антиферромагнитного упорядочения намагниченностей магнитных слоев. Из-за обменного расщепления зоны проводимости ферромагнитных слоев высота барьера зависит от взаимной ориентации спина электрона и намагниченности барьера, а также от температуры, определяющей величину расщепления. Вследствие различия потенциального рельефа для электронов в случае ферромагнитной и антиферромагнитной ориентаций намагниченностей барьеров спектры электронов в образце для этих ориентаций будут отличаться. Для достаточно широких барьеров спектр электронов практически не зависит от толщины подслоя d и характеристик диэлектрической подложки. Разность поверхностных энергий электронов для ферромагнитного $E_S(F)$ и антиферромагнитного $E_S(AF)$ упорядочения барьеров $E_m = E_S(F) - E_S(AF)$ является характеристикой энергии обменного взаимодействия магнитных слоев.

В случае бoльцмановской статистики энергия $E_m < 0$ и всегда должно наблюдаться ферромагнитное упорядочение магнитных слоев. Абсолютное значение E_m и относительная поляризация спинов электронов β быстро нарастают при уменьшении температуры и ширины потенциальной ямы a между барьерами ($\beta \sim 1$ для узких потенциальных ям и температур вдали от температуры Кюри барьеров T_C).

Для статистики Ферми энергия E_m является осциллирующей знакопеременной функцией ширины квантовой ямы a , причем при увеличении концентрации электронов в ямах (n_0) и толщины подслоя экстремумы E_m смещаются в сторону меньших a , и их амплитуды быстро возрастают. Для мультислоев EuS/PbS (001) расчетные значения E_m в случае узких потенциальных ям ($a \sim 10$ Å) и концентраций $n_0 \sim 10^{19}$ см⁻³ совпадают по масштабу величины ($E_m \sim 10^{-2}$ мДж/м²) с экспериментально определенными значениями E_m для СР EuS/PbS (001) [15].

Расчеты показывают, что в зависимости от величины a , d и n_0 температурные зависимости E_m могут быть качественно различными. Возможен монотонный (или немонотонный) рост или уменьшение E_m от нуля до $E_m(T_{\min})$ при снижении температуры от T_C до T_{\min} , где T_{\min} — наименьшая температура, при которой измеряется E_m . При фиксированных a и d для определенных интервалов концентрации n_0 энергия E_m может изменять знак с положительного на отрицательный или же дважды менять знак при понижении температуры. Эффект смены знака E_m

наблюдался экспериментально для СР MnTe/ZnTe [13].

Поляризация β отлична от нуля лишь в областях ферромагнитного упорядочения барьеров и быстро уменьшается при увеличении a и n_0 , испытывая резкие всплески и провалы при изменении знака E_m . Характер температурной зависимости $\beta(T)$ определяется поведением энергии $E_m(T)$: либо $\beta = 0$ (антиферромагнитное упорядочение барьеров во всем температурном интервале $T_C - T_{\min}$), либо β монотонно (или немонотонно) растет с понижением температуры (ферромагнитное упорядочение), либо становится отличной от нуля при температурах ниже той, при которой происходит смена знака E_m ; либо $\beta \neq 0$ в интервале температур, лежащем между точками смены знака E_m .

Такое разнообразие поведения E_m и β при изменении ширины квантовой ямы, n_0 и температуры связано с неодновременным заполнением соответствующих спинзависящих подзон размерного квантования в случаях ферромагнитной и антиферромагнитной ориентации магнитных барьеров. Осцилляции $E_m(a)$ и $\beta(a)$ имеют ту же природу, что и известные квантово-размерные эффекты в пленках полупроводников и полуметаллов [34]. Для полупроводниковых СР с широкими ферромагнитными барьерами, в которых минизоны вырождаются в систему дискретных энергетических уровней, можно ожидать проявления качественно тех же эффектов, что и в рассмотренных нами четырехслойных структурах.

Работа выполнена при поддержке гранта CRDF UP2-2444-КН-02.

