

УДК 621.315.592

**К ТЕОРИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ И ОБЪЕМНЫХ СПИНОВЫХ
ВОЗБУЖДЕНИЙ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ**

В.А. ТАНЫВЕРДИЕВ, В.С. ТАГИЕВ, С.М. СЕИД-РЗАЕВА

*Институт Физики НАН Азербайджана
370143, Баку, пр. Г. Джавида 33*

В настоящей работе рассмотрено распространение поверхностных и объемных спиновых возбуждений в ферромагнитных полупроводниковых сверхрешетках, состоящих из чередующихся одноатомных слоев гейзенберговских кубических ферромагнетиков двух типов. Методом функций Грина получены дисперсионные уравнения описывающие распространение поверхностных и объемных спиновых волн в сверхрешетках, а также температурная зависимость намагниченности локализованных спинов. Полученные результаты численно интерпретированы и представлены графически.

В последнее время уделяется большое внимание проблемам синтеза и изучения сверхрешеток (СР), сформированных из чередующихся слоев различных магнитных материалов. СР, сформированные из магнитных полупроводников, не изучались столь активно, как СР, состоящие из простых полупроводниковых материалов. Они обладают новыми физическими свойствами, которые значительно отличаются от свойств самих материалов, составляющих СР [1-3]. Некоторые качественные черты СР наиболее легко объясняются на примере простой кубической структуры, состоящей из чередующихся различных одноатомных плоскостей [4, 5]. Поверхностные спиновые волны (ПСВ) в полуограниченных

ферромагнитных полупроводниках как с узкой, так и с широкой зоной проводимости рассматривались в работах [6-8], для всех температур ниже T_c .

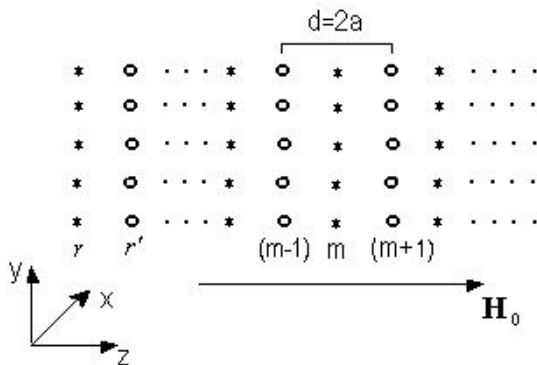


Рис.1.

Модель полуограниченной СР, состоящей из чередующихся атомных слоев двух различных материалов.

В настоящей работе определены области объемных спиновых волн (ОСВ), поверхностные оптические и акустические моды, температурная зависимость намагничивания локализованных спинов в простых кубических ферромагнитных полупроводниковых полуограниченных сверхрешетках (ФППСР), в которых атомные слои, состоящие из материала «1», чередуются с атомными слоями материала «2». Предполагается, что каждый атомный слой находится в плоскости [001] (Рис.1). Дисперсионные соотношения получены с использованием техники функции Грина (ФГ) [9, 10] при низких температурах в узкозонном пределе, где обменный интеграл перекрытия для электронов проводимости может не учитываться.

1. ГАМИЛЬТониан СИСТЕМЫ И ФУНКЦИЯ ГРИНА ДЛЯ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ СПИНОВ

В этой главе представлены вычисления ФГ локализованных спинов для ФППСР. Полный гамильтониан системы выражается как сумма трех членов: гейзенберговского гамильтониана H_M для локализованных спинов (d и f типов), гамильтониана H_E представляющего собой кинетическую и зеемановскую энергию проводящих (s) электронов, а также гамильтониана s-d (s-f) взаимодействия H_I :

$$H = H_M + H_E + H_I, \quad H_M = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} J_{i,j} S_i S_j - \sum_i g_i \mu_B H_0 S_i^z, \\ H_E = \sum_{i,j,\sigma} t_{i,j} a_{i\sigma}^+ a_{j\sigma} - g_e \mu_B H_0 \sum_i s_i^z, \quad H_I = -\sum_i I_i S_i s_i. \quad (1)$$

