ФИЗИКА МЕТАЛЛОВ И МЕТАЛЛОВЕДЕНИЕ, 2021, том 122, № 4, с. 384–387

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 537.622;538.931;621.318.1

ВОЛНОВАЯ ДИНАМИКА НАМАГНИЧЕННОСТИ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПРИМЕСИ В ПАРАМАГНИТНОЙ МАТРИЦЕ

© 2021 г. К. Б. Циберкин*

Пермский государственный национальный исследовательский университет, ул. Букирева, 15, Пермь, 614990 Россия

**e-mail: kbtsiberkin@psu.ru*

Поступила в редакцию 05.08.2020 г.
После доработки 11.12.2020 г.
Принята к публикации 13.12.2020 г.

Представлены вывод и результаты анализа уравнений динамики намагниченности разбавленного магнитного композита, полученного внедрением ферромагнитных ионов в парамагнитную проводящую матрицу. Ионы примеси связаны между собой косвенным обменным взаимодействием и с матрицей – дипольным взаимодействием. Система помещена в постоянное однородное магнитное поле. Найдены условия существования бегущих волн намагниченности ферромагнитной подсистемы. Минимальная длина волны определяется концентрацией примесных ионов и средней энергией косвенного обменного взаимодействия. При ее положительном знаке возможна реализация бегущих волн намагниченности в широком диапазоне параметров. В случае преобладания антиферромагнитного характера связи ионов примеси волновые решения становятся неустойчивыми.

Ключевые слова: сплошная среда, волна намагниченности, разбавленные магнитные материалы

DOI: 10.31857/S0015323021040112

ВВЕДЕНИЕ

Исследование свойств различных магнитных композитов представляет интерес в связи с проблемами разработки новых систем хранения, обработки и передачи информации с помощью спиновых магнитных моментов. Для этого важны материалы, свойства которых управляются приложенным магнитным полем. Значительную роль в таких системах играют протяженные и локализованные волны намагниченности, генерация и управление которыми требует меньших энергетических затрат и обеспечивает высокое быстродействие электронных устройств по сравнению с непосредственным управлением движением носителей электрического заряда. Для обеспечения эффективности разрабатываемых устройств необходимо знать возможные длины генерируемых волн намагниченности и области их устойчивости при различных значениях управляющих параметров [1, 2].

Особое место среди магнитных композитов занимают разбавленные магнитные полупроводники на основе Ge, GaAs, Si, в решетку которых встроена ферромагнитная примесь, например, ионы Mn. Их электронные свойства мало отличаются от чистого материала, однако благодаря влиянию примесных атомов на окружение возникает возможность управления проводимостью материала приложением магнитного поля [3–7]. В разбавленном композите расстояние между ферромагнитными ионами в общем случае велико, а их расположение характеризуется высокой степенью беспорядка. Это осложняет построение микроскопических моделей динамики намагниченности таких систем, однако их качественное описание может быть получено с использованием приближений среднего поля или численного моделирования.

В данной работе представлен вывод уравнений спиновой динамики парамагнитной матрицы и внедренной в нее в малой концентрации ферромагнитной примеси, на основе приближения сплошной среды. Проанализированы условия существования решений в виде бегущих волн намагниченности и влияние взаимодействия между магнитными подсистемами.

УРАВНЕНИЯ СПИНОВОЙ ДИНАМИКИ РАЗБАВЛЕННОГО МАТЕРИАЛА

Рассматривается разбавленный магнитный композит, сформированный внедрением ионов ферромагнитного элемента в проводящую парамагнитную матрицу. Концентрация ионов мала, и

спонтанная намагниченность системы отсутствует Система помещена в постоянное однородное магнитное поле. Ионы примеси располагаются на больших расстояниях и поэтому взаимодействуют между собой посредством РККИ-механизма. Существует также дипольное взаимодействие примеси с узлами матрицы. При этом предполагается, что дипольными взаимодействиями магнитных моментов внутри нее можно пренебречь.

