

торых направлениях наблюдения мы видим свечение центров лишь отдельных ориентаций и соответствующих им слоев (1 и 5). Другие направления дают свечение всех слоев в равных или не равных долях (2-4).

Таким образом, в работе показана возможность и определены условия фотовыжигания стационарных пространственно-периодических структур в анизотропных кристаллах, рассчитаны и исследованы экспериментально свойства таких структур, записанных на центрах окраски. Из полученных данных следует также, что дипольные моменты квантовых переходов в изученных центрах ориентированы под острым углом к оптической оси.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Martynovich E.F., Baryshnikov V.I., Grigorov V.A. // Opt. Commun. V. 53. N 4. P. 257-258.
- [2] Никанович М.В., Умрейко Д.С., Шкадаревич А.П., Рейтеров В.М., Нижников В.В., Саечников В.А., Ярмолкевич А.Р. // Опт. и спектр. 1986. Т. 60. В. 2. С. 307-312.

Иркутский государственный университет

Поступило в Редакцию
20 февраля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 11 12 июня 1989 г.
05.2; 05.4

РЕЗОНАНСНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ОБМЕННЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В СТРУКТУРЕ ФЕРРИТ-СВЕРХПРОВОДНИК

С.В. М е р и а к р и

В данной работе предлагается метод возбуждения обменных спиновых волн (ОСВ) с помощью решетки вихрей Абрикосова [1] в структуре феррит-сверхпроводник. Волновые векторы q ОСВ составляют 10^5 - 10^7 см⁻¹, что создает значительные сложности возбуждения этих волн. Возбуждение с помощью антенны [2] дает сплошной спектр возбуждаемых ОСВ. Возбуждение волны с заданными параметрами можно осуществить с помощью многополоскового преобразователя [3]. Однако, если длина волны ОСВ становится меньше 2 мкм, то возбуждение таким путем вызывает очень большие технологические сложности. В сверхпроводниках второго рода, помещенных во внешнее магнитное поле H_0 ($H_{c1} < H_0 < H_{c2}$, где H_{c1} , H_{c2} - первое и второе критические поля сверхпроводника), возникают решетки вихревых нитей или вихрей Абрикосова [1]. Расстояние между вихрями a зависит от H_0 и может составлять от

десятков микрон до десятых и даже сотых долей микрона. То есть волновые векторы обратной решетки вихрей Абрикосова по порядку величины совпадают с волновыми векторами ОСВ, в том числе и с самыми высокими и трудно возбуждаемыми φ . Решетки вихрей Абрикосова представляют собой регулярную периодическую структуру магнитных неоднородностей, периодом которой можно управлять с помощью внешнего магнитного поля [4]. В связи с этим представляет интерес исследование возбуждения и распространения ОСВ в структуре, составленной из сверхпроводника с решеткой вихрей Абрикосова и феррита. В этом случае сверхпроводник с решеткой вихрей будет в каком-то смысле аналогом многополоскового преобразователя с управляемым внешним магнитным полем расстоянием между полосками. Минимальный размер между магнитными неоднородностями в этом случае может быть сделан очень малым, технологически почти невозпроизводимым другими методами (фотолитография).

Рассмотрено возбуждение ОСВ в структуре, состоящей из полубесконечного сверхпроводника второго рода, граничащего с полубесконечным ферритом. Вся система помещена во внешнее магнитное поле \vec{H}_0 (0, 0, H_0), постоянное и однородное, нормальное к поверхности раздела сред ($H_{C1} < H_0 < H_{C2}$). Исследуем оба возможных случая: когда в сверхпроводнике реализуется а) треугольная решетка вихрей (базисные вектора обратной решетки вихрей $\vec{A} = \frac{2\pi}{a} \vec{i}$,

$\vec{B} = \frac{2\pi}{a} (\vec{i} - \frac{1}{\sqrt{3}} \vec{j})$, б) квадратная решетка вихрей (базисные вектора обратной решетки $\vec{A} = \frac{2\pi}{a} \vec{i}$, $\vec{B} = \frac{2\pi}{a} \vec{j}$). ОСВ возбуждается перемен-