Для изучения магнитных возбуждений системы введем две ФГ — для локализованных и свободных электронных спиновых операторов, которые определим как $G_{i,j}(t) = \langle\langle S_i^+(t) | S_j^-(0) \rangle\rangle$ и $G'_{i,j}(t) = \langle\langle s_i^+(t) | S_j^-(0) \rangle\rangle$. Используя Фурье образ ФГ в приближении случайных фаз можно записать следующее комбинированное уравнение [11]:

$$\left\{ \omega - g_i \mu_B H_0 - I_i \langle s_i^z \rangle - \frac{I_i^2 \langle S_i^z \rangle \langle s_i^z \rangle}{\omega - g_e \mu_B H_0 - I_i \langle S_i^z \rangle} - \sum_{\delta} J_{i,i+\delta} \langle S_{i+\delta}^z \rangle \right\} G_{i,j}(\omega) + \\ + \langle S_i^z \rangle \sum_{\delta} J_{i,i+\delta} G_{i,i+\delta}(\omega) = 2 \langle S_i^z \rangle \delta_{ij}. \quad (2)$$

Применяя трансляционную инвариантность в (xy) плоскости определим Фурье преобразование:

$$G_{i,j}(\omega) = \frac{1}{N} \sum_{k_{\parallel}} G_{m,m'}(\omega, k_{\parallel}) \exp[ik_{\parallel}(r_i - r_j)], \quad (3)$$

где $k_{\parallel} = (k_x, k_y)$ — двумерный волновой вектор, параллельный плоскости [001], m и m' — положительные целые номера плоскостей решетки, которые содержат i и j узлы. Нормировочная константа N в уравнении определяет количество узлов в каждой плоскости решетки.

Принимая во внимание, что m -ый слой состоит из материала «1», а $(m+1)$ -ый слой — из материала «2», с учетом (3) из (2) получим следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} [\lambda_1(\omega) - 4J_1 \langle S_1^z \rangle \gamma(k_{\parallel})] G_{m,m'}(\omega, k_{\parallel}) + J \langle S_1^z \rangle [G_{m-1,m'}(\omega, k_{\parallel}) + G_{m+1,m'}(\omega, k_{\parallel})] = 2 \langle S_1^z \rangle \delta_{m,m'}, \\ [\lambda_2(\omega) - 4J_2 \langle S_2^z \rangle \gamma(k_{\parallel})] G_{m+1,m'}(\omega, k_{\parallel}) + J \langle S_2^z \rangle [G_{m,m'}(\omega, k_{\parallel}) + G_{m+2,m'}(\omega, k_{\parallel})] = 2 \langle S_2^z \rangle \delta_{m+1,m'}. \end{cases} \quad (4)$$

Здесь

$$\gamma(k_{\parallel}) = 1 - 0.5(\cos k_x a + \cos k_y a),$$

$$\lambda_l(\omega) = \omega - g_l \mu_B H_0 - I_l \langle s_l^z \rangle - 2J \langle S_{l'}^z \rangle - \frac{I_l^2 \langle S_l^z \rangle \langle s_l^z \rangle}{\omega - g_e \mu_B H_0 - I_l \langle S_l^z \rangle} \quad (l, l' = 1, 2; l' \neq l).$$

Рассматриваемая система также периодична в направлении оси z с постоянной решетки $d=2a$. Согласно блоховской теореме можно принять, что $G_{m+2;(m+1),m'}(\omega, k_{\parallel}) = G_{m;(m-1),m'}(\omega, k_{\parallel}) \exp[ik_z d]$ [5,12]. Тогда система уравнений (4) может быть записана в матричной форме:

$$\begin{pmatrix} \lambda_1(\omega) - 4J_1 \langle S_1^z \rangle \gamma(k_{\parallel}) & J \langle S_1^z \rangle (1 + \exp[-ik_z d]) \\ J \langle S_2^z \rangle (1 + \exp[-ik_z d]) & \lambda_2(\omega) - 4J_2 \langle S_2^z \rangle \gamma(k_{\parallel}) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} G_{m,m'}(\omega, k_{\parallel}) \\ G_{m+1,m'}(\omega, k_{\parallel}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2 \langle S_1^z \rangle \delta_{m,m'} \\ 2 \langle S_2^z \rangle \delta_{m+1,m'} \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Дисперсионное уравнение, описывающее распространение ОСВ вдоль оси CP можно получить из уравнения (5):

$$16J_1 J_2 \langle S_1^z \rangle \langle S_2^z \rangle \gamma^2(k_{\parallel}) - 4(J_2 \langle S_2^z \rangle \lambda_1(\omega) + J_1 \langle S_1^z \rangle \lambda_2(\omega)) \gamma(k_{\parallel}) + \lambda_1(\omega) \lambda_2(\omega) - 2J^2 \langle S_1^z \rangle \langle S_2^z \rangle (1 + \cos k_z d) = 0 \quad (6)$$

Полученный результат (6) может быть проверен исходя из того факта, что когда два материала идентичны, т.е. $J_1 = J_2 = J$, $I_1 = I_2$, $\langle S_1^z \rangle = \langle S_2^z \rangle$, то уравнение (6) упрощается и переходит к трехмерному дисперсионному уравнению для полупроводниковых ферромагнитных кристаллов [6].

