

- [1] Chu C.W., B e c h t o l d J., G a o L. et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 941.
- [2] Александров К.С., Васильев А.Д., Звоничев С.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 478.
- [3] Jin S., S h e r w o o d R.C., T i e f e l T.H. et al // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. P. 1628.
- [4] M o r o i s h i K., O g a w a Y., I k u s h i m a A. // Jap. J. Appl. Phys. Part 2, 1988. v. 27. P. L2330.
- [5] Антонова Е.А., Рузинов В.А., Старк С.Ю. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 10. С. 908.
- [6] S u z u k i T., Y a m a z a k i T., K o u k i t s u A. et al. // J. Mat. Sci. Lett. 1989. V. 8. P. 19.
- [7] Гололобов Е.М., Прыткова Н.А., Томило Ж.М. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. С. 384.

Институт физики твердого тела
и полупроводников АН БССР,
Минск

Поступило в Редакцию
10 мая 1989 г.
В окончательной редакции
6 декабря 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 4

26 февраля 1990 г.

01; 05.4

© 1990

РАСЧЕТ ТОКОВОЙ СТРУКТУРЫ ПРОДВИЖЕНИЯ МАГНИТНЫХ ВИХРЕЙ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МИКРОЭЛЕКТРОННЫХ УСТРОЙСТВАХ

А.Н. А р т е м о в, А.М. Г р и ш и н,
В.В. П е р м я к о в

1. Существует ряд предложений по созданию устройств памяти на вихрях Абрикосова [1-4]. В этих устройствах запись информации производится по принципу наличия или отсутствия вихря в данной битпозиции, а продвижение вихрей осуществляется действием тока в сверхпроводящей пленке, содержащей вихрь, или в токовых аппликациях. Экспериментально уже созданы и исследованы простейшие тестовые структуры, моделирующие отдельные ячейки памяти на магнитных вихрях (МВ) [3, 5, 6].

В настоящей работе выполнен расчет силы, действующей на одиночный вихрь в сверхпроводящей пленке, в простейшей токовой струк-

туре продвижения. Установлено, что на вихрь действуют две противоположно направленные силы — со стороны тока в шине управления и со стороны диамагнитных токов его „изображения“ в сверхпроводящей пленке. Под шиной определяющее воздействие на МВ оказывает ток в пленке, а вне шины — ток управления.

2. Рассмотрим участок токовой схемы (рис. 1), содержащий подложку 1 и нанесенную на нее сверхпроводящую пленку 2. В пленке выполнен канал продвижения 3 и бит-позиция 4 МВ 7, например, в виде локального понижения толщины пленки или локального понижения сверхпроводящего параметра порядка достигаемого ионной имплантацией. Поперек канала продвижения на пленке размещена шина управления 5, отделенная от пленки слоем изолятора 6.

На МВ со стороны тока \vec{j} , протекающего в схеме, действует сила Лоренца:

$$\vec{F} = \frac{1}{c} \int d^3r [\vec{j}, \vec{h}_V]. \quad (1)$$

Интегрирование производится по всему объему структуры, где протекает ток. Распределение поля вихря $\vec{h}_V(\vec{r})$ дается соотношениями 7: над сверхпроводящей пленкой (индекс 1)

$$h_{Vz}^{(1)}(\vec{R}) = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} \int_0^\infty \frac{dq q \exp(zq/\lambda) J_0(Rq/\lambda)}{\sqrt{1+q^2} [\sqrt{1+q^2} + q \operatorname{cth}(D\sqrt{1+q^2}/2\lambda)]}, \quad \vec{R} = \vec{r} - \vec{r}_V, \quad (2)$$

и внутри сверхпроводника (индекс 2)

$$h_{Vz}^{(2)}(\vec{R}) = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} \left[K_0(R/\lambda) + \int_0^\infty \frac{dq J_0(Rq/\lambda)}{(1+q^2) [\sqrt{1+q^2} + q \operatorname{cth}(D\sqrt{1+q^2}/2\lambda)]} \frac{\operatorname{ch}(z\sqrt{1+q^2}/\lambda)}{\operatorname{sh}(D\sqrt{1+q^2}/2\lambda)} \right]. \quad (3)$$

Здесь $\Phi_0 = \lambda hc/e$ — квант магнитного потока, λ — лондоновская глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник, D — толщина пленки, $\vec{r}_V = (x_V, y_V, 0)$ — координаты МВ, $J_0(x)$ и $K_0(x)$ — функции Бесселя и Макдональда. Выписана z -компонента магнитного поля, поскольку только она дает вклад в силу продвижения F_x (1).