ным однородным внешним магнитным полем $\vec{h}_0 = \vec{h}_0 e^{-i\omega t}$, параллельным границе раздела сред, \vec{h}_0 (0, h_0 , 0), $h_0 \ll H_0$. ОСВ распространяется вдоль оси OX с частотой ω и волновым вектором \vec{q} . Отметим, что все возможные размеры неоднородностей поля, в частности, вызванные конечными размерами образца, на много порядков больше a . Поэтому можно считать, что возбуждение однородно вдоль всего образца и волновой вектор \vec{q} равен базисному вектору обратной решетки вихрей вдоль оси OX, $|\vec{q}| = |\vec{G}_{10}| = |\vec{G}_{-10}|$, $\vec{G}_{Kl} = \vec{K}\vec{A} + \vec{l}\vec{B}$, $K, l = 0, 1, 2, 3 \dots$. Можно показать, кроме того, что гармоники с более высокими K, l будут возбуждаться слабее. В сверхпроводнике используются уравнения Элиашберга [5] - нестационарное обобщение уравнений Гинзбурга-Ландау. Приближение и метод расчета аналогичен работе [6], в которой исследовано возбуждение и детектирование акустических и магнитостатических волн на границе сверхпроводника второго рода и вакуума. Решение уравнений Элиашберга ищется в виде разложения по векторам обратной решетки вихрей с учетом сказанного выше. В феррите используются уравнения Ландау-Лифшица с учетом обменного и дипольного взаимодействий. На границе раздела сред (плоскость $Z = 0$) используем граничные условия электродинамики, граничные условия для нестационарных уравнений сверхпроводимости [5], обменные граничные условия для нормально намагниченной пленки

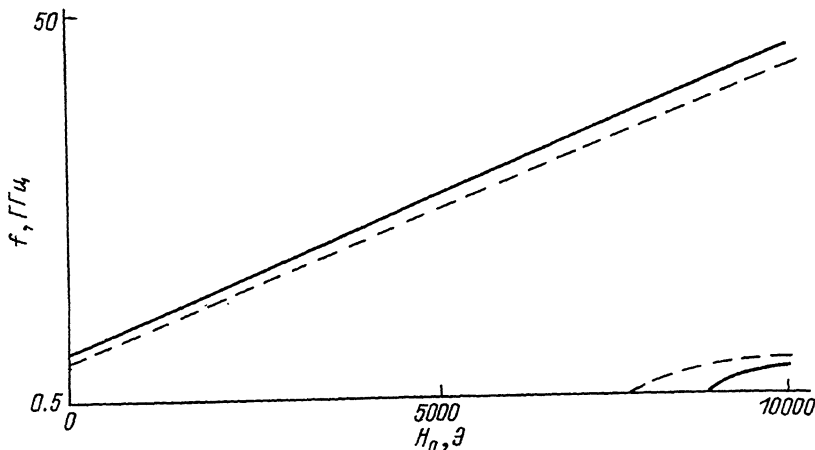


Рис. 1. График закона дисперсии ОСВ в структуре ЖИГ-сверхпроводник с треугольной решеткой (сплошная линия) и квадратной решеткой вихревых нитей (пунктир). $4\pi M_0 = 1750$ Э, $2\pi\alpha = 3.1 \times 10^{-11}$ см², $\mathcal{G} = 10^{17}$ с⁻¹, $\lambda = 2500$ Å, $\Lambda = 1$.

[7]: $\Lambda \frac{\partial \vec{m}}{\partial z} + \vec{m} = 0$, где \vec{m} – вектор намагниченности ОСВ, Λ – параметр закрепления спинов на поверхности феррита. Из системы граничных условий и решения соответствующих уравнений в каждой среде получим следующее выражение для амплитуды вектора магнитного поля ОСВ h_z^{10} в плоскости $z = 0$:

$$h_z^{10} \Big|_{z=0} \equiv (h_{z1}^{10} + h_{z2}^{10} + h_{z3}^{10}) \Big|_{z=0} = h_0 \cdot \frac{q^6 \Sigma'}{4\pi^4} \cdot \frac{f_1 + f_2 + f_3}{\beta_1 f_1 + \beta_2 f_2 + \beta_3 f_3}. \quad (1)$$

Здесь $f_1 = (d_2^2 - d_3^2)(\Lambda d_2 + 1)(\Lambda d_3 + 1)(\Omega^2 - \Omega_H^{(1)2})$, (2)

а остальные f_n получаются из f_1 круговой перестановкой индексов $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$, $\beta_n = i d_n \rho_{10} - q^2$, $n = 1, 2, 3$, где $\Omega = 2\omega/\omega_M$, $\Omega_H^{(n)} = \Omega_H^+ + \alpha(q^2 - d_n^2)$, $\omega_M = \gamma H_0$ – частота ферромагнитного резонанса, $2\pi\alpha$, $4\pi M_0$ – обменная постоянная феррита и его намагниченность насыщения, $\gamma = 2.83$ МГц/Э – гиромагнитное отношение, d_n – волновые числа по толщине ОСВ в феррите, d_n – находятся из характеристического уравнения ОСВ в нормально намагниченном феррите [8]; h_{zn}^{10} – амплитуды векторов магнитного поля для гармоник ОСВ с соответствующим d_n .

$$\Sigma' = \sum_{K, l} \frac{Q_{K-1,2}^y \cdot Q_{Kl}^y}{d_{Kl}^2 - \rho_{00}^2}; \quad Q_{Kl}^y = \frac{G_{Kl}^x \cdot \lambda}{1 + (\lambda G_{Kl})^2} J_0 \left(\frac{G_{Kl} \lambda}{z} \right),$$

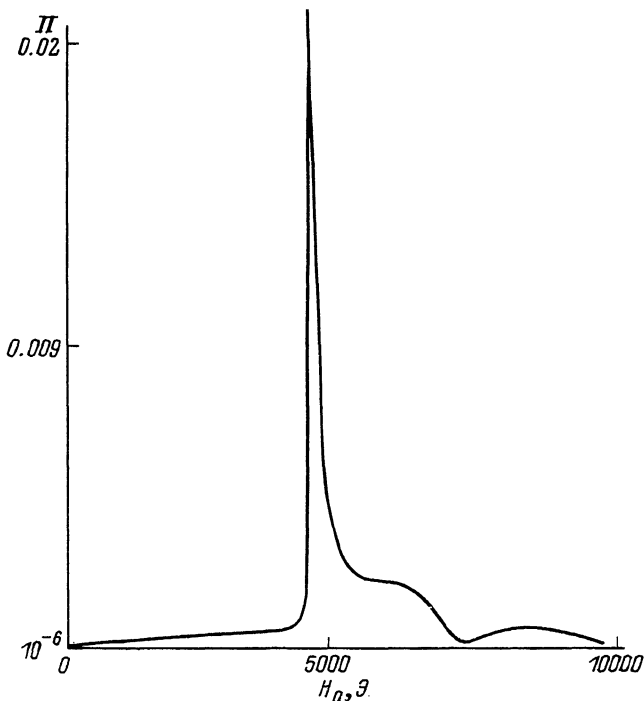


Рис. 2. Зависимость коэффициента преобразования $\Pi = k_z^{10}/k_0$ в структуре ЖИГ-сверхпроводник с гексагональной решеткой вихрей на частоте 25 ГГц. $4\pi M_0 = 1750$ Э, $2\pi\alpha = 3.1 \cdot 10^{-11}$ см², $\sigma = 10^{17}$ с⁻¹, $\lambda = 2500$ Å, $L = 1$.

Q_{kl} — пропорциональны Фурье компонентам векторного потенциала статического магнитного поля сверхпроводника, создаваемого соответствующей решеткой вихрей [6]. P_{kl} и d_{kl}^2 — волновые числа по толщине k, l Фурье компонент для стационарных частей векторного потенциала и параметра порядка сверхпроводника соответственно:

$$P_{kl}^2 = -(-2i\delta_{\text{скин}}^{-2} + \rho^{-2} + G_{kl}^2); \quad d_{kl}^2 = -(24i\delta_{\text{скин}}^{-2} \alpha^2 + G_{kl}^2 + 3\lambda^{-2} \alpha^2).$$

Здесь $\delta_{\text{скин}}$ — скин-глубина проникновения электромагнитного поля в сверхпроводник, $\delta_{\text{скин}}^{-2} = 2\pi\sigma\omega/c^2$, σ — проводимость нормальных электронов сверхпроводника, c — скорость света, λ — лондоновская глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник, α — параметр Гинзбурга-Ландау сверхпроводника, $\alpha = \lambda/\xi$, ξ — длина когерентности сверхпроводника. При выводе (1) a определялось из условия $B_z = \varphi\Phi_0/a^2$, где B_z — статическая магнитная индукция вдоль оси — единичный квант магнитного пото-

ка, $\varphi = 2/\sqrt{3}$ для треугольной решетки вихрей и $\varphi = 1$ для квадратной решетки вихрей [4]. Температура равна критической температуре сверхпроводящего перехода.

Возбужденная ОСВ имеет компоненты магнитного поля h_z и h_x и компоненты вектора намагниченности m_x и m_y . Так как амплитуда $h_z^{10} = h_x^{10}$, то волна будет стоячей. Амплитуда сравнительно мала везде, кроме значений ω и H_0 , при которых выполняется условие

$$\beta_1 f_1 + \beta_2 f_2 + \beta_3 f_3 \approx 0. \quad (2)$$

Условие (2) соответствует закону дисперсии ОСВ в структуре феррит-сверхпроводник с соответствующей решеткой вихревых нитей (см. рис. 1). Вблизи точек, где выполняется (2), амплитуда возбуждаемой переменным магнитным полем ОСВ резко резонансно возрастает. На рис. 2 представлена зависимость коэффициента преобразования $\Pi = h_z^{10}/h_0$ от внешнего поля H_0 на частоте 25 ГГц. Из рисунка видно резкое возрастание Π вблизи значения H_0 , при котором на частоте 25 ГГц выполняется (2).