1. P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M.B. Brodsky, and H. Sower, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2442 (1986).
2. R.E. Camley and R.L. Stamps, *J. Phys.: Condens. Matter* **5**, 3727 (1993).
3. P. Bruno, *Phys. Rev.* **B52**, 411 (1995).
4. P.A.A. van der Heijden, P.J.H. Bloemen, J.M. Metselaar, R.M. Wolf, J.M. Gaines, J.T.W.W. van Eemeren, P.J. van der Zaag, and W.J.M. de Jonge, *Phys. Rev.* **B55**, 11569 (1997); P.A.A. van der Heijden, C.H.W. Swüste, W.J.M. de Jonge, J.M. Gaines, J.T.W.W. van Eemeren, and K.M. Schep, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1020 (1999).
5. C.A. Ramos, D. Lederman, A.R. King, and V. Jacarino, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2913 (1990).
6. J.A. Borchers, M.J. Carey, R.W. Erwin, C.F. Majkrzak, and E. Berkowitz, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1878 (1993).
7. V. Nunez, T.M. Giebultowicz, W. Faschinger, G. Bauer, H. Sitter, and J.K. Furdyna, *J. Magn. Magn. Mater.* **140–144**, 633 (1995).
8. L.E. Stumpe, J.J. Rhyne, H. Kaiser, S. Lee, U. Bindley, and J.K. Furdyna, *J. Appl. Phys.* **87**, 6460 (2000).
9. J.J. Rhyne, J. Lin, J.K. Furdyna, and T.M. Giebultowicz, *J. Magn. Magn. Mater.* **177–181**, 1195 (1998); J. Lin, J.J. Rhyne, J.K. Furdyna, and T.M. Giebultowicz, *J. Appl. Phys.* **83**, 6554 (1998).
10. T.M. Giebultowicz, V. Nunez, G. Springholz, G. Bauer, J. Chen, M.S. Dresselhaus, and J.K. Furdyna, *J. Magn. Magn. Mater.* **140–144**, 635 (1995).
11. H. Кера, J. Kutner-Pielaszek, A. Twardowski, A.Yu. Sipatov, C.F. Majkrzak, T. Story, R.R. Gałazka, and T.M. Giebultowicz, *J. Magn. Magn. Mater.* **226–230**, 1795 (2001).
12. N. Akiba, F. Matsukura, A. Shen, Y. Ohno, H. Ohno, A. Oiwa, S. Katsumoto, and Y. Iye, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 2122 (1998); D. Chiba, N. Akiba, F. Matsukura, Y. Ohno, and H. Ohno, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 1873 (2000).
13. T.M. Giebultowicz, H. Кера, J. Blinowski, and P. Kacman, *Physica* **E10**, 411 (2001).
14. J.J. Chen, Z.H. Wang, M.S. Dresselhaus, G. Dresselhaus, G. Springholz, and G. Bauer, *Solid State Electron.* **37**, 1073 (1994); J.J. Chen, G. Dresselhaus, M.S. Dresselhaus, G. Springholz, C. Pichler, and G. Bauer, *Phys. Rev.* **B54**, 402 (1996); L. Bergomi and J.J. Chen, *Phys. Rev.* **B56**, 3281 (1997).
15. H. Кера, J. Kutner-Pielaszek, J. Blinowski, A. Twardowski, C.F. Majkrzak, T. Story, P. Kacman, R.R. Gałazka, K. Ha, H.J.M. Swagten, W.J.M. de Jonge, A.Yu. Sipatov, V.V. Volobuev, and T.M. Giebultowicz, *Europhys. Lett.* **56**, 54 (2001); L. Kowalczyk, M. Chernyshova, T. Story, J.K. Ha, V.V. Volobuev, and A.Yu. Sipatov, *Acta Phys. Pol.* **A100**, 357 (2001).
16. H. Кера, T.M. Giebultowicz, будет опубликовано.
17. P. Shevchenko, L. Swierkowski, and J. Oitmaa, *J. Magn. Magn. Mater.* **177–181**, 1168 (1998).
18. T.M. Rusin, *Phys. Rev.* **B58**, 2107 (1998).
19. V.K. Dugaev, V.I. Litvinov, W. Dobrowolski, and T. Story, *Solid State Commun.* **110**, 351 (1999).
20. J. Blinowski and P. Kacman, *Acta Phys. Pol.* **A92**, 719 (1997).
21. J. Blinowski and P. Kacman, *Phys. Rev.* **B64**, 045302 (2001).
22. M. Wilczyński and R. Swirkowicz, *Phys. Status Solidi* **B212**, 165 (1999).
23. P. Wachter, in: *Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths*, K.A. Gscheider, Jr. and L. Eyring (eds.), North-Holland, Amsterdam (1997), Chap. 19.
24. Ю.И. Равич, Б.А. Ефимова, И.А. Смирнов, *Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbTe, PbSe и PbS*, Наука, Москва (1968).
25. L.D. Hicks, T.C. Harman, K. Sun, and M.S. Dresselhaus, *Phys. Rev.* **B53**, R10493 (1996).
26. H. Ohno, F. Matsukura, and Y. Ohno, *JSAP International* **5**, 4 (2002).

27. И.В. Колесников, В.А. Литвинов, А.Ю. Сипатов, А.И. Федоренко, А.Э. Юнович, *ЖЭТФ* **94**, 239 (1988); L. Kowalczyk, J. Sadowski, R.R. Gałazka, A. Stachow-Wójcik, A.Yu. Sipatov, V.V. Volobuev, V.A. Smirnov and V.K. Dugaev, *Acta Phys. Pol.* **A94**, 397 (1998).
28. X. Hao, J.S. Moodera, and R. Meservey, *Phys. Rev.* **B42**, 8235 (1990).
29. S.J. Cho, *Phys. Rev.* **B1**, 4589 (1970).
30. A. Stachow-Wójcik, T. Story, W. Dobrowolski, M. Arciszewska, R.R. Gałazka, M.W. Kreijveld, C.H.W. Swüste, H.J.M. Swagten, W.J.M. de Jonge, A. Twardowski, and A.Yu. Sipatov, *Phys. Rev.* **B60**, 15220 (1999).
31. R. Swirkowicz and T. Story, *J. Phys.: Condens. Matter* **12**, 8511 (2000).
32. И.В. Колесников, А.Ю. Сипатов, *ФТП* **23**, 954 (1989).
33. Б.М. Аскеров, *Электронные явления переноса в полупроводниках*, Наука, Москва (1985).
34. T. Jungwirth, W.A. Atkinson, B.H. Lee, and A.H. MacDonald, *Phys. Rev.* **B59**, 9818 (1999).
35. A. Mauger and C. Godart, *Phys. Rep.* **141**, 51 (1986).
36. P. Heller and G. Benedek, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 71 (1965).
37. J. Unguris, R.J. Celotta, and D.T. Pierce, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 140 (1991); *ibid.* **79**, 2734 (1997).

Interaction of magnetic layers and electron spin polarization in four-layer structures of ferromagnetic and nonmagnetic semiconductors

V.V. Zorchenko, A.Yu. Sipatov, and V.V. Volobuev

The electron energy spectrum, exchange coupling energy of magnetic layers (E_m) and relative polarization of electron spins (β) are considered for semiconductor structures with two ferromagnetic barriers and nonmagnetic layers being the potential wells for electrons. Using the EuS/PbS (001) structures as an example, it is shown that in the case of Fermi statistics E_m is a sign-alternating oscillating function of the potential well width (a) between ferromagnetic barriers. The extrema of function E_m are shifted to smaller a and their amplitudes enhance rapidly with increasing of electron concentration in the wells (n_0) and thickness of the nonmagnetic sublayer (d) between the barrier and the substrate. As the temperature is decreased (below the Curie point) the energy E_m increases (monotone or nonmonotone) or changes the sign from positive to negative (or alters the sign twice) depending on the value of a , n_0 and d . The polarization β shows a decrease with increasing a , n_0 , d and undergoes sharp jumps at the E_m sign inversion. For the Boltzmann statistics there may occur only parallel ferromagnetic orientation of barrier magnetization ($E_m < 0$).