Сила F_x состоит из двух слагаемых. Первое — действие на МВ тока в шине. Ток $\vec{j}_{\text{упр}} \parallel O_y$ в шине полагаем однородным, а поле МВ берем из (2). Вычисляя в (1) интеграл по объему шины, получим

$$F_{x1}(x_V) = \frac{\Phi_0 j_{\text{упр}} \lambda}{c} f_1(x_V),$$

$$f_1(x_V) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{dq e^{-qb/\lambda} (1 - e^{-dq/\lambda})}{q^2 [\sqrt{1+q^2} + q \operatorname{cth}(D\sqrt{1+q^2}/2\lambda)] \sqrt{1+q^2}} \sin\left(\frac{\alpha q}{2\lambda}\right) \cos\left(\frac{x_V q}{\lambda}\right), \quad (4)$$

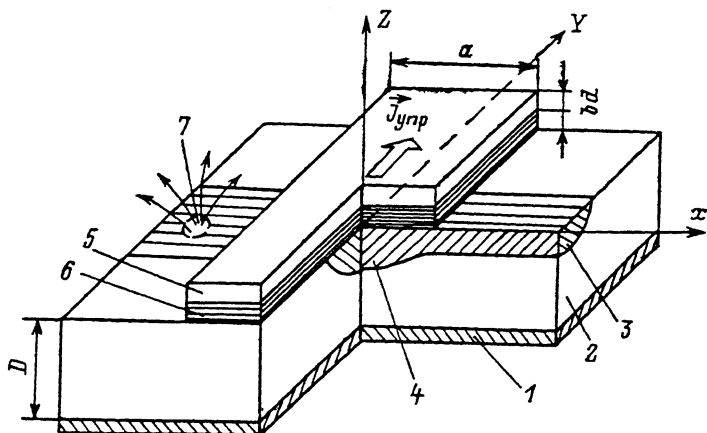


Рис. 1. Токовая структура продвижения МВ.

где x_0 — расстояние от МВ до середины шины, a , d — ширина и толщина шины, δ — зазор между шиной и пленкой.

3. Второе слагаемое в силе F_x описывает взаимодействие МВ с диамагнитными токами в сверхпроводящей пленке. Их появление обусловлено эффектом Мейсснера — выталкиванием из сверхпроводника магнитного поля, созданного током шины. Интегрирование в (1) производится по всему объему сверхпроводящей пленки; для поля МВ используется выражение (3). Величина тока в пленке может быть приближенно выражена через поле $\vec{H}^{(1)}$ на ее поверхности следующим образом:

$$j_y^{(2)}(\vec{r}) = \frac{c}{4\pi\lambda} H_x^{(1)}(x) e^{z/\lambda}. \quad (5)$$

При выводе этого соотношения в уравнение Максвелла $j_y^{(2)} = (c/4\pi) \cdot \partial h_x^{(2)}/\partial z$ подставлено распределение поля внутри сверхпроводника

в виде $h_x^{(2)}(\vec{r}) = H_x^{(1)}(x) e^{z/\lambda}$. Это соотношение не является точ-

ным решением уравнений магнитной статики в сверхпроводящей пленке (уравнений Лондонов) с заданным на ее поверхности распределением внешнего неоднородного магнитного поля $\vec{H}^{(1)}(x, y, 0)$. Тем не менее оно хорошо приближает точное решение под шиной и вне ее на расстояниях больше λ от краев шины. Использование (5) позволяет получить не только асимптотически точные значения силы F_x на больших расстояниях от краев шины, но и удовлетворительно интерполировать ее поведение в промежуточной области.

