

01;05
©1995 г.

ФУНКЦИЯ ГРИНА ДЛЯ МАГНИТНОГО ЭКРАНИРОВАНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ПЛАСТИНОЙ ВТОРОГО РОДА

В.Н.Подкорытов

Донецкий физико-технический институт АН Украины,
340114, Донецк, Украина
(Поступило в Редакцию 19 июля 1994 г.)

Получено точное решение задачи экранирования сверхпроводящей пластиной второго рода магнитного поля аксиально-симметричного распределения электрического тока. Проанализирован характер распределения магнитного поля внутри и вне сверхпроводящей пластины в зависимости от параметров задачи. Установлено, что характер проникновения магнитного поля определяется степенью его неоднородности.

Введение

Существует ряд предложений использования токовых структур и сверхпроводящих пленок для создания устройств памяти на магнитных вихрях или гибридных сверхпроводящих и полупроводниковых микросхем [1]. В этой связи возникает задача о расчете распределения магнитного поля вокруг токовых шин и сверхпроводящих элементов.

Особый интерес представляет случай экранирования магнитного поля аксиально-симметричного распределения токов. Для такой геометрии токов в [2] получена функция Грина для экранирования магнитопроницаемой пластиной, в [3] произведен расчет проникновения магнитного поля токовой оси в полубесконечный сверхпроводник I рода. В ряде работ [4-7] рассматривается проникновение магнитного поля в сверхпроводник II рода. При этом разделяется вклад в магнитное поле внутри сверхпроводника за счет вхождения вихрей Абрикосова и вследствие токов Мейснера.

Для расчета распределения магнитного поля, создаваемого внешними источниками над сверхпроводящей пленкой второго рода в мейснеровском состоянии, применяется метод изображений или численный расчет [8,9]. Метод изображений предполагает полное выталкивание

магнитного поля из сверхпроводника и работает в приближении малости глубины проникновения магнитного поля по сравнению с толщиной сверхпроводящей пленки. Численный расчет очень громоздок и не дает целостной картины распределения магнитного поля.

В настоящей работе получено точное решение задачи о распределении магнитного поля токовой шины над бесконечной сверхпроводящей пленкой II рода внутри нее и за ней. Построены магнитные силовые линии во всем пространстве для линейного тока и шины прямоугольного сечения. Показано, что картина магнитных силовых линий делится на две зоны: в одной из них работает метод изображений и магнитные силовые линии касательны к поверхности сверхпроводящей пленки, в другой метод изображений несправедлив, а магнитные силовые линии пересекают поверхность сверхпроводника. Размер и конфигурация этих зон определяются пирловской глубиной проникновения, высотой расположения токовой шины над поверхностью и геометрией проводника.

Постановка задачи и решение в квадратурах

а) Рассмотрим комплексную плоскость $z = x + iy$. Сверхпроводящая пластина (СПП) занимает пространство $-d < y < 0$, линейный ток (ЛТ) силой I перпендикулярен плоскости XU и пересекает ее в точке $z = iy_0$ (рис. 1). Все расстояния x , y , y_0 и толщина пленки d выражены в единицах лондоновской глубины проникновения магнитного поля λ , кроме того, введена безразмерная пирловская глубина проникновения [10] $\Lambda = \lambda_{\text{эфф}}/\lambda$, где $\lambda_{\text{эфф}} = 2\lambda^2/d$.

Рассчитаем магнитное поле над СПП ($y > 0$), внутри нее ($-d < y < 0$) и под ней ($y < -d$). Принадлежность к этим областям обозначим ци-

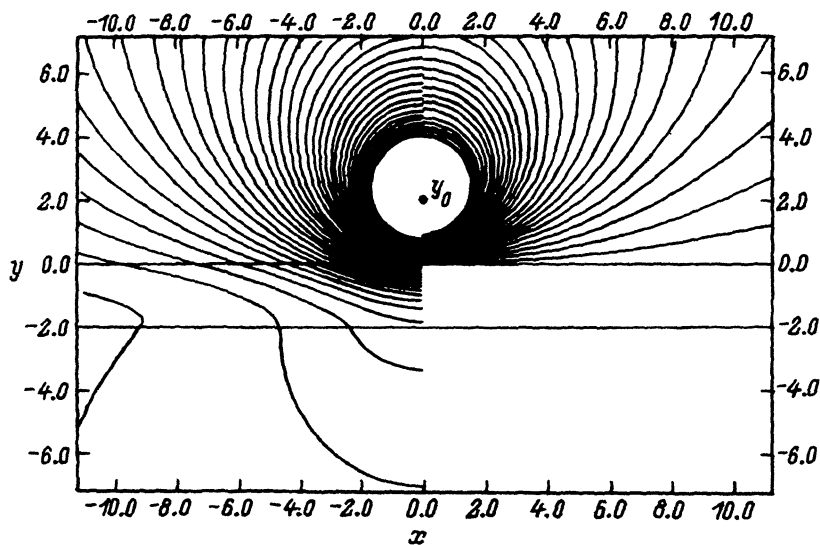


Рис. 1. Силовые линии результирующего магнитного поля линейного тока расположенного в точке $x_0 = 0$, $y_0 = 2$, и сверхпроводящей пластины в области $-2 < y < 0$.

