

ли можно считать целесообразным, т.к. на одно из главных достоинств ЖМИИ - высокие плотности ионного тока тем самым накладывалось искусственное ограничение.

Л и т е р а т у р а

- [1] Thompson S.P., Engel A. - J. Phys. D: Appl. Phys., 1983, v. 16, p. 1137-1144.
- [2] Wagner A., Uenkatesan J., Petroff P.M., Barr D. - J. Vac. Sci Technol., 1981, v. 19, N 4, p. 1186-1189.
- [3] Mahoney J.F., Taylor S., Peirel J. - IEEE Trans. Ind. Appl. 1987, v. IA-23, N 2, p. 197-204.
- [4] Castilho C.M.C., Kingham D.R. - J. Phys. D: Appl. Phys., 1986, v. 19, p. 147-156.
- [5] Григорьев А.И., Ширяева С.О. - ЖТФ, 1987, т. 57, № 1, с. 196-198.
- [6] Gomer R. - Appl. Phys., 1979, v. 19, p. 365-375.
- [7] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
- [8] Григорьев А.И., Дорошенко Д.Н. Тезисы докладов 8 конференции по поверхностным силам, 3-5 декабря 1985 г., М.: Наука.
- [9] Григорьев А.И., Ширяева С.О. - Изв. АН СССР, МЖГ, 1988, № 2, с. 5-13.

Поступило в Редакцию
26 мая 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 18 26 сентября 1988 г.

ПОДАВЛЕНИЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ (СЛАБАЯ СВЯЗЬ) ДОМЕННОЙ СТЕНКОЙ В ДВУХСЛОЙНОЙ ПЛЕНКЕ СВЕРХПРОВОДНИК-ФЕРРОМАГНЕТИК

Э.Б. С о н и н

В двухслойной пленке сверхпроводник-ферромагнетик поля рассеяния от доменной стенки в ферромагнитном слое могут разрушить сверхпроводимость в области с размером порядка толщины ферромагнитной пленки, либо создать в сверхпроводящей пленке слабую связь, которая, как и джозефсоновский контакт, будет мес-

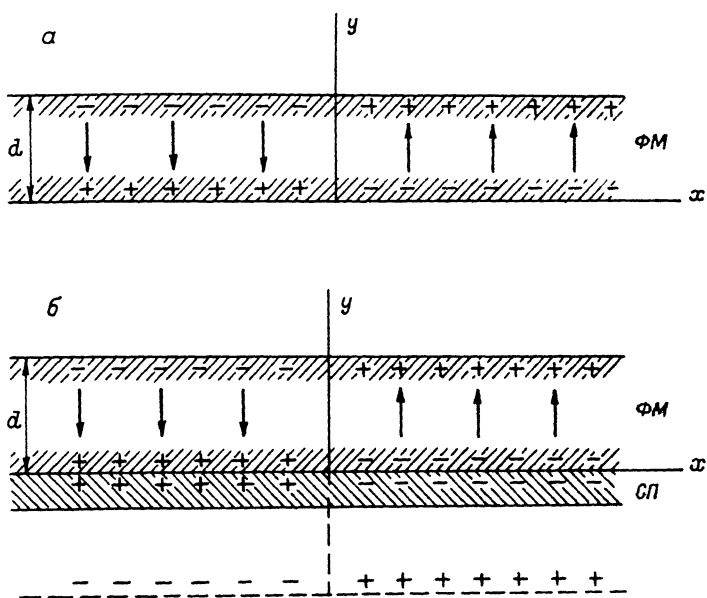


Рис. 1. Распределение магнитных зарядов вокруг доменной стенки в ферромагнитной пленке с легкой осью намагничивания, перпендикулярной плоскости пленки. а) без сверхпроводящей пленки; б) двухслойная пленка сверхпроводник-ферромагнетик. Жирные стрелки - магнитные моменты в доменах; „+” и „-” - магнитные заряды.

том локализации флюксонов, несущих кванты магнитного потока.