Полюсы ФГ, из которых определяется энергия элементарных возбуждений, являются корнями следующего уравнения четвертого порядка:

$$\omega^4 + c_1 \omega^3 + c_2 \omega^2 + c_3 \omega + c_4 = 0, \quad (7)$$

где $c_1 = -\varphi_1 - \varphi_2 - 4\gamma(k_{\parallel})(J_1 \langle S_1^z \rangle + J_2 \langle S_2^z \rangle)$,

$$c_2 = \psi_1 + \psi_2 + \varphi_1 \varphi_2 + 4\gamma(k_{\parallel}) [J_2 \langle S_2^z \rangle (g_e \mu_B H_0 + I_2 \langle S_2^z \rangle + \varphi_1) + J_1 \langle S_1^z \rangle (g_e \mu_B H_0 + I_1 \langle S_1^z \rangle + \varphi_2)] - 2 \langle S_1^z \rangle \langle S_2^z \rangle [8J_1 J_2 \gamma^2(k_{\parallel}) - J^2 (1 + \cos(k_z d))],$$

$$c_3 = -4J_2 \langle S_2^z \rangle \gamma(k_{\parallel}) [\varphi_1 (g_e \mu_B H_0 + I_2 \langle S_2^z \rangle) + \psi_1] - 4J_1 \langle S_1^z \rangle \gamma(k_{\parallel}) [\varphi_2 (g_e \mu_B H_0 + I_1 \langle S_1^z \rangle) + \psi_2] - 2 \langle S_1^z \rangle \langle S_2^z \rangle [8J_1 J_2 \gamma^2(k_{\parallel}) - J^2 (1 + \cos(k_z d))] \cdot [2g_e \mu_B H_0 + I_1 \langle S_1^z \rangle + I_2 \langle S_2^z \rangle] - \varphi_1 \psi_2 - \psi_1 \varphi_2,$$

$$c_4 = \psi_1 \psi_2 + 4J_2 \langle S_2^z \rangle \gamma(k_{\parallel}) \psi_1 (g_e \mu_B H_0 + I_2 \langle S_2^z \rangle) + 4J_1 \langle S_1^z \rangle \gamma(k_{\parallel}) \psi_2 (g_e \mu_B H_0 + I_1 \langle S_1^z \rangle) + 2 \langle S_1^z \rangle \langle S_2^z \rangle [8J_1 J_2 \gamma^2(k_{\parallel}) - J^2 (1 + \cos(k_z d))] \cdot (g_e \mu_B H_0 + I_1 \langle S_1^z \rangle) \cdot (g_e \mu_B H_0 + I_2 \langle S_2^z \rangle),$$

$$\varphi_l = g_e \mu_B H_0 + g_l \mu_B H_0 + I_l \langle S_l^z \rangle + I_l \langle S_l^z \rangle + 2J \langle S_l^z \rangle, \quad (l, l' = 1, 2; l \neq l').$$

$$\psi_l = (g_l \mu_B H_0 + I_l \langle S_l^z \rangle + 2J \langle S_l^z \rangle) \cdot (g_e \mu_B H_0 + I_l \langle S_l^z \rangle) - I_l^2 \langle S_l^z \rangle \langle S_l^z \rangle$$

Четыре решения уравнения (7) обозначим как ω_{kl} ($l = \overline{1,4}$), $k = (k_{\parallel}, k_z)$. Тогда выражения для ФГ можно представить в следующем виде [5,12]:

$$G_{m,m}(\omega_k) = \sum_{l=1}^4 a_l(\omega_k) / (\omega_k - \omega_{kl}), \quad G_{m+1,m+1}(\omega_k) = \sum_{l=1}^4 a_l(\omega_k) / (\omega_k - \omega_{kl}), \quad (8)$$

$$a_{1;(2)}(\omega_{kl}) = 2 \langle S_{1;(2)}^z \rangle \left[\lambda_{2;(1)}(\omega_{kl}) - 4J_{2;(1)} \langle S_{2;(1)}^z \rangle \gamma(k_{\parallel}) \right] / \prod_{l'} (\omega_{kl} - \omega_{kl'}), \quad (l \neq l').$$

При низких температурах локальная намагниченность m -того слоя может быть получена из следующего соотношения [13,14]:

$$\frac{\mu_m(T)}{\mu_m(0)} = 1 - \frac{i}{2\pi} \lim_{\tau \rightarrow 0} \left[\sum_{k \in B.Z} \int \frac{G_{m,m'}(\omega_k + i\tau) - G_{m,m'}(\omega_k - i\tau)}{\exp(\omega_k/k_B T) - 1} d\omega_k \right]. \quad (9)$$

Используя (9) и соотношение Дирака $\lim_{\tau \rightarrow 0} \left[\frac{1}{\omega_k - i\tau} - \frac{1}{\omega_k + i\tau} \right] = 2\pi i \delta(\omega_k)$ [9],

получим:

$$\frac{\mu_m(T)}{\mu_m(0)} = 1 - \sum_{l=1}^4 \sum_{k \in B.Z} \frac{a_1(\omega_{kl})}{\exp(\omega_{kl}/k_B T) - 1}, \quad \frac{\mu_{m+1}(T)}{\mu_{m+1}(0)} = 1 - \sum_{l=1}^4 \sum_{k \in B.Z} \frac{a_2(\omega_{kl})}{\exp(\omega_{kl}/k_B T) - 1}. \quad (10)$$

2. ПОВЕРХНОСТНЫЕ СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПОЛУОГРАНИЧЕННЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ

Как известно из литературы [15, 16], поверхностные эффекты влияют на характер поведения магнитных систем и способствуют значительному усилению магнетизма. В некоторых случаях это приводит к образованию магнитоупорядоченной структуры даже при температурах выше критических внутри объема образца. Особый интерес представляет изучение поверхностных возбуждений в различных магнитоупорядоченных системах. Эти исследования проводились для магнитных диэлектриков с использованием гейзенберговской обменной модели [17,18], где было показано, что помимо объемных спиновых возбуждений, там могут образовываться также и ПСВ. ПСВ – это основное состояние в спин-волновом приближении (магنون-магنونным взаимодействием здесь пренебрегается) в ограниченных и полуограниченных системах, для которых амплитуда спиновых возбуждений в принципе локализуется на поверхности или вблизи нее [18]. При этом акустические ПСВ имеют постоянную фазу, а оптические спиновые волны изменяются по фазе на 180° при переходе от одного слоя к другому. У обоих типов поверхностных волн амплитуда уменьшается с удалением от поверхности во внутрь объема системы.

Допустим что поверхностный слой состоит из материала « r » (« r »=1,2), а второй слой из материала « r' » (« r' » \neq « r », « r' »=1,2). Тогда по аналогии с процедурой получения (4) для поверхностного и соседствующих с ним слоев можно записать следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} [\lambda_s(\omega) - 4J_s \langle S_s^z \rangle \gamma(k_{\parallel})] G_{1,m'} + J \langle S_s^z \rangle G_{2,m'} = 2 \langle S_s^z \rangle \delta_{1,m'} , \\ [\lambda_{r'}(\omega) - 4J_{r'} \langle S_{r'}^z \rangle \gamma(k_{\parallel})] G_{2,m'} + J \langle S_{r'}^z \rangle [G_{1,m'} + G_{3,m'}] = 2 \langle S_{r'}^z \rangle \delta_{2,m'} , \\ [\lambda_r(\omega) - 4J_r \langle S_r^z \rangle \gamma(k_{\parallel})] G_{3,m'} + J \langle S_r^z \rangle \left(1 + \frac{1}{x}\right) G_{2,m'} = 2 \langle S_r^z \rangle \delta_{3,m'} , \end{cases} \quad (11)$$

где $x = \exp[-ik_z d]$,

$$\lambda_s(\omega) = \omega - g_r \mu_B H_0 - I_s \langle S_s^z \rangle - J \langle S_{r'}^z \rangle - \frac{I_s^2 \langle S_s^z \rangle \langle S_s^z \rangle}{\omega - g_e \mu_B H_0 - I_s \langle S_s^z \rangle} .$$