В левой части рисунка магнитные силовые линии для точного решения магнитостатической задачи, в правой — магнитное поле получено методом изображений.

фрамы 1-3 соответственно. Магнитное поле внутри сверхпроводника описывается уравнением Лондонов

$$\mathbf{h} + \lambda^2 \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{h} = 0. \quad (1)$$

Во всем пространстве магнитное поле удовлетворяет уравнениям Максвелла

$$\operatorname{div} \mathbf{h} = 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{h} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}. \quad (2)$$

На границе раздела сред магнитное поле непрерывно

$$\mathbf{h}_i = \mathbf{h}_{i+1}. \quad (3)$$

Для удобства описания магнитного поля введем комплексную величину $g(z) \equiv h_x(z) - ih_y(z)$. Собственное магнитное поле ЛТ в этих обозначениях примет вид [11]

$$g_0(z) = -\frac{i2I}{c\lambda} \frac{1}{z - iy_0}. \quad (4)$$

Используя метод изображений, можно получить распределение магнитного поля над СПП

$$g_{im}(z) = \frac{i2I}{c\lambda} \left[\frac{1}{z + iy_0} - \frac{1}{z - iy_0} \right]. \quad (5)$$

Выражение (5) удовлетворяет уравнениям Максвелла (2) и специальному граничному условию $h_y = 0$ при $y = 0$. В этом приближении магнитное поле не проникает в СПП и за ее пределы.

б) Применяя преобразование Фурье для решения системы уравнений (1), (2) с граничными условиями (3), получим

$$g_1(z) = \frac{2I}{c\lambda} \left[-\frac{i}{z - iy_0} + \int_0^\infty dq D^{-1}(q) \operatorname{sh}(kd) \exp[iq(z + iy_0)] \right], \quad (6)$$

$$g_2(x, y) = \frac{2I}{c\lambda} \int_0^\infty dq D^{-1}(q) \left\{ \exp[-iq(x - iy_0)] \left[(k^2 + q^2) \operatorname{sh}[k(d + y)] + 2kq \operatorname{ch}[k(d + y)] \right] + \exp[iq(x + iy_0)] \operatorname{sh}[k(d + y)] \right\}, \quad (7)$$

$$d_3(z) = \frac{4I}{c\lambda} \int_0^\infty dq D^{-1}(q) kq \exp\{-iq[z - i(y_0 - d)]\}, \quad (8)$$

где $k = \sqrt{1 + q^2}$, $D(q) = (k^2 + q^2) \operatorname{sh}(kd) + 2kq \operatorname{ch}(kd)$, $g(z) \equiv h_x(z) - ih_y(z)$.

Заметим, что вне СПП вспомогательные комплексные функции $g_{1,3}(z)$ являются аналитическими везде, за исключением точки $z = iy_0$. Это обусловлено тем, что магнитное поле в вакууме удовлетворяет уравнению Лапласа. В СПП наличие сверхпроводящих токов не позволяет представить магнитное поле в виде аналитической функции. Однако ради однообразия компоненты магнитного поля в СПП выражены через вспомогательную функцию $g_2(x, y)$.

а) Магнитное поле над пленкой. Анализируя асимптотики интеграла в выражении (7), можно выделить две области на СПП: "дальнюю" и "ближнюю". Первая из них определяется условием

$$|z + iy_0| \gg \Lambda. \quad (9)$$

Ограничивая квадратичными членами разложение (7) в ряд по отрицательным степеням $z + iy_0$, получим

$$g_1(z) = \frac{i2I}{c\lambda} \left(-\frac{1}{z - iy_0} + \frac{1}{z + iy_0} \right) + \frac{2I\Lambda}{c\lambda} \frac{1}{(z + iy_0)^2}. \quad (10)$$

Первый и второй члены этого выражения соответствуют магнитному полю ЛТ и его изображению, третье слагаемое является магнитным полем токового диполя (двух противоположно направленных ