Известия НАН Армении, Физика, т.36, №3, с.134-141 (2001)

УДК 621.315

ФЕРРОНЫ В АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ РАЗМЕРНО-КВАНТОВАННОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛЕНКЕ

А.А. КИРАКОСЯН, Ш.Г. ГАСПАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 3 октября 2000 г.)

Исследована возможность возникновения ферромагнитных областей (ферронов) в размерно-квантованных антиферромагнитных полупроводниковых пленках. Определены форма и размеры феррона в зависимости от физических характеристик пленки и от ее толщины. Показано, что устойчивые ферронные состояния возникают только для значений характерного параметра задачи $\alpha \le \alpha_m = 0.39$. Дана оценка радиуса и энергии феррона для пленки селенида европия (EuSe).

1. Введение

В магнитных полупроводниках энергия электронов, вследствие их взаимодействия с локализованными спинами, становится зависящей от магнитного порядка кристалла. Движущийся в антиферромагнитном полупроводнике (АФП) электрон стремится сориентировать локализованные спины в одну и ту же сторону. Этому препятствует обменное взаимодействие между ближайшими соседями, стремящееся направить их спины противоположно друг другу. В определенных условиях может оказаться энергетически более выгодным возникновение ферромагнитной (ФМ) микрообласти с локализованным в ней электроном – феррона. Это понятие было впервые сформулировано и обосновано в [1-2]. Имеющиеся экспериментальные данные подтверждают существование таких квазичастиц в АФП [3-5].

В массивных АФП метамагнетиках, где затрачиваемая на создание ФМ области магнитная энергия мала, радиус феррона может достигать значений до десяти постоянных решетки [6], что в случае селенида европия составляет $R \approx 60$Å . Если образец имеет форму пленки с толщиной порядка радиуса феррона в массивных образцах, то из соображений симметрии следует, что ФМ область будет иметь форму "блина", сплюснутого в направлении толщины пленки. При этом ограниченность движения электрона в пленке приведет к зависимости радиуса и толщины ФМ области от толщины пленки.

В настоящей работе определены форма ФМ области и ее радиус в зависимости от характеристических параметров размерно-квантованной антиферромагнитной полупроводниковой пленки.

2. Определение формы феррона

Направим ось z цилиндрической системы координат перпендикулярно плоскости пленки. Волновую функцию электрона, локализованного в двумерной (2D) квантовой яме, можно представить в виде

$$\psi_{nml}(\rho,\varphi,z)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}e^{im\varphi}\chi_{nm}(\rho)\chi_l(z), \tag{1}$$

где n,m,l – квантовые числа $(n=0,1,2,\ldots,\ m=0,\pm1,\pm2,\ldots,\ l=1,2,\ldots)$, $\chi_l(z)$ описывает состояние электрона в одномерной квантовой яме, $\chi_{nm}(\rho)$ – решение радиального уравнения Шредингера с потенциальной энергией

$$U(\rho)=-U_0\theta(R-\rho), \tag{2}$$

где $\theta(x)$ – функция единичного скачка, R – радиус феррона в плоскости пленки. Глубина ямы U_0 определяется обменным взаимодействием электрона с локализованными спинами и имеет вид

$$U_0=\frac{AS}{2}, \tag{3}$$

где A – энергия s-d обмена, S – величина локализованного d-спина [1].

В приближении эффективной массы решения радиального уравнения Шредингера $\chi_{nm}(\rho)$ даются выражениями (см., например, [7])

$$\chi_{nm}(\rho)=\begin{cases}C_1J_{|m|}(k\rho) & \text{при} \quad \rho\le R,\\ C_2K_{|m|}(k_0\rho) & \text{при} \quad \rho\ge R,\end{cases} \tag{4}$$

где $J_{|m|}(k\rho)$ – функция Бесселя первого рода порядка $|m|$, $K_{|m|}(k_0\rho)$ – модифицированная функция Бесселя, C_1, C_2 – постоянные,

$$k=\frac{1}{\hbar}\left[2m\left(U_0-|E_{nm}|\right)\right]^{1/2},\quad k_0=\frac{1}{\hbar}\left[2m|E_{nm}|\right]^{1/2}, \tag{5}$$

m – эффективная масса электрона в плоскости пленки, E_{nm} – собственные значения энергии электрона в $2D$-яме. Поскольку для данного n энергия имеет минимальное значение при $m=0$, то в дальнейшем ограничимся рассмотрением лишь этих состояний.