Таким образом, вычисление силы свелось к определению магнитного поля, создаваемого шиной на поверхности сверхпроводящего

экрана. Эту задачу решаем методом изображений (см., например, [8]). Магнитное поле над сверхпроводником представляем суперпозицией магнитного поля от шины и поля, которое создается противоположно направленным током в шине, зеркально отраженной в плоскости сверхпроводящего экрана. Выполнив в выражении $\vec{H}^{(1)}(\vec{r}) = \frac{1}{c} \int d^3 r' [\vec{j}, \vec{R}] / R^3, \vec{R} = \vec{r} - \vec{r}'$ интегрирование по объему обеих шин, получим значение поля на поверхности сверхпроводника

$$H_x^{(1)} = -\frac{2j_{упр} \lambda}{c} \left[g\left(x + \frac{a}{2}\right) - g\left(x - \frac{a}{2}\right) \right],$$

$$g(x) = \frac{x}{\lambda} \ln \frac{x^2 + (b+d)^2}{x^2 + b^2} + \frac{2(b+d)}{\lambda} \operatorname{arctg} \frac{x}{b+d} - \frac{2b}{\lambda} \operatorname{arctg} \frac{x}{b}. \quad (6)$$

Подставляя в формулу (1) $h_{vz}^{(2)}(\vec{r})$ из (3) и $j_y^{(2)}(\vec{r})$ из (5) и (6) получаем:

$$F_{x2}(x_v) = \frac{\varphi_0 j_{упр} \lambda}{c} f_2(x_v),$$

$$f_2(x_v) = -\frac{1}{4\pi\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} dx \left[e^{-|x|/\lambda} - \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{dq \cos(qx/\lambda)}{(1+q^2)(\sqrt{1+q^2+q})(\sqrt{1+q^2+1})} \right] \times$$

$$\times \left[g\left(x_v + \frac{a}{2} + x\right) - g\left(x_v - \frac{a}{2} + x\right) \right], \quad D \gg \lambda.$$

Вычисление оставшихся в (4) и (7) интегралов выполним численно. Результаты этого вычисления, а также суммарная сила $f(x) = f_1(x) + f_2(x)$ представлены на рис. 2. Силы f_1 и f_2 направлены в противоположные стороны в соответствии с направлениями токов в шине и пленке. Под шиной преобладающей оказывается сила f_2 , действующая на МВ со стороны токов в пленке. Ее величина уменьшается при увеличении ширины шины a и увеличении зазора b . Вне шины, на расстоянии $\approx 0.5 \lambda$ от ее края, сила f обращается в нуль и меняет направление. Она достигает максимального значения на расстоянии $\approx 3 \lambda$ от края шины и спадает на больших расстояниях. Величина силы уменьшается при увеличении зазора b и уменьшении ширины шины a .

4. Оценим величину тока управления $j_{упр}$, необходимую для обеспечения работоспособности токовой структуры продвижения.

Для перемещения МВ между бит-позициями необходимо, чтобы сила F_x превосходила силу пиннинга $F_n > D j_c \varphi_0 / c$, j_c - критический ток сверхпроводящей пленки. Отсюда находим, что величина тока управления должна подчиняться условию

