[5] W e b e r E., A l e x a n d e r H. // Solid State Commun. 1980. V. 37. N 5. P. 371-373.
[6] Г о л ь д ф а р б М.В., М о л о ц к и й М.И. Тез. докл. 14-го Всес. Пекаровского совещания по теории полупроводников. Донецк: ДФТИ АН УССР, 1989. С. 53.
[7] O m l i n g P., W e b e r E.R., M o n t e n l i u s L., A l e x a n d e r H., M i c h e l J. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. N 10. P. 6571-6581.
[8] Г л а д к о в С.О., К и к о и н К.А., Ф л е в р о в В.Н. В сб.: Спектроскопия кристаллов. М.: Наука, 1985. С. 195-205.
[9] Б а ж е н о в А.В., К р а с и л ь н и к о в а Л.Л. // ФТТ. 1986. Т. 28. В. 1. С. 235-241.
[10] М о л о ц к и й М.И. // ФТТ. 1988. Т. 30. В. 6. С. 1880-1882.

Воронежский государственный университет

Поступило в Редакцию 1 ноября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 5 12 марта 1990 г.

05.2; 05.4

НЕОДНОРОДНЫЕ МАГНИТНЫЕ СОСТОЯНИЯ НА ГРАНИЦЕ ФЕРРИТ-СВЕРХПРОВОДНИК С РЕШЕТКОЙ ВИХРЕЙ

С.В. М е р и а к р и

Периодические магнитные неоднородности в ферритах вызывают большой практический интерес в связи с использованием их при создании элементов для аналоговой обработки сигналов на основе дифракции спиновых волн [1], или лазерного излучения [2] на этих неоднородностях. Решетки вихрей Абрикосова представляют собой систему периодических магнитных неоднородностей. Поля рассеяния таких периодических магнитных неоднородностей, проникая в феррит, приведенный в контакт со сверхпроводником, вызовут в нем неоднородное магнитное состояние с симметрией и периодичностью решетки вихрей сверхпроводника. В работе рассчитаны неоднородные магнитные состояния, возникающие в однороднонамагниченном феррите, помещенном в нормальное к поверхности магнитное поле H_0, при его контакте со сверхпроводником 2-го рода с решеткой вихрей (треугольной или квадратной). Взаимоное влияние сверхпроводимости вблизи границы раздела сверхпроводник-ферромагнетик исследовалось в ряде работ [3-5]. Так, в [5] показано, что при

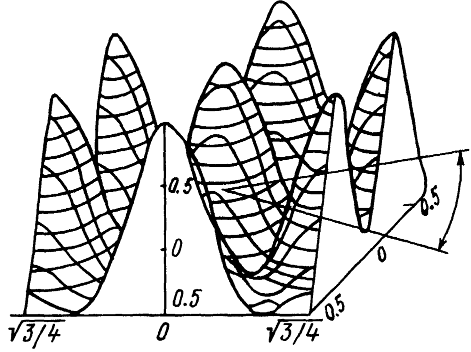

Рис. 1. Распределение $h^{(1)}_{Dz}$ в плоскости X,Y. Треугольная решетка.

определенных условиях (в частности, для сверхпроводников с высокими T_c) в тонкой ферромагнитной пленке при контакте со сверхпроводником возникает мелкомасштабная доменная структура с периодом $a_M \ll \xi_0$ (ξ_0 - длина когерентности сверхпроводника). При этом происходит эффективное усреднение обменного взаимодействия на размерах куперовской пары. В рассматриваемом в работе случае при контакте сверхпроводника с ферритом часть электронов сверхпроводника перейдет в приграничную область феррита. Будем считать, что в такой ситуации, согласно [5], на поверхности феррита образовалась мелкомасштабная доменная структура с толщиной t и периодом $a_M, t \ll \xi_0$. Такая тонкая пленка на поверхности феррита будет экранировать влияние обменного поля объема феррита, так что влияние феррита на сверхпроводник можно считать малым. В связи с этим будем считать, что контакт с ферритом не меняет решетку вихрей сверхпроводника.

Пусть сверхпроводник занимает полупространство $z > 0$, а феррит - $z < 0$. $H_0 > H_{c1}$, $\vec{H}_0 \parallel \vec{OZ}$ и достаточно, чтобы намагнитить феррит до насыщения. Расстояние между вихрями в сверхпроводнике $a \sim \sqrt{\varphi \Phi_0 / H_0}$, где Φ_0 - единичный квант потока, $\varphi = 2/\sqrt{3}$ для треугольной решетки, $\varphi = 1$ - для квадратной. Звезда волновых векторов 1 зоны Бриллюэна $\vec{K}_{1,2} = \pm \vec{i} K$; $\vec{K}_{3,4} = \pm \vec{j} K$ - для квадратной решетки, $\vec{K}_{1,2} = (\frac{1}{2}\vec{i} \pm \frac{\sqrt{3}}{2}\vec{j}) \cdot k$, $\vec{K}_3 = -k \cdot \vec{i}$, $K = 2\pi\varphi/a$; $\vec{i}, \vec{j}$-орты вдоль осей OX, OY. Равновесное распределение намагниченности в феррите определяется совместным решением стационарного уравнения Ландау-Лифшица $[\vec{M}, \delta F/\delta \vec{M}] = 0$ и уравнений магнитостатики. Рассмотрим легкоосный ферромагнетик с легкой осью $\parallel \vec{OZ}$. Свободная энергия имеет вид