Для определения формы ФМ области необходимо знание волновой функции основного состояния $\chi_1(z)$. Эта функция имеет максимальное значение в средней плоскости пленки $z=0$ и убывает при приближении к ее границам $z_0=\pm L/2$, где L – толщина пленки. Такое поведение, в свою очередь, приводит к невозможности перехода локализованного спина в ФМ-упорядочение из-за ослабления обменного взаимодействия. Наименьшее значение энергии обменного взаимодействия электрона с локализованными спинами, достаточное для их перехода в ФМ-упорядочение, определяется значением волновой функции на границе 2D-ямы при $z=0$. Следовательно, для любого значения азимутального угла, на границе ФМ области должно осуществляться условие

$$|\chi_{01}(\rho)\cdot\chi_1(z)|^2 = |\chi_{01}(R)\cdot\chi_1(0)|^2, \tag{6}$$

которое определяет уравнение поверхности ФМ области. В приближении бесконечно глубокой потенциальной ямы в направлении z, используя выражение

$$\chi_1(z) = \left(\frac{2}{L}\right)^{1/2}\cos\left(\frac{\pi}{L}z\right) \tag{7}$$

и (4), получим уравнение поверхности ФМ области:

$$z(\rho) = \frac{L}{\pi}\arccos\left[\frac{J_0(kR)}{J_0(k\rho)}\right]. \tag{8}$$

Отметим, что это уравнение следует трактовать как уравнение огибающей ФМ область поверхности, поскольку локализованные спины могут находиться лишь в узлах кристаллической решетки.

Толщина ФМ области

$$d = 2z(0) = L\left[1-\frac{2}{\pi}\arcsin J_0(kR)\right]. \tag{9}$$

3. Определение энергии и радиуса феррона

Энергия ФМ области с автолокализованным электроном, без учета отмеченного в [8] эффекта стабилизации ферронных состояний за счет поляронного эффекта, дается выражением

$$E(R) = E_n + E_M \equiv -U_0 + \frac{\hbar^2k^2}{2m} + \frac{D\cdot V(R)}{a^3}, \tag{10}$$

где D – постоянная магнитной энергии, обусловленной обменным взаимодействием локализованных магнитных моментов, a – постоянная решетки, объем ФМ области дается выражением

$$V(R) = 2\int_0^R 2\pi\rho\cdot z(\rho)d\rho = 4LR^2\cdot A(kR), \tag{11}$$

где

$$A(t)=\int_0^1 x\cdot\arccos\left[\frac{J_0(t)}{J_0(tx)}\right]dx\,. \qquad (12)$$

Собственные значения энергии $E_{n0}\equiv E_n$ определяются из условия непрерывности логарифмической производной $\chi_{n0}(\rho)$ на границе 2D-ямы, которое можно записать в виде

$$t\frac{J_1(t)}{J_0(t)}=\sqrt{\xi^2-t^2}\cdot\frac{K_1\left(\sqrt{\xi^2-t^2}\right)}{K_0\left(\sqrt{\xi^2-t^2}\right)}, \qquad (13)$$

где введены безразмерные величины

$$\xi=\left(\frac{2mU_0R^2}{\hbar^2}\right)^{1/2},\quad t=kR\,. \qquad (14)$$

Уравнение (13) определяет значение t при данном ξ, т.е. $t=t(\xi)\equiv t_\xi$.

При данном R энергия $E(R)$ феррона имеет наименьшее значение, когда $E_1=E_{10}(R)$. С увеличением R уровень энергии $E_{10}(R)$ понижается, а магнитная энергия увеличивается пропорционально объему ФМ области. Основное состояние электрона можно найти из условия минимума полной энергии системы

$$\frac{dE(R)}{dR}=0\,. \qquad (15)$$

После некоторых преобразований с использованием выражений (11)-(13) условие (15) примет вид

$$\left[\frac{(t_\xi/\alpha\xi)^2+\xi^2D(t)}{2A(t)+D(t)}\right]^{1/2}\cdot\frac{K_0\left(\sqrt{\xi^2-t_\xi^2}\right)}{K_1\left(\sqrt{\xi^2-t_\xi^2}\right)}=\xi\,, \qquad (16)$$

где

$$D(t)=t\left[J_1(t)B(t)-J_0(t)C(t)\right], \qquad (17)$$

$$B(t)=\int_0^1\frac{xdx}{\sqrt{J_0^2(tx)-J_0^2(t)}},\quad C(t)=\int_0^1\frac{x^2J_1(tx)dx}{J_0(tx)\sqrt{J_0^2(tx)-J_0^2(t)}}\,. \qquad (18)$$

Решения уравнения (16) зависят от характерного параметра задачи α:

$$\alpha=\left(\frac{DL\hbar^2}{ma^3U_0^2}\right)^{1/2}. \qquad (19)$$

Подставив решения $t = t_\xi$ из уравнений (12) для данного ξ в уравнение (16), приходим к трансцендентному уравнению для определения ξ, корнями которого являются абсциссы точек пересечения графика функции

$$F(\xi,\alpha) = \left[\frac{(t_\xi / \alpha\xi)^2 + \xi^2 D(t_\xi)}{2A(t_\xi) + D(t_\xi)}\right]^{1/2} \cdot \frac{K_0\left(\sqrt{\xi^2 - t_\xi^2}\right)}{K_1\left(\sqrt{\xi^2 - t_\xi^2}\right)} \qquad (20)$$

с прямой $\varphi(\xi) = \xi$.

Рассмотрим поведение функции $F(\xi,\alpha)$. При $\xi \ll 1$, $t_\xi \le \xi$ и с помощью асимптотических выражений для функций $K_0(x)$ и $K_1(x)$ находим, что $F(\xi,\alpha) \sim \alpha^{-1}\xi^{-2}\exp(-2/\xi^2)$. Следовательно, для любого α уравнение (16) имеет решение $\xi \to 0$. При $\xi \gg 1$, $t_\xi \le \lambda_{01}$ наибольшее значение $A(t_\xi) < \pi/4$, $D(t_\xi) \sim \ln\left|1 - t_\xi/\lambda_{01}\right|$, поэтому $F(\xi,\alpha) \to \xi$, оставаясь меньше ξ для любого α.

Для промежуточных значений ξ функция $F(\xi,\alpha)$ существенно зависит от α. При $\alpha \ll 1$ функция $F(\xi,\alpha)$ принимает значения, превышающие ξ и пересекает прямую $\varphi(\xi) = \xi$. С увеличением α $F(\xi,\alpha)$ спадает и при некотором α_0 касается прямой $\varphi(\xi) = \xi$. Предельное значение α_0 и абсциссу точки касания ξ_0 находим из системы уравнений $F(\alpha_0,\xi_0) = \xi_0$, $F'_\xi(\alpha_0,\xi_0) = 1$: $\alpha_0 = 0{,}465$, $\xi_0 = 1{,}12$. На рис.1 представлены кривые $F(\xi,\alpha)$ при различных значениях параметра α.

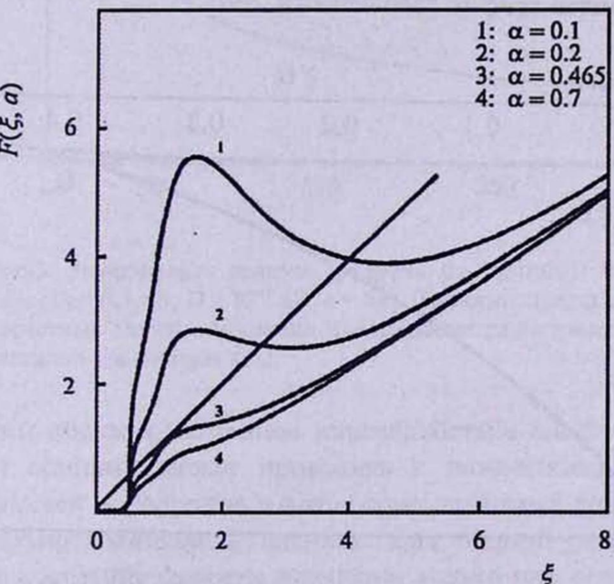

Рис.1. Графики функции $F(\xi,\alpha)$ при различных значениях α.

Таким образом, из решения уравнения (16) при $\alpha \le \alpha_0$ находим значения $\xi = \xi(\alpha)$, которые, с учетом выражений (14), позволяют найти искомую зависимость радиуса феррона от характеристик пленки.

Наиболее благоприятные условия для возникновения ФМ областей реализуются в образцах со слабым взаимодействием локализованных спинов (малые значения D), с относительно сильным обменным взаимодействием электрона и d-спина (большие $U_0 \sim A$) и с большой эффективной массой, приводящей к малым собственным значениям энергии в 2D-яме. Для заданного объема большое значение постоянной решетки a обеспечивает переход в состояние ФМ-упорядочения относительно малого числа d-спинов, способствуя возникновению ФМ области.

Энергию ФМ области для состояния с минимальной энергией автолокализованного электрона, т.е. для $0 \le t_\xi < \lambda_{01}$ при $0 \le \xi < \infty$ можно представить в виде

$$E = -U_0\left[1 - \frac{t_\xi^2}{\xi^2} - 2\alpha^2\xi^2 A(t_\xi)\right], \qquad (21)$$

выражающем энергию ФМ области через характеристики пленки.

Как следует из анализа уравнения (16) (рис.1), при $\alpha < \alpha_0$ оно имеет два решения: $\xi_1(\alpha) < \xi_0$ и $\xi_2(\alpha) > \xi_0$. Значениям $\xi_1(\alpha)$ и $\xi_2(\alpha) < \xi(\alpha_m)$ соответствует энергия ФМ области $E(\alpha) > 0$, т.е. состояние феррона с радиусом $R(\alpha) < R(\alpha_m)$ неустойчиво. Значение $\alpha_m = 0{,}39$ определяется из условия $E(\alpha_m) = 0$, с соответствующим $\xi_m = \xi(\alpha_m)$. На рис.2 представлен график зависимости $E(\alpha)$.

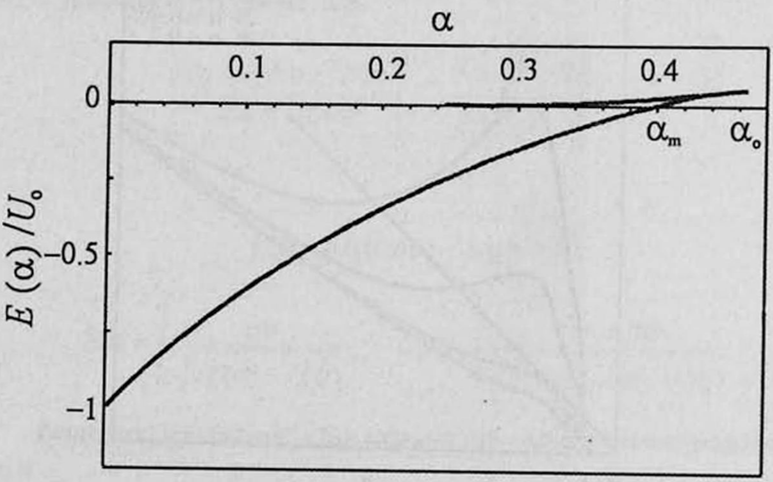

Рис.2. Зависимость энергии феррона от параметра α.

Минимальный радиус устойчивой ФМ области можно оценить с помощью формулы (14) при ξ_m :

$$R_m = \left(\xi_m^2 \hbar^2 / 2mU_0\right)^{1/2}. \qquad (22)$$

Для определения зависимости радиуса ФМ области от толщины пленки необходимо найти значения α, соответствующие данным значениям параметров D, U_0, m, a, и различным L, далее точки пересечения кривой $F(\xi,\alpha)$ и прямой $\varphi(\xi)=\xi$, т.е. $\xi(\alpha) > \xi_m$, и с помощью формулы (14) – соответствующие значения радиуса (рис.3).