Спиновый гамильтониан материала с учетом описанных взаимодействий, нормированный на энергию Зеемана во внешнем поле, имеет следующий вид:

$$\frac{\hat{H}}{\hbar\omega_0} = -\sum_j \sigma_j^z - \gamma\sum_k S_k^z + \sum_{kl} J_{kl}\vec{S}_k\cdot\vec{S}_l + \\ + 8\gamma Z n_S p_p \sum_{jk}(1-3\cos^2\theta_{jk})\times \\ \times\left(\sigma_j^z S_k^z - \frac{1}{4}\left(\sigma_j^+ S_k^- + \sigma_j^- S_k^+\right)\right);\quad \gamma = \frac{\gamma_S}{\gamma_\sigma},\quad p_p = \frac{\hbar\gamma_\sigma^2}{\omega_0 a_0^3}, \tag{1}$$

где ω_0 – ларморовская частота прецессии магнитных моментов матрицы в приложенном поле, σ, S, γ_σ, γ_S – операторы спиновых моментов и гиромагнитные отношения ионов матрицы и примеси, соответственно, n_S – концентрация ионов примеси, p_p, J_{kl} – безразмерные параметры дипольного и обменного взаимодействия, соответственно, θ_{jk} – угол между направлением внешнего поля и радиус-вектором, соединяющим узел матрицы j и ион примеси k, a_0 – постоянная решетки. Верхние индексы $\pm$ обозначают циклические компоненты операторов момента. Полагая, что количество ионов примеси в среднем не превышает одного на элементарную ячейку, содержащую Z ионов, можно считать, что расстояние между ними в среднем равно $a_0/2$. При этом доля ячеек матрицы, которая вносит вклад в дипольную энергию, равна n_S. Эти особенности учтены посредством множителя $8n_S$ перед последним членом гамильтониана.

При рассмотрении свойств системы, находящейся в состоянии, близком к насыщению, удобно перейти от спиновых операторов к операторам рождения и уничтожения спиновых отклонений [8]:

$$\sigma_j^z = \sigma - \alpha_j^\dagger\alpha_j,\quad \sigma_j^+ \approx \sqrt{2\sigma}\alpha_j,\quad \sigma_j^- \approx \sqrt{2\sigma}\alpha_j^\dagger; \\ S_k^z = \sigma - \beta_k^\dagger\beta_k,\quad S_k^+ \approx \sqrt{2\sigma}\beta_k,\quad S_k^- \approx \sqrt{2\sigma}\beta_k^\dagger, \tag{2}$$

где α_j, β_k – независимые бозевские операторы, действующие на соответствующих ионах матрицы и примеси. В этих терминах значимая часть гамильтониана (1) записывается следующим образом:

$$\frac{\hat{H}}{\hbar\omega_0} = \sum_j \alpha_j^\dagger\alpha_j + \gamma\sum_k \beta_k^\dagger\beta_k + \\ + S\sum_{kl} J_{kl}\left(\beta_k^\dagger\beta_j + \beta_k\beta_j^\dagger - 2\beta_k^\dagger\beta_k\right) - 8\gamma Z n_S p_p \times \\ \times\sum_{jk}(1-3\cos^2\theta_{jk})\left(2S\alpha_j^\dagger\alpha_j + 2\sigma\beta_k^\dagger\beta_k + \right. \\ \left. + \frac{\sqrt{\sigma S}}{2}\left(\alpha_j\beta_k^\dagger + \alpha_j^\dagger\beta_k\right) - \alpha_j^\dagger\beta_k^\dagger\alpha_j\beta_k\right). \tag{3}$$

