

УДК 621.315.592;538.955—405

© 1993

ПОВЕРХНОСТНЫЕ СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В ОГРАНИЧЕННОЙ МАГНИТНОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ

Н. Ф. Гашимзаде, Р. Т. Тагиева

Для полуограниченной магнитной сверхрешетки, состоящей из чередующихся слоев двух простых кубических ферромагнетиков, методом матрицы перехода получены поверхностные состояния, локализованные вблизи границы СР с непрерывной магнитной средой. Рассчитана зависимость частот от периода СР. Нарушение периодичности вдоль оси СР приводит к возникновению двух типов поверхностных волн: волн, сильно затухающих при удалении от поверхности и «не чувствующих» дополнительный периодический потенциал СР, и волн, проникающих в СР и в магнитную среду. Частоты этих волн существенно зависят от параметров СР.

Достижения в технологии выращивания слоистых периодических структур вызвали в последние годы бурное развитие исследований физики этих систем. С недавнего времени немалое внимание уделяется свойствам так называемых магнитных сверхрешеток (СР), образованных слоями с различными магнитными характеристиками. В таких системах экспериментально и теоретически изучались энергетические спектры различных возбуждений, в том числе и спиновых волн [¹⁻³]. Теоретически спектр спиновых волн в магнитной СР рассчитывался в магнитостатическом пределе [^{1, 3}], а также с учетом обмена [^{4, 5}] и запаздывания [⁶⁻⁸]. Настоящая работа посвящена исследованию распространения спиновых волн вдоль границы магнитной СР с магнитной средой (подложкой).

Рассматриваемая нами система изображена на рис. 1. Для простоты предполагаем, что СР составлена из чередующихся слоев двух простых кубических ферромагнетиков с одинаковой постоянной решетки. Элементарная ячейка СР состоит из n_1 атомных плоскостей одного вещества и n_2 атомных плоскостей другого. Магнитная среда также является ферромагнитной и имеет кубическую структуру с той же постоянной решетки. Каждая из компонент СР характеризуется следующими объемными параметрами: обменным интегралом $J^{(i)}$, множителем Ланде $g^{(i)}$ и спином $S^{(i)}$ ($i = 1, 2$). При расчетах будем учитывать только обменное взаимодействие между ближайшими соседями, а также считать, что границы раздела между слоями являются резкими, конфигурация спинов и величина локального намагничивания вблизи гетерограниц не изменяется по сравнению с объемом.

Граница СР с магнитной средой совпадает с плоскостью $z = 0$. Область $z < 0$ занята магнитной средой. Наша задача заключается в том, чтобы найти состояния, локализованные вблизи границы между СР и магнитной средой. Ограничение СР, с одной стороны, приводит к нарушению периодичности вдоль оси z и возникновению затухающих состояний. Нас интересуют состояния, затухающие в обе стороны от границы.

В приближении случайных фаз уравнение движения для спиновых операторов имеет вид

$$i\hbar \cdot \partial S_i^+ / \partial t = g\mu_B H S_i^+ + \langle S_z \rangle \sum J_{ij} (S_i^+ - S_j^+). \quad (1)$$

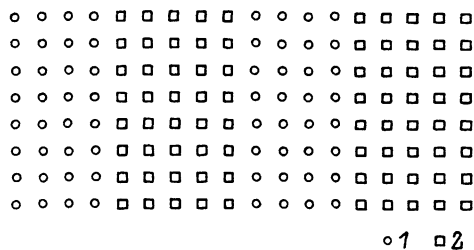


Рис. 1. Магнитная сверхрешетка, состоящая из чередующихся слоев двух простых кубических ферромагнетиков с одинаковой постоянной решетки. Элементарная ячейка состоит из n_1 атомных плоскостей одного вещества (1) и n_2 атомных плоскостей другого (2). В перпендикулярном к плоскости рисунка направлении СВ считается бесконечной.

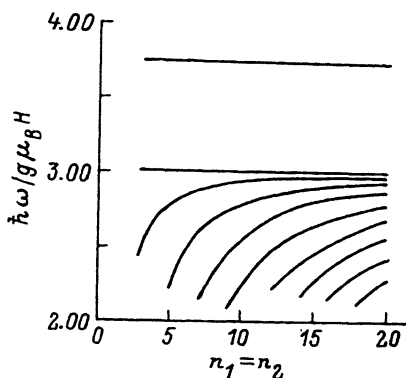


Рис. 2. Зависимость частоты поверхностных спиновых волн, локализованных вблизи границы СВ с непрерывной магнитной средой, от периода сверхрешетки.

Возникают два типа поверхностных волн: 1) волны, частоты которых существенно зависят от периода СВ; 2) волны, сильно затухающие при удалении от поверхности и «не чувствующие» магнитную СВ.

Здесь суммирование ведется по j ближайшим соседям i -го узла в 1 или 2 компоненте СВ; $S_i^+ = S_j^x + iS_j^y$, H — внешнее магнитное поле, приложенное вдоль оси СВ, т. е. вдоль оси z .

Считая СВ бесконечной в направлении, перпендикулярном ее оси, решение (1) будем искать в виде

$$S_i^+ = [A_l \cos k_1 (z_i - z_{l1}) + B_l \sin k_1 (z_i - z_{l1})] \exp(i(k_x x_i + k_y y_i)) \exp(-i\omega t) \quad (2)$$

в первой компоненте и

$$S_i^+ = [C_l \cos k_2 (z_i - z_{l2}) + D_l \sin k_2 (z_i - z_{l2})] \exp(i(k_x x_i + k_y y_i)) \exp(-i\omega t) \quad (3)$$

во второй компоненте. Для удобства здесь введена координата крайней левой плоскости ($i = 1, 2$) l -й ячейки сверхрешетки.

Волновой вектор $K^i(k_x, k_y, k_i)$ определяется из дисперсионного уравнения для объемных спиновых волн

$$\hbar\omega_i = g\mu_B H + 2J_i \langle S_z \rangle (3 - \cos k_x a - \cos k_y a - \cos k_i a). \quad (4)$$

Записывая уравнение движения для спиновых операторов на границе между компонентами СВ и обозначая через J обменную константу между ними, получим следующую связь между амплитудами:

$$\begin{bmatrix} C_l \\ D_l \end{bmatrix} = \hat{T}_{12} \begin{bmatrix} A_l \\ B_l \end{bmatrix} = \hat{T}_{12} \hat{T}_{21} \begin{bmatrix} C_{l-1} \\ D_{l-1} \end{bmatrix} = \hat{T} \begin{bmatrix} C_{l-1} \\ D_{l-1} \end{bmatrix}. \quad (5)$$

Здесь l — номер элементарной ячейки СВ. Матрицы \hat{T}_{ij} соответствуют переходу из i -й компоненты в j -ю компоненту элементарной ячейки СВ в положительном направлении оси z , а матрица \hat{T} есть полная матрица перехода через элементарную ячейку СВ и, как можно показать, удовлетворяет условию

$$\det \hat{T} = 1.$$

Поскольку рассматриваемая система при $z > 0$ является периодической, а нас интересуют состояния, локализованные вблизи поверхности $z = 0$, т. е. затухающие в направлении $z > 0$, то собственное значение матрицы перехода через элементарную ячейку СР \hat{T} , описывающее эти состояния, можно выбрать в виде $\exp(-\beta d)$. Оно является решением следующего уравнения:

$$(1/2)(\lambda + 1/\lambda) = \text{ch } \beta d = (1/2) T_1 \hat{T}. \quad (6)$$

Величина $(\text{Re } \beta)^{-1} > 0$ характеризует глубину проникновения поверхностного состояния в СР.

Записывая уравнение движения для пограничных слоев на переходе СР—магнитная среда, получим дисперсионное уравнение для спиновых волн, распространяющихся вдоль границы

$$\tilde{J} - J_0(1 - \exp(\beta' a)) = \tilde{J}^2 (\tilde{J} - J_2 \gamma_2 - J_2 \sin k_2 a W)^{-1}. \quad (7)$$

Здесь J_0 — константа обмена между соседними узлами в магнитной среде, \tilde{J} — константа обмена между средой и СР. Функция W определяется выражением $W = D_1/C_1 = (\lambda - t_{11})/t_{12}$, где t_{ij} — элементы матрицы \hat{T} , приведенные в Приложении. Величина β' характеризует затухание поверхностной волны в глубь магнитной среды и определяется из уравнения (4) с заменой $\cos k_1 a$ на $\text{ch } \beta a$ и подстановкой J_0 вместо J_1 .