Явное выражение для зависимости $R(L)$ нетрудно найти в случае $\xi >> 1$ при $t_\xi \le \lambda_{01}$. Учитывая, что $k = t_\xi / R \sim \beta / R$, где β порядка единицы и $\alpha << 1$ для больших ξ, из условия устойчивости ферронного состояния $E(R) \le 0$ можно получить следующее выражение для радиуса феррона:

$$R \simeq \frac{a}{2}\left[\frac{aU_0}{DLA(\beta)}\right]^{1/2} = a\left[\frac{aU_0}{\pi DL}\right]^{1/2}. \qquad (23)$$

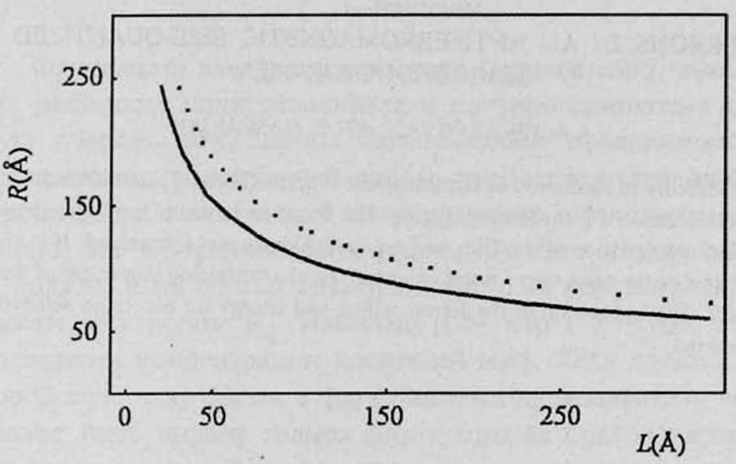

Рис.3. Зависимость радиуса феррона от толщины пленки EuSe (U_0 = 0,3 эВ, $D = 10^{-5}$ эВ, a = 5Å). Точками представлены расчетные значения; кривая представляет зависимость $R(L)$ согласно уравнению (23).

Таким образом, обменное взаимодействие электрона с локализованными спинами может приводить к возникновению ферромагнитных областей – ферронов в антиферромагнитных размерно квантованных полупроводниковых пленках. Для данной толщины пленки устойчивое состояние феррона возникает только при определенных соотношениях между характеристиками пленки.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Э.Л.Нагаев.** Письма в ЖЭТФ, **6**, 484 (1967).
2. **Э.Л.Нагаев.** ЖЭТФ, **54**, 228 (1968).
3. **S.Streit, P.Wachter.** Phys. Cond. Mat., **11**, 231 (1970).
4. **P.Wachter.** CPC Crit. Rev. Sol. St. Sci., **3**, 189 (1972).
5. **E.L.Nagaev. J.** Magn. Magn. Mat., **110**, 39 (1992).
6. **Г.Л.Лазарев, В.М.Матвеев, Э.Л.Нагаев.** ФТТ, **17**, 1955 (1975).
7. **В.М.Галицкий, Б.М.Карнаков, В.И.Коган.** Задачи по квантовой механике. М., Наука, 1981.
8. **В.Д.Лахно, Э.Л.Нагаев.** ФТТ, **18**, 3429 (1976).

ՖԵՌՈՆՆԵՐԸ ՀԱԿԱՖԵՌՈՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՉԱՓԱՅՆՈՐԵՆ ՔՎԱՆՏԱՑՎԱԾ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹՈՒՄ

Ա.Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ, Շ.Գ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

Հետազոտված է քվանտացված կիսահաղորդչային հակաֆեռոմագնիսական թաղանթում ֆեռոմագնիսական տիրույթի (ֆեռոնի) առաջացման հնարավորությունը: Որոշված են ֆեռոնի ձևն ու չափերը, կախված թաղանթի ֆիզիկական բնութագրերից և թաղանթի հաստությունից: Ցույց է տրված, որ կայուն ֆեռոնային վիճակներ կարող են առաջանալ միայն բնութագրական պարամետրի $\alpha \leq \alpha_m = 0,39$ արժեքների դեպքում: Գնահատված են եվրոպիումի սելենիդի թաղանթում ֆեռոնի շառավիղը և էներգիան:

FERRONS IN AN ANTIFERROMAGNETIC SIZE-QUANTIZED SEMICONDUCTOR FILM

A.A. KIRAKOSYAN, SH.G. GASPARIAN

The possibility of formation of ferromagnetic regions (ferrons) in antiferromagnetic size-quantized semiconductor films is investigated. The shape and sizes of the ferron depending on the physical characteristics of the film and on its thickness are determined. It is shown that the stable ferron states arise only for the values of the characterizing parameter of the problem $\alpha \leq \alpha_m = 0,39$. The estimation of the ferron radius and energy for europium selenyde (EuSe) film is carried out.