Эволюция операторов α_j, β_k дается уравнениями Гейзенберга:

$$\frac{dA}{dt} = i\left[\hat{H}, A\right]. \tag{4}$$

После вычисления коммутаторов с учетом взаимодействий только с ближайшими соседями получаются следующие уравнения:

$$i\frac{d\alpha_j}{dt} = \alpha_j - 8\gamma Z n_S p_p \sum_\lambda (1-3\cos^2\theta_\lambda)\times \\ \times\left(2S\alpha_j + \frac{\sqrt{\sigma S}}{2}\beta_\lambda - \alpha_j\beta_\lambda^\dagger\beta_\lambda\right), \\ i\frac{d\beta_k}{dt} = \gamma\beta_k + S\sum_\mu J_\mu\left(\beta_\mu + \beta_{-\mu} - 2\beta_k\right) - \\ - 8\gamma Z n_S p_p \sum_\lambda (1-3\cos^2\theta_\lambda)\times \\ \times\left(2\sigma\beta_k + \frac{\sqrt{\sigma S}}{2}\alpha_\lambda - \beta_k\alpha_\lambda^\dagger\alpha_\lambda\right), \tag{5}$$

где индексы λ, μ обозначают радиус-векторы по направлению от данного узла к его ближайшим соседям в подсистемах примеси и матрицы.

ПРИБЛИЖЕНИЕ СПЛОШНОЙ СРЕДЫ

Система (5) содержит N нелинейных дифференциальных уравнений для узлов матрицы и $N\cdot n_S$ уравнений для примесных ионов, что делает ее анализ для физических размерностей задачи крайне сложным. Нелинейность системы также ограничивает возможность применения Фурье-образом операторов. Эффективным приемом работы с подобными задачами является переход к пределу сплошной среды [9]. Полагая операторы α_j, β_k непрерывными функциями $\alpha(r_j)$, $\beta(r_k)$ и применяя разложения в ряды Тейлора вида

$$f_\lambda \approx f(\vec{r}_j) \pm \nabla f\cdot\vec{\lambda} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 f}{\partial x^p\partial x^q}\lambda^p\lambda^q, \tag{6}$$

уравнения (5) можно преобразовать в систему двух уравнений в частных производных. Учитывая, что примесь распределена в решетке случай-

ным образом, можно усреднить уравнения по углам θ_λ и векторам μ:

$$\left\langle \cos^2\theta_\lambda \right\rangle = \frac{1}{2}, \quad \sum_\mu J_\mu \left(\beta_\mu + \beta_{-\mu} - 2\beta_k\right) \approx$$
$$\approx \sum_\mu J_\mu \frac{\partial^2\beta}{\partial x^p \partial x^q}\mu^p\mu^q \approx \left\langle J_\mu \frac{\partial^2\beta}{\partial x^p \partial x^q}\mu^p\mu^q \right\rangle \approx \tag{7}$$
$$\approx \left\langle J_\mu \right\rangle a_0^2 n_S^{-2/3}\Delta\beta.$$

Величина $a_0^2 n_S^{-2/3}$ определяет средний квадрат расстояния между ионами примеси $\left\langle \mu^2 \right\rangle$.

Таким образом, уравнения для динамики циклических компонент векторов намагниченности матрицы m и примеси M, которым с точностью до множителя равны введенные операторы спиновых отклонений (2), принимают вид:

$$i\frac{\partial m}{\partial t} = (1 + 4Sa)m + 2\sigma a M + \frac{\sigma a a_0^2}{8}\Delta M + 4a|M|^2 m,$$
$$i\frac{\partial M}{\partial t} = (\gamma + 4\sigma a)M + Sa_0^2 n_S^{-2/3}\left\langle J_\mu \right\rangle \Delta M + \tag{8}$$
$$+ 2Sam + \frac{Saa_0^2}{8}\Delta m + 4a|m|^2 M, \quad a = Z\gamma p_p n_S.$$

Полученная система уравнений для динамики компонент намагниченности в целом соответствует уравнениям Ландау–Лифшица. При учете взаимодействий внутри парамагнитной матрицы первое уравнение дополнится слагаемым вида $p_p\Delta m$, точная структура которого будет определяться кристаллической решеткой матрицы и ориентацией приложенного магнитного поля относительно нее.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ НАМАГНИЧЕННОСТИ

Уравнения (8) допускают широкий спектр разнообразных решений [10]. С точки зрения управления динамикой магнитных моментов и технологических приложений наибольший интерес представляют решения в виде протяженных и локализованных бегущих волн.

Простейшее решение подобного рода может быть получено в приближении, что намагниченность матрицы совершает однородную прецессию в магнитном поле (первое слагаемое в уравнении для m, см. (8)), а эволюция примесных ионов не оказывает на нее влияния. Тогда:

$$m = m_0 \exp\{-i(1 + 4Sa)t\} = m_0 \exp\{-i\omega t\},$$
$$m_0^2 = \left(\gamma_\sigma \sigma\right)^2 - \left(M^z\right)^2, \tag{9}$$

где амплитуда m_0 в равновесном состоянии определяется функцией Бриллюэна для спина σ. В уравнении для M возникает гармоническая неоднородность:

$$i\frac{\partial M}{\partial t} = \left(\gamma + 4\sigma a + 4a|m_0|^2\right)M +$$
$$+ Sa_0^2 n_S^{-2/3}\left\langle J_\mu \right\rangle \Delta M + 2Sam_0 \exp\{-i\omega t\}. \tag{10}$$

Это уравнение допускает решение вида:

$$M = V(\vec{n}\cdot\vec{r} - ct)\exp\{i(\vec{q}\cdot\vec{r} - \omega t)\}, \quad \vec{n} = \frac{\vec{q}}{q}, \tag{11}$$

где q – волновой вектор, c – скорость распространения огибающей.

Огибающая определяется линейным дифференциальным уравнением:

$$Sa_0^2 n_S^{-2/3}\left\langle J_\mu \right\rangle V'' + i\left(c + 2Sa_0^2 n_S^{-2/3}\left\langle J_\mu \right\rangle q\right)V' +$$
$$+ \left((\gamma - 1) + 4a(\sigma - S) + 4a|m_0|^2 - \right. \tag{12}$$
$$\left. - Sa_0^2 n_S^{-2/3}\left\langle J_\mu \right\rangle q^2\right)V + 2Sam_0 = 0.$$

Требование вещественности функции V позволяет найти скорость волны:

$$c = -2Sa_0^2 n_S^{-2/3}\left\langle J_\mu \right\rangle q. \tag{13}$$

Сама же огибающая имеет вид:

$$V = A\cos\left(k(\vec{n}\cdot\vec{r} - ct) + \varphi\right) - \frac{2an_S^{2/3}|m_0|}{\left\langle J_\mu \right\rangle a_0^2 k^2},$$
$$k^2 = \frac{(\gamma - 1) + 4a(\sigma - S) + 4a|m_0|^2}{Sa_0^2 n_S^{-2/3}\left\langle J_\mu \right\rangle} - q^2. \tag{14}$$

Константы A, φ определяются начальным состоянием системы. Постоянный член в полученном решении означает, что взаимодействие с матрицей в отсутствие других возмущений вызывает однородную прецессию намагниченности примесных ионов с частотой ω.

Видно, что существует ограничение на волновое число q, определяемое соотношением $k^2 > 0$:

$$q^2 < \frac{(\gamma - 1) + 4\gamma p_p n_S\left((\sigma - S) + |m_0|^2\right)}{Sa_0^2\left\langle J_\mu \right\rangle} n_S^{2/3}. \tag{15}$$

Существуют бегущие волны только достаточно большой длины. Волны малых длин являются неустойчивыми. Увеличение поперечной намагниченности матрицы расширяет диапазон допустимых длин волн.