В настоящем сообщении рассматривается двухслойная пленка, состоящая из сверхпроводящего и ферромагнитного слоя с доменной границей в ферромагнитном слое. Однородно намагниченная ферромагнитная пленка не создает в окружающем пространстве никаких магнитных полей (краевые эффекты здесь не рассматриваются, размеры пленки, за исключением ее толщины d , бесконечны). Поэтому она не влияет на макросостояние нанесенной на нее сверхпроводящей пленки. Если же в ферромагнитной пленке есть доменная стенка, то возникают поля рассеяния, выходящие за границы ферромагнитного слоя, и эти поля, как будет показано ниже, могут быть вполне достаточными, чтобы разрушить полностью сверхпроводимость в узком слое сверхпроводящей пленки, примыкающем к доменной границе, либо создать там слабую связь, аналогичную джозефсоновскому контакту, на которой должны локализоваться флюксоны, или вихри, несущие кванты магнитного потока. Преимуществом предлагаемого нового типа сверхпроводящей слабой связи, интересным и с физической, и, как можно надеяться, прикладной точки зрения,

является возможность перемещать эту слабую связь, двигая доменную стенку.

Для определения полей рассеяния H вокруг доменной стенки необходимо решить магнитостатическую задачу, вводя магнитные заряды $\rho_M = -\text{div } M$, где M — магнитный момент ферромагнитного слоя. Тогда, поскольку $\text{div } B = \text{div } (H + 4\pi M) = 0$, имеем уравнения:

$$\text{rot } H = 0, \quad \text{div } H = 4\pi \rho_M. \quad (1)$$

Распределение магнитных зарядов на поверхности ферромагнитной пленки из ЦМД-материала, т.е. с легкой осью, перпендикулярной плоскости пленки, показано на рис. 1,а. Магнитостатическая задача о полях рассеяния в такой геометрии уже была решена в приближении бесконечно тонкой доменной границы (т.е. ее толщина значительно меньше толщины пленки) в связи с определением структуры скрученной доменной стенки [1]. Решение этой двухмерной магнитостатической задачи удобно дать в комплексном представлении для вектора магнитного поля H , имеющего компоненты только в плоскости xu ($\vec{H} = H_x + i H_y$) и являющегося аналитической функцией комплексной переменной $z = x + iy$:

$$H_x + i H_y = 4M \text{Ln} \frac{z}{z - id} = 2M \text{Ln} \frac{x^2 + y^2}{x^2 + (y-d)^2} - i 4M (\text{arctg} \frac{x}{y} - \text{arctg} \frac{x}{y-d}). \quad (2)$$

Ветви логарифмической функции выбраны так, что значения функции арктангенса лежат всегда в интервале $(-\pi/2, \pi/2)$. Это обеспечивает скачки компоненты H_y на плоскостях $y = 0$ и $y = d$, связанные с магнитными зарядами. Вне пленки у ее границы, т.е. при $y \rightarrow -0$, компоненты поля равны:

$$H_x = 2M \text{Ln} \frac{x^2}{x^2 + d^2}, \quad H_y = +4M \text{arctg} \frac{d}{x}. \quad (3)$$

Итак, вне пленки на расстояниях от доменной стенки порядка толщины пленки d возникают поля рассеяния. Логарифмическая расходимость, присутствующая в формулах (2) и (3) при $|z| \rightarrow 0$, обрезается на толщине d доменной стенки (см. [1]).

При нанесении на ферромагнитную пленку сверхпроводящей пленки с толщиной много больше лондоновской глубины проникновения магнитостатическую задачу о полях рассеяния необходимо решать, выбирая в качестве граничного условия на контакте со сверхпроводником (плоскость $y = 0$ на рис. 1, б) условие отсутствия проникновения магнитного поля в сверхпроводник, т.е. условие $H_y = 0$. Для этого вводятся заряды изображения в области $y < 0$, как показано на рис. 1,б. В итоге решение магнитостатической задачи имеет вид:

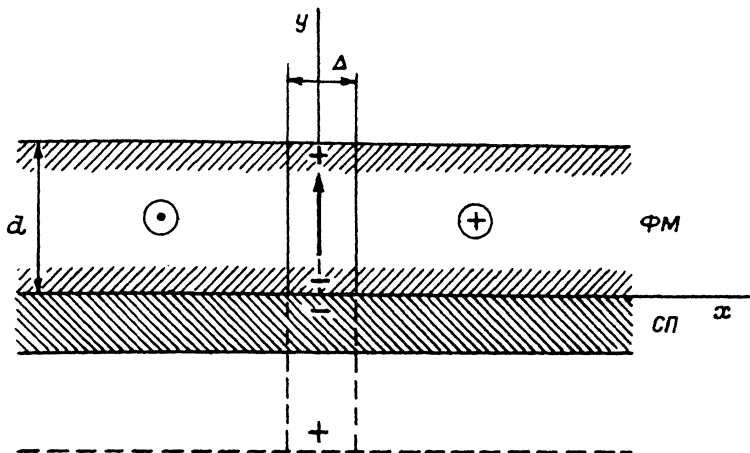


Рис. 2. Распределение магнитных зарядов вокруг доменной стенки в двухслойной пленке сверхпроводник-ферромагнетик с легкой осью намагничивания в плоскости пленки. \odot и \oplus - магнитный момент в доменах направлен на нас и от нас соответственно. Жирная стрелка - магнитный момент в доменной стенке; „+” и „-” - магнитные заряды.