$$F = 4\pi M_0^2 \int d\sigma \left\{ \frac{1}{2} \alpha (\nabla \vec{m})^2 + \frac{1}{2} \beta \vec{m}_\perp^2 - h_0 m_z + \frac{\vec{h}_D^2}{2} \right\}.$$

Здесь M_0 – намагниченность насыщения феррита, $\alpha = \mathcal{L}/4\pi$; $\beta = K/4\pi$; $\mathcal{L}$ и $K > 0$ – обменная постоянная и константа одноосной анизотропии, $\vec{m} = \vec{M}/M_0$; $\vec{h}_D = \vec{H}_D/4\pi M_0$, $\vec{M}$ и $\vec{H}_D$ – вектор магнитного момента и размагничивающие поля в феррите, $h_0 = H_0/4\pi M_0$, $\vec{m}_\perp = (m_x, m_y)$. Считая $m_z \gg m_x, m_y$, линеаризуем систему уравнений Ландау–Лифшица и магнитостатики. Решение ищем с учетом симметрии задачи (ось C_4 или C_6) методом, аналогичным работе [6] в виде разложения в ряды Фурье. Для зависимости волнового числа по толщине $q_{(l)}$ от модуля волнового вектора l-ой зоны Бриллюэна получаем уравнение

$$q_{(l)}^4 + q_{(l)}^2 \left(2K_{(l)}^2 + \frac{\beta + h_0}{\alpha}\right) + K_{(l)}^2 \left[\frac{\beta + h_0 + 1}{\alpha} + K_{(l)}^2\right] = 0. \qquad (1)$$

Исследования (1) для $\alpha = 3.1 \cdot 10^{-11}$ см^2 (ЖИГ) $0 < \beta < 10$, 50 Э $< H_0 < 10^4$ Э; $4\pi M_0 = 1750$ Э показали, что для $\beta \ll 1$ во всем диапазоне полей будут существовать 2 поверхностных неоднородности как для квадратной, так и для гексагональной решетки. $\beta > 1$ – будет существовать 1 поверхностно-объемная неоднородность, для $\beta \sim 1$ возможны либо тот, либо другой случай в зависимости от H_0.

Амплитуды неоднородной намагниченности и полей размагничивания получаем с учетом граничных условий электродинамики в плоскости $z = 0$.

Выпишем здесь решения для первой зоны Бриллюэна $l = 1$ (остальные решения находятся аналогично).

а) Поверхностно-объемные решения:

$$h_{Dz} = \Lambda \cdot [Imq \sin(Req\, z) + Req \cos(Req\, z)] \cdot \Pi,$$

$$h_{Dx} = k\Lambda \sin(Req\, z) \cdot \Pi_x; \qquad m_x = -k\Lambda\sqrt{\rho} \sin(Req\, z + \psi) \cdot \Pi_x,$$

$$h_{Dy} = -k\Lambda \sin(Req\, z) \cdot \Pi_y; \qquad m_y = -k\Lambda\sqrt{\rho} \sin(Req\, z + \psi) \cdot \Pi_y.$$

Здесь $\Lambda = (D/Req) l^{Imq z}$; $D = A/4\pi M_0$; $A = \frac{\Phi_0}{1 + \lambda^2 k^2} J_0(k\xi_0)$;

J_0 – функция Бесселя нулевого порядка, λ – лондоновская глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник,

$$\psi = arctg\left\{2Req \cdot Imq \cdot \left\{\alpha[(Req)^2 - (Imq)^2 + k^2] + \beta + h_0\right\}^{-1}\right\},$$

$$\rho^{-1} = \left\{\left\{\alpha[(Req)^2 - (Imq)^2 + k^2] + (\beta + h_0)\right\}^2 + (2Req\, Imq)^2\right\}^2\},$$

$$\Pi = \cos kx + \cos ky, \quad \Pi_x = \sin kx, \quad \Pi_y = \sin ky -$$

для квадратной решетки;