Рассмотрим теперь структуру, в которой размер сверхпроводника вдоль оси \overline{OX} меньше соответствующего размера феррита. Пусть $\omega = \omega_{(n)}$, а $H_0 = H_0^{(n)}$, причем $\omega_{(n)}$ и $H_0^{(n)}$ таковы, что выполняется закон дисперсии ОСВ для полубесконечного феррита:

$$\sum_{n=1}^3 (d_n + g) f_n = 0. \quad (3)$$

Тогда по свободной от сверхпроводника части феррита в обе стороны от той части феррита, с которой граничит сверхпроводник, будет распространяться бегущая ОСВ с частотой $\omega_{(n)}$ и волновым вектором q ($H_0^{(n)}$). Если $\omega_{(n)}$ и $H_0^{(n)}$ близки к значениям ω и H_0 , при которых выполняется (2), то амплитуда возбуждаемой переменным магнитным полем бегущей в феррите ОСВ будет достаточно велика. Численный расчет показывает, что $\omega_{(n)}$ и $H_0^{(n)}$ достаточно близки к значениям ω и q (H_0), при которых выполняется (2).

Таким образом, мы видим, что вблизи ω и H_0 , удовлетворяющих (2), можно возбуждать ОСВ в структуре феррит-сверхпроводник достаточно эффективно с помощью переменного внешнего магнитного поля.

В заключение хочу выразить благодарность П.Е. Зильберману за многочисленные обсуждения и интерес к работе, а также В.Г. Шишкину за помощь в расчетах на ЭВМ.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] А б р и к о с о в А.А. // ЖЭТФ. 1957. Т. 32. В. 6. С. 1442-1452.
- [2] З и л ь б е р м а н П.Е., Ш и ш к и н В.Г. // Тезисы XI Всесоюзной школы-семинара „Новые магнитные материалы для микроэлектроники“. Ташкент. 1988. С. 164-165.

- [3] Г и л и н с к и й И.А., Щ е г л о в И.М. Препринт № 17. Новосибирск. ИФП СО АН СССР. 1987.
- [4] Д е Ж е н П.Ж. Сверхпроводимость металлов и сплавов. М.: Мир. 1968.
- [5] Г о р ь к о в Л.П., Э л и а ш б е р г Г.М. // ЖЭТФ. 1968. Т. 54. В. 2. С. 612-626.
- [6] Ц а р е в с к и й С.Л. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. В. 5. С. 1903-1910.
- [7] С у х у Р. Магнитные тонкие пленки. М.: Мир. 1967.
- [8] Ф и л и п п о в Б.Н. Препринт № 80/1. Свердловск. ИФМ УНЦ АН СССР. 1980.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР

Поступило в Редакцию
6 апреля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 11

12 июня 1989 г.

11; 12

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОСТАВА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК ФЕРРИТ-ГРАНАТОВ МЕТОДОМ POP

Е.Ю. Б о я р к о, И.Е. Б у р к о в а,
И.В. Е в д о к и м о в, О.Н. Д и к а р е в,
Ю.Ю. К р ю ч к о в, В.М. М а л ю т и н

За последние десятилетия оптические системы связи завоевали прочное место на мировом рынке. Этот успех обусловлен развитием и внедрением разнообразной по функциональным возможностям элементной базы, особое место в которой занимают устройства на основе магнитооптических явлений. В первую очередь к ним относятся оптические вентили, циркуляторы и переключатели. Эти устройства объединяет наличие фарадеевского элемента, изготавливаемого с помощью прогрессивной технологии эпитаксиального выращивания монокристаллических пленок, замещенных редкоземельными элементами феррит-гранатов иттрия. Такая технология позволяет синтезировать эпитаксиальные структуры с заранее заданными магнитооптическими характеристиками. Однако для прогнозирования этих характеристик необходимо точно определять и контролировать состав пленок.

В данной работе изучалась возможность использования метода обратного резерфордского рассеяния ионов (POP) для определения состава эпитаксиальных пленок феррит-гранатов и их однородности по глубине. Экспериментальные исследования проводились на циклотроне У-120 НИИ ЯФ при Томском политехническом институте. В качестве анализирующего использовался пучок ионов ${}^4\text{He}^+$ с энергией $E_0 = 4.5-5$ МэВ и энергетическим разбросом в пучке