Используя (11) и (4) можно найти дисперсионные уравнения для ПСВ:

$$\lambda_s(\omega_s)(x+1) \langle S_r^z \rangle - \lambda_r(\omega_s) \langle S_s^z \rangle - 4 \langle S_s^z \rangle \langle S_r^z \rangle [J_s(1+x) - J] \gamma(k_{\parallel}) = 0. \quad (12)$$

Здесь $x = x(\omega_s)$ корень кубического уравнения:

$$d_1 x^3 + d_2 x^2 + d_3 x + d_4 = 0,$$

$$d_1 = -J^2 J_s^2 \langle S_s^z \rangle^2 \langle S_r^z \rangle^2 \langle S_{r'}^z \rangle,$$

$$d_2 = \langle S_r^z \rangle [\lambda_{r'}(\omega_s) J_s \langle S_s^z \rangle - \lambda_s(\omega_s) J_{r'} \langle S_{r'}^z \rangle] \cdot [\lambda_r(\omega_s) J_s \langle S_s^z \rangle - \lambda_s(\omega_s) J_r \langle S_r^z \rangle] - J^2 J_s (3J_s - 2J_r) \langle S_s^z \rangle^2 \langle S_r^z \rangle^2 \langle S_{r'}^z \rangle, \quad (13)$$

$$d_3 = [\lambda_{r'}(\omega_s) \langle S_s^z \rangle \langle S_r^z \rangle (J_s - J_r) + J_{r'} \langle S_{r'}^z \rangle (\langle S_s^z \rangle \lambda_r(\omega_s) - \langle S_r^z \rangle \lambda_s(\omega_s))] \cdot [J_s \langle S_s^z \rangle \lambda_r(\omega_s) - J_r \langle S_r^z \rangle \lambda_s(\omega_s)] - J^2 (3J_s^2 + J_r^2 - 4J_s J_r) \langle S_s^z \rangle^2 \langle S_r^z \rangle^2 \langle S_{r'}^z \rangle,$$

$$d_4 = -J^2 (J_s - J_r)^2 \langle S_s^z \rangle^2 \langle S_r^z \rangle^2 \langle S_{r'}^z \rangle.$$

В случае, когда $x > 1$, корни уравнения (13) описывают акустические поверхностные моды; при $x < -1$ — оптические, а при $|x| = 1$ — ОСВ.

3. КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В этом разделе представлены численные расчеты полученных теоретических результатов. На Рис.2,а показана область ОСВ для СР, как функция от $\gamma(k_{\parallel})$, в то время, как на Рис.2,б показано то же самое для объемных материалов «1» и «2» соответственно.

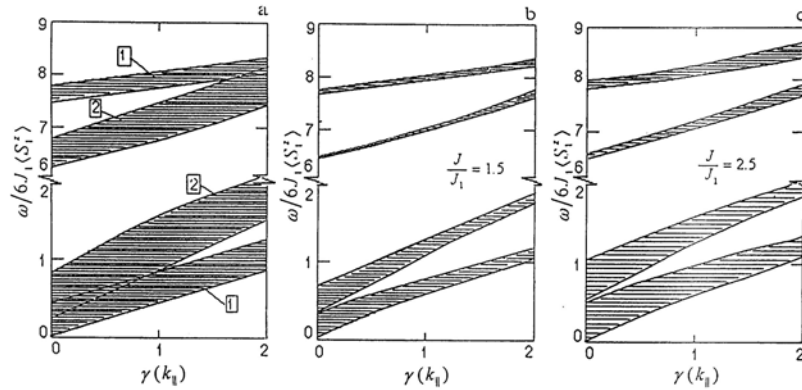


Рис.2.

Область ОСВ при следующих значениях параметров: $g_1 \mu_B H_0 / J_1 \langle S_1^z \rangle = 0.3$, $g_2 = g_e = 0.4 g_1$, $\langle S_1^z \rangle = \langle S_2^z \rangle = 1$, $\langle S_1^z \rangle = \langle S_2^z \rangle = 0.5$, $J_2 / J_1 = 2$, $I_1 / J_1 = 30$, $I_2 / J_1 = 25$. а) для материала «1» и «2», из которых состоит СР, б) при $J/J_1 = 1.5$, и с) при $J/J_1 = 2.5$ для полупроводниковой ферромагнитной СР.

Как видно, область ОСВ появляется в двух диапазонах малых и больших частот. Ширина области ОСВ в СР зависит от поперечной компоненты волнового вектора, обменного взаимодействия локализованных спинов между собой, а также (s-d) или (s-f) обменного взаимодействия со спинами электронов проводимости. С увеличением обменного взаимодействия между слоями различных материалов, составляющих СР, ширина зон увеличивается. Кроме того происходит их смещение в область высоких энергий при усилении обменной связи. В случае когда обменные взаимодействия между

локализованными спинами и спинами электронов проводимости сильно различаются в материале «1» и «2», тогда щели между разрешенными областями сильно увеличиваются.

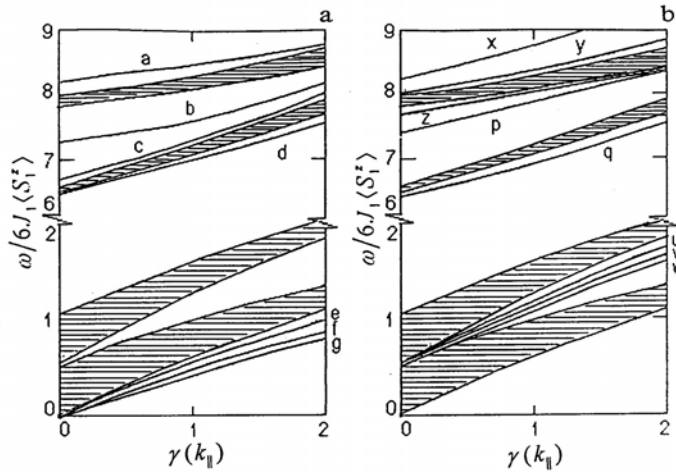


Рис.3.

Дисперсионные кривые для ПСВ в ФППСР. Штрихованная часть есть область ОСВ, а не относящиеся к поверхности параметры выбраны в соответствии с Рис.2с.

а) Для случая, когда поверхность состоит из материала «1»: акустическим ветвям a, d, e, f, g соответствуют значения отношений $I_s/J_1 = 32, 29, 32, 29, 10$; оптическим ветвям b, c — $I_s/J_1 = 29, 10$; в) для случая, когда поверхность состоит из материала «2»: акустическим ветвям x, y, q соответствуют значения отношений $I_s/J_1 = 32, 29, 24$, оптическим ветвям z, p, u, v, w — $I_s/J_1 = 32, 29, 32, 29, 24$ соответственно. Во всех случаях принято $\langle S_s^z \rangle = \langle S_1^z \rangle = \langle S_2^z \rangle$, $J_s = J_r$ ($r = 1; 2$).

На Рис.3. представлены поверхностные акустические и оптические моды в ФППСР. Акустические и оптические ПСВ появляются как в области низких, так и в области высоких частот. Количество акустических и оптических ветвей может меняться в зависимости от выбора параметров. При выборе параметров для случая, соответствующего Рис.3, если на границе находится материал со слабым (d-d) или (f-f) обменным взаимодействием, то в области малых частот появляются только акустические моды (Рис.3а), в противном же случае – только оптические (Рис.3б). Помимо этого, оптические спиновые ветви располагаются в пространстве между зонами ОСВ. При сильном различии s-d (s-f) обменного взаимодействия в слоях, находящихся на границе и внутри СР, кривые, описывающие ПСВ, сильно удалены от зон ОСВ.

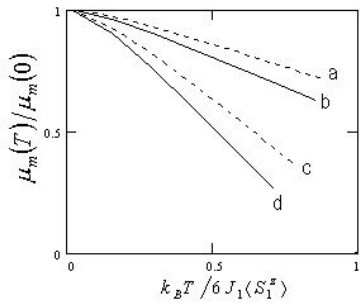


Рис. 4

Температурная зависимость намагниченности локализованных спинов СР для случая $g_1 \mu_B H_0 / J_1 \langle S_1^z \rangle = 0.05$, $g_2 = g_e = 0.4 g_1$, $J/J_1 = 0.5$, $\langle S_1^z \rangle = \langle S_2^z \rangle = 1$, $\langle s_1^z \rangle = \langle s_2^z \rangle = 0.5$ ветвям a и b соответствуют значения отношений $I_1/J_1 = I_2/J_1 = 12$, а ветвям c и d — $I_1/J_1 = I_2/J_1 = 8$. Сплошная линия соответствует намагничиванию спинов слоя из материала «1», а пунктирная линия — «2».

На Рис.4. приведена температурная зависимость локальной намагниченности в низкотемпературном пределе. Намагниченность значительно больше в том слое, где обмен

между локализованными спинами сильнее, а при высоких температурах она естественно стремится к нулю. Намагниченность слоев также возрастает при увеличении обменного взаимодействия между ионами, принадлежащим к различным слоям СР. Кроме этого при ослаблении s-d (s-f) взаимодействия локальная намагниченность также ослабляется и стремится к нулю при более низких температурах.

1. Feng Chen and H.K.Sy, *J. Phys. Condens. Matter.*, **7** (1995) 6591.
2. R.E. Camley and R.L.Stamps, *J.Phys. Condens. Matter.*, (1993) 3727.
3. V.S.Tagiyev, V.A.Tanriverdiyev, S.M.Seyid-Rzayeva, M.B.Guseynov, *Fizika, Baku*, **6** №1 (2000) 33.
4. Yi-fang Zhou, Tsung-han Lin, *Physics Lett.*, **257** (1989) A134.
5. H. T. Diep, *Physics Lett.*, A138 69 (1989).
6. Sudha Gopalan and M.G.Cottam., *Phys. Rev.*, B42 16 (1990) 10311.
7. J.M.Wesselinova, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **120** (1983) 585.
8. A.Babcenco and M. G.Cottam, *J. Phys. C*, **14** (1981) 5347.
9. D. Н.Зубарев, *УФН*, **LXXI** (1960) 1.
10. С. В.Тябликов, *Методы квантовой теории магнетизма*, Наука, М, (1965).
11. J.M.Wesselinova, E.Kroumova, N.Teofilov, W.Nolting, *Phys. Rev.*, **B57** (1998) 11.
12. V.A.Tanriverdiyev, V.S.Tagiyev, M.B.Guseynov, *Transactions, Azerbaijan Academy of Sciences*, **20** №2 (2000)
13. Song-Tao Dai, Zhen-Ya Li, *Phys. Lett.*, **146** (1990) 450.
14. A.Mauger, D.L.Mills, *Phys. Rev.*, B29, **7** (1983) 3815.
15. R.Richer, J.G.Gay, J.R.Smith, *Phys. Rev. Lett.*, **54** (1985) 54.
16. R.H.Victora, L.M.Falicov, *Phys. Rev.*, **B31** (1985) 7335.
17. V. A.Tanriverdiyev, V.S.Tagiyev, S.M.Seyid-Rzayeva, *Fizika, Baku*, 6 28 (2000).
18. R. E.DeWames and T.Wolfram, *Phys. Rev.*, **185** (1969) 720.

**FERROMAQNİT YARIMKEÇRİCİ YARIM MƏHDUD İFRAT QƏFƏSDƏ SƏTH VƏ HƏSM
SPİN HƏYACANLAMALARININ NƏZƏRİYYƏSİNƏ DAİR**

V.Ə.TANRIVERDİYEV, V.S.TAĞIYEV, S.M.SEYİD-RZAYEVA

İki müxtəlif sadə-kubik Heyzenberq ferromaqnit atom layların növbələşməsindən alınan ferromaqnit yarımkeçirici yarım məhdud ifrat qəfəsdə səth və həsm spin həyacanlamaları tədqiq edilir. Qrin funksiyası metodu ilə bu ifrat qəfəsdə yayılan səth və spin dalğaları üçün dispersiya tənliyi, həmçinin lokal spinlərin maqnitləşməsinin temperatur asılılığı tapılır. Alınmış nəticələr **kimiyyətə** təsvir edilir.

**TO THE THEORY OF SURFACE AND BULK SPIN EXCITATIONS OF FERROMAGNETIC
SEMICONDUCTORS SUPERLATTICE**

V.A.TANRIVERDIYEV, V.S.TAGIYEV, S.M.SEYİD- RZAYEVA

Surface and bulk spin excitations of ferromagnetic semiconductors superlattice formed alternating atomic layers of two different simple-cubic Heisenberg ferromagnetic are considered. Dispersion equation for surface and bulk spin waves propagating in the superlattice, and also temperature dependence of magnetization for local spins are derived by Green function method. The results are illustrated numerically.

Редактор: М.Алиев