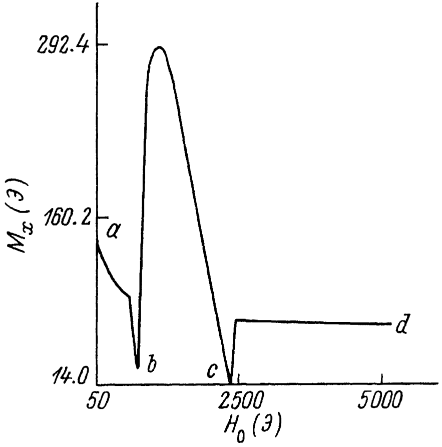

Рис. 2. Зависимость M_x от H_0 для квадратной решетки. $\alpha = 3.1\cdot10^{-11}$ см^2, $\beta = 0.75$, $4\pi M_0 = 1750$ Э. Линии ab и cd соответствуют поверхностной неоднородной намагниченности, линия bc – поверхностнообъемной неоднородности. λ – 2500 А – глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник, $\xi_0 = 20$ А, $H_{c1} = 50$ Э.

$$\Pi = \cos\left(\frac{1}{2}kx + \frac{\sqrt{3}}{2}ky\right) + \cos\left(\frac{1}{2}kx - \frac{\sqrt{3}}{2}ky\right) + \cos kx;$$

$$\Pi_x = \frac{1}{2}\left[\sin\left(\frac{1}{2}kx + \frac{\sqrt{3}}{2}ky\right) + \sin\left(\frac{1}{2}kx - \frac{\sqrt{3}}{2}ky\right) - 2\sin kx\right];$$

$$\Pi_y = \frac{\sqrt{3}}{2}\left[\sin\left(\frac{1}{2}kx + \frac{\sqrt{3}}{2}ky\right) - \sin\left(\frac{1}{2}kx - \frac{\sqrt{3}}{2}ky\right)\right] -$$

для треугольной решетки.

Для поверхностной неоднородности

$$h_{Dz} = \frac{D}{q_1 - q_2}\left[q_1 l^{q_1 z} - q_2 l^{q_2 z}\right]\cdot\Pi;$$

$$h_{Dx} = E_2\Pi_x;\quad h_{Dy} = E_2\Pi_y;\quad m_x = E_1\Pi_x;\quad m_y = E_2\Pi_y;$$

$$E_2 = -\frac{kD}{q_1 - q_2}\left[l^{q_1 z} - l^{q_2 z}\right];$$

$$E_1 = -\frac{kD}{q_1 - q_2}\left[\frac{l^{q_1 z}}{\alpha(-q^2 + k^2) + \beta + h_0} - \frac{l^{q_2 z}}{\alpha(-q^2 + k^2) + \beta + h_0}\right].$$

Заметим, что для решений поверхностного объема типа $\vec{m}_\perp$ и $\vec{h}_\perp$ имеют сдвиг по фазе в распределении по толщине, так при $z = 0$ $h_x = h_y = 0$, а $\vec{m}_\perp \neq 0$. При выводе (2)-(3) толщина мелкомасштабной доменной структуры [5] считалась пренебрежимо малой.

На рис. 1 показано распределение решения $h_{Dz}^{(1)}$ для первой зоны Бриллюэна в плоскости X, У для треугольной решетки. На рис. 2 показана зависимость $m_x M_0$ от H_0 для квадратной решетки, $\beta = 0.75$. Линии ab и cd соответствуют поверхностным неоднородностям, линия bc – поверхностно-объемной неоднородности. Как видно из рисунка, амплитуда неоднородности может быть выбрана достаточной для наблюдения дифракции света или спиновых волн на ней. Период неоднородности в феррите задает период вихрей в сверхпроводнике, которым можно управлять в широких пределах 10^{-4} см $< \alpha <$ 10^{-6} см с помощью внешнего магнитного поля, т.е. структура ферритсверхпроводник с решеткой вихрей дает возможность создавать управляемые в широких пределах внешним полем неоднородности, которые трудно создать другими путями. Такие неоднородности можно использовать при создании перестраиваемых внешним полем элементов обработки сигналов на спиновых волнах или магнитостатическом рассеянии лазерного излучения.

С п и с о к   л и т е р а т у р ы

[1] Г у л я е в Ю.В., З и л ь б е р м а н П.Е. Спиноволновая электроника. М.: Знание. 1988.

[2] П р о х о р о в А.М., С м о л е н с к и й Г.А., А г е е в А.М. // УФН. 1984. Т. 142. В. 3. С. 33.

[3] С о н и н Э.Б. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 18. С. 1640-1644.

[4] I l i n i k h A.L., S h a p i r o B.Ya. // Phys. St. Sol. (b). 1989. V. 154. N 2. P. 679-690.

[5] Б у з д и н А.И., Б у л а е в с к и й Л.Н. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. В. 3. С. 250-261.

[6] Б е с п я т ы х Ю.И., Д и к ш т е й н И.Е., М е р и а к р и С.В., Т а р а с е н к о В.В. // ФТТ. 1982. Т. 24 В. 2. С. 449-457.

Поступило в Редакцию
2 декабря 1989 г.