$$j_{упр} > j_c \frac{D}{\lambda |f(x)|}. \quad (8)$$

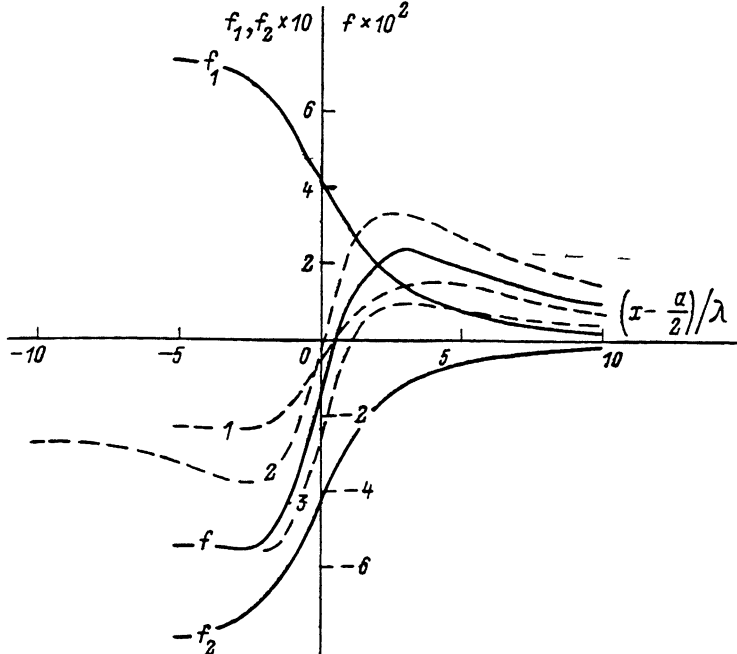


Рис. 2. График зависимости сил, действующих на МВ в токовой структуре, от его положения для различных параметров структуры. Кривые f_1 , f_2 , f построены для $a=10\lambda$, $d=\lambda$, $b=0.5\lambda$; 1 - $a=10\lambda$, $d=\lambda$, $b=2\lambda$; 2 - $a=20\lambda$, $d=\lambda$, $b=0.5\lambda$; 3 - $a=4\lambda$, $d=0.8\lambda$, $b=0.5\lambda$. Начала кривых в левой части рисунка соответствуют серединам шин.

Принимая для оценки $|f(x)| = 10^{-2}$, $j_c = 10^2$ А/см², $D/\lambda = 5.0$; $\lambda = 0.5$ мкм, получим $j_{\text{упр}} > 5 \cdot 10^4$ А/см². При этом ток, протекающий через шину управления сечением $4 \times 0.8 \lambda^2$, равен $I_{\text{упр}} \gg \geq 0.4$ мА.

Открепление МВ от бит-позиции сопровождается увеличением его энергии $W = H_{c1} \Phi_0 D(x) / 4\pi$, где $D(x)$ - локальная толщина пленки. Поэтому сила F_x должна превышать градиент этой энергии: $F_x > |dW/dx| = (H_{c1} \Phi_0 / 4\pi) |dD/dx|$. Отсюда следует:

$$j_{\text{упр}} > \frac{c H_{c1}}{4\pi \lambda |f(x)|} \left| \frac{dD}{dx} \right|. \quad (9)$$

Взяв для оценки $H_{c1} = 100$ Э, $|f(x)| = 5 \cdot 10^{-2}$, $|dD/dx| = 10^{-2}$, получим $j_{\text{упр}} > 3 \cdot 10^5$ А/см² и ток в шине $I_{\text{упр}} \geq 2.4$ мА.

Полученные оценки для одиночной токовой шины указывают на работоспособность токовой структуры продвижения магнитных вихрей.

Следующим этапом необходимо учесть взаимное влияние в системе большого числа параллельных шин. Оно должно приводить к увеличению продвигающей силы в промежутке между шинами управления.

- [1] B a c h t o l d W. // IEEE Trans. Mag. 1979. V. MAG-15. P. 558-561.
- [2] B a c h t o l d W. et al. // Patent USA. 1980. Int. Cl. G11C11/44 N 4186441.
- [3] U e h a r a S., N a g a t a K // Appl. Phys. Lett. 1981. V. 39. N 12. P. 992-993.
- [4] З в е з д и н А.К., П о п к о в А.Ф. // Электронная промышленность. 1983. В. 8 (125). С. 20-23.
- [5] P a r i s i J., H u e b e n e r R.P., M u h l r m e i e r B. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 40. N 10. P. 907-909.
- [6] M i y a h a r a K. et al. // IEEE Trans Mag. 1987. V. MAG-23. N 2. P. 875-878.
- [7] F u s c o - G i r a r d M., M a n c i n i F. // Physica. 1983. V. BC 123. N 1. P. 75-95.
- [8] Ш м и д т В.В. Введение в физику сверхпроводников, М.: Наука, 1982. 238 с.

Донецкий физико-технический институт АН УССР

Поступило в Редакцию
28 ноября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 4

26 февраля 1990 г.

11

© 1990

А.Н. Чувывров, Ю.А. Лебедев,
В.М. Корнилов, В.Н. Салимгареева

СТРУКТУРА И ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПЛЕНОК КВАЗИДВУМЕРНОГО ГРАФИТА, ПОЛУЧЕННОГО ПИРОЛИЗОМ ПОЛИАЦЕТИЛЕНА

В настоящее время электропроводящие полимеры благодаря своим специфическим электронным свойствам — способности менять электропроводность на несколько порядков, вплоть до металлической при химическом или электрохимическом допировании, — вызывают значительный интерес как с фундаментальной, так и с практической точки зрения [1].

Среди различных проводящих полимеров наиболее изученным является полиацетилен — $(\text{CH})_x$, однако химическая нестабильность ограничивает его практическое применение. В связи с этим, по-прежнему привлекают внимание графитоподобные материалы, кото-