$$H_x + iH_y = 4M \ln \frac{z^2}{z^2 + d^2} = 2M \ln \frac{(x^2 + y^2)^2}{(x^2 + d^2 - y^2)^2 + 4x^2 y^2} - i4M \left(2 \operatorname{arctg} \frac{x}{y} - \operatorname{arctg} \frac{x}{y-d} - \operatorname{arctg} \frac{x}{y+d} \right). \quad (4)$$

На границе со сверхпроводником ($y = 0$):

$$H_x = 4M \ln \frac{x^2}{x^2 + d^2}, \quad H_y = 0. \quad (5)$$

Поля рассеяния, приводящие к разрушению или ослаблению сверхпроводимости, возникают и от доменной стенки в ферромагнитной пленке с легкой осью намагничивания в плоскости пленки. Но в этом случае магнитные заряды на поверхности ферромагнитной пленки возникают только на толщине Δ доменной стенки (рис. 2). Вводя заряды изображения, для того чтобы удовлетворить граничному условию $H_y = 0$ на границе со сверхпроводником, получаем для полей рассеяния в этой геометрии (рис. 2):

$$H_x + iH_y = 2M\Delta \left(\frac{2}{z} - \frac{1}{z-id} - \frac{1}{z+id} \right) = 2M\Delta \left[\frac{2x}{x^2 + y^2} - \right.$$

$$-\frac{x}{x^2+(y-d)^2} - \frac{x}{x^2+(y+d)^2} \Big] + i2M\Delta \left[\frac{2y}{x^2+y^2} - \frac{y-d}{x^2+(y-d)^2} - \frac{y+d}{x^2+(y+d)^2} \right] \quad (6)$$

Отсюда на плоскости, разделяющей ферромагнитную и сверхпроводящую пленку ($y = 0$), имеем

$$H_x = 4M\Delta \left(\frac{1}{x} - \frac{x}{x^2+d^2} \right), \quad H_y = 0. \quad (7)$$

Таким образом, в геометрии ЦМД максимальное поле рассеяния несколько больше, чем в геометрии с моментом M в плоскости пленки (при той же величине M). Но в обоих случаях можно добиться, что поле H_x на границе со сверхпроводником превышает критическое магнитное поле, в результате происходит локальное разрушение сверхпроводимости, если сверхпроводящая пленка достаточно тонкая (меньше толщины d ферромагнитной пленки), или ее ослабление. Действительно, согласно [1], магнитный момент M может достигать 200 Гс, т.е. поле рассеяния в ЦМД-материале может превышать килоэрстед, что достаточно для превышения критического поля в ряде сверхпроводников, например в свинце [2]. В результате в сверхпроводнике I рода возникает нормальная область. Размер ее приблизительно определяется величиной x , для которой формулы (5) и (7) дают значение H_x , равное критическому полю. Для точного определения размера и формы нормальной области нужно решить более сложную магнитостатическую задачу.

Рассмотрим возможность создания слабой связи на доменной стенке в ВТСП-материалах, являющихся сверхпроводниками II рода. В них второе критическое магнитное поле H_{K2} очень велико, его трудно превзойти полями рассеяния, но к этому и не обязательно стремиться. В ВТСП-материалах, с другой стороны, достаточно мало первое критическое поле H_{K1} , при котором происходит переход в смешанное состояние. Поля рассеяния от доменной стенки будут выделять слой, в котором создание вихрей требует меньшей энергии. Поэтому этот слой, как и обычный джозефсоновский контакт, будет местом предпочтительной локализации вихрей, т.е. флюксонов, несущих кванты магнитного потока.

Л и т е р а т у р а

[1] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982, 382 с.
 [2] Де Жен П. Сверхпроводимость металлов и сплавов. М.: Мир, 1968.

Физико-технический институт
 им. А.Ф. Иоффе АН СССР,
 Ленинград

Поступило в Редакцию
 21 июня 1988 г.