В частном случае равенства гиромагнитных отношений и спиновых моментов ионов матрицы и примеси выражение для критического волнового числа упрощается:

$$q^2 < \frac{4\gamma p_p |m_0|^2}{Sa_0^2\left\langle J_\mu \right\rangle} n_S^{5/3}. \tag{16}$$

Отсюда следует, что критическая длина волны, при которой она становится неустойчивой, пропорциональна отношению дипольной и обменной энергии взаимодействия в системе. При $\gamma \sim 1$, $S \sim 1/2$, $p_p/\langle J_\mu \rangle \sim 0.1$, $a_0 \sim 0.5$ нм, и концентрации примеси порядка 10%, что типично для реализуемых на практике разбавленных полупроводников (Ge : Mn, Si : Mn, GaSb : Mn и др. [11]), оценка характерного минимального значения длины волны составляет около 50 нм при $|m_0|^2 \sim 0.4$.

Из (15) и (16) следует, что если доминирующее взаимодействие в примесной подсистеме носит ферромагнитный характер, то при достаточно большой поперечной намагниченности всегда возможно возникновение бегущих волн. При ослаблении обменного взаимодействия ионов примеси происходит расширение спектра разрешенных длин волн. Напротив, в случае антиферромагнитной связи примесных ионов и их малой концентрации правая часть неравенства (15) всегда будет отрицательной, и волны намагниченности будут неустойчивы независимо от их длины.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены уравнения, описывающие динамику намагниченности разбавленного композита в приближении сплошной среды, во внешнем магнитном поле, с учетом косвенного обменного взаимодействия примесных атомов между собой и дипольного взаимодействия их с парамагнитной матрицей. Показана возможность реализации бегущих волн намагниченности при ферромагнитном характере взаимодействия примеси.

Определен интервал разрешенных волновых чисел, за пределами которого бегущая волна становится неустойчивой. Критическое значение длины волны определяется в первую очередь концентрацией примеси и средним значением энергии обменного взаимодействия.

Регулируя величину поперечной намагниченности матрицы с помощью изменения температуры или напряженности внешнего магнитного поля, возможно сдвигать границу интервала разрешенных длин волн.

Работа выполнена при поддержке Совета по грантам Президента Российской Федерации, проект № МК-1422.2020.2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Hirohata A., Yamada K., Nakatani Yo., Prejbeanu I.-L., Diény B., Pirro P., Hillebrands B.* Review on spintronics: Principles and device applications // J. Magn. Magn. Mater. 2020. V. 509. P. 166711.
2. *Kosevich A.M., Ivanov B.A., Kovalev A.S.* Magnetic solitons // Physics Reports. 1990. V. 194. P. 117–238.
3. *Dietl T.* A ten-year perspective on dilute magnetic semiconductors and oxides // Nature Materials. 2010. V. 9. P. 965–974.
4. *Gosling T.G., Willis J.R., Bullough R.* The energetics of dislocation array stability in strained epitaxial layers // J. Appl. Phys. 1993. V. 73. № 12. P. 8297–8303.
5. *Кусраев Ю.Г.* Спиновые явления в полупроводниках // УФН. 2010. Т. 180. № 7. С. 759–773.
6. *Dietl T., Ohno H.* Dilute ferromagnetic semiconductors: Physics and spintronic structures // Rev. Mod. Phys. 2014. V. 86. P. 187–251.
7. *Chakraborty A., Bouzerar G.* Long wavelength spin dynamics in diluted magnetic systems: Scaling of magnon lifetime // J. Magn. Magn. Mater. 2015. V. 381. P. 50–55.
8. *Holstein T., Primakoff H.* Field dependence of the intrinsic domain magnetization of a ferromagnet // Physical Review. 1940. V. 58. P. 1098–1113.
9. *Циберкин К.Б.* Нелинейные волны и солитоны намагниченности в парамагнетике с дипольным взаимодействием // ЖЭТФ. 2018. Т. 154. Вып. 6(12). С. 1151–1159.
10. *Полянин А.Д.* Справочник по линейным уравнениям математической физики. М.: Физматлит, 2001. 576 с.
11. *Демидов Е.С., Подольский В.В.* Новые ферромагнитные полупроводники и сплавы на основе соединений III–V, кремния и германия, синтезированные осаждением из лазерной плазмы // Вестник ННГУ. 2010. № 5(2). С. 288–297.