Результаты численных расчетов приведены на рис. 2. Рассмотрен частный случай, когда среда выбрана из того же материала, что и слои типа 1 в СР. Рассчитана зависимость частот от периода СР при заданных параметрах J , J_1 , J_2 (для определенности принято, что $n_1 = n_2 = n$). Каждому значению n соответствует набор частот спиновых волн, которые локализованы вблизи границы. Как видно из рис. 2, существуют два типа поверхностных волн. К первому типу относятся волны, частоты которых не зависят от периода сверхрешетки и удовлетворяют условию

$$\hbar\omega > \hbar\omega_1 = g_1 \mu_B H + 4SJ_1.$$

Эти затухающие состояния лежат в верхних запрещенных зонах, соответствующих мнимым или комплексным значениями волновых векторов k_1 и k_2 в обеих компонентах СР. Волны, частоты которых попадают в запрещенные зоны, лежащие в области

$$\hbar\omega_1/g\mu_B < \hbar\omega/g\mu_B < \hbar\omega_2/g\mu_B,$$

существенно зависят от параметров сверхрешетки. В области $1 < \hbar\omega/g\mu_B < \hbar\omega_1/g\mu_B$ запрещенные зоны очень узкие и локализованные поверхностные состояния не возникают.

Таким образом, на границе полуограниченной СР с магнитной средой могут существовать два типа волн: волны, сильно затухающие при удалении от поверхности и «не чувствующие» дополнительный периодический потенциал СР, и волны, локализованные вблизи поверхности и проникающие в СР и в магнитную среду. Частоты этих волн существенно зависят от параметров СР, а амплитуды сильно затухают в области

$$\hbar\omega > \hbar\omega_2 = g_2 \mu_B H + 4SJ_2.$$

ПРИЛОЖЕНИЕ

Элементы матрицы \hat{T} имеют следующий вид:

$$t_{11} = (J_1 (J \cos k_2 \alpha_2 + J_2 \tilde{\gamma}_4) (J \gamma_3 + J_1 (\tilde{\gamma}_3 \sin k_1 a - \gamma_3 \gamma_1)) + \\ + JJ_2 \tilde{\gamma}_4 (J_1 \gamma_3 + J \sin k_1 \alpha_1)) / J^2 J_1 \sin k_1 a,$$

$$t_{12} = (J_1 (J \sin k_2 \alpha_2 + J_2 \gamma_4) (J \gamma_3 + J_1 (\tilde{\gamma}_3 \sin k_1 a - \gamma_3 \gamma_1)) + \\ + JJ_2 \gamma_4 (J_1 \gamma_3 + J \sin k_1 \alpha_1)) / J^2 J_1 \sin k_1 a,$$

$$\gamma_j = 1 - \cos k_j a,$$

$$j_{i+2} = \sin k_i d_i - \sin k_i \alpha_i,$$

$$\tilde{\gamma}_{i+2} = \cos k_i d_i - \cos k_i \alpha_i,$$

$$\alpha_i = d_i - a,$$

$$d_i = n_i a.$$

Список литературы

- [1] Camley R. E., Rahman T. S., Mills D. L. // Phys. Rev. 1983. V. B27. P. 261.
- [2] Camley R. E., Mills D. L. // Phys. Rev. 1984. V. B29. P. 1695.
- [3] Villeret M., Rodrigues S., Kartheuser E. // Phys. Rev. 1989. V. B39. P. 2583.
- [4] Barnas J. // J. Phys. C: Solid State Phys. 1988. V. 21. N 5. P. 1021.
- [5] Albuquerque E. L. et al. // Solid State Commun. 1986. V. 58. P. 41.
- [6] Barnas J. // J. Phys. C: Solid State Phys. 1988. V. 21. N 22. P. 4097.
- [7] How W., Vittoria C. // Phys. Rev. 1989. V. B39. P. 6823.
- [8] Barnas J. // J. Phys. Condensed Matter. 1990. V. 2. N 34. P. 7173.

Институт физики АН Азербайджана
Баку

Поступило в Редакцию
26 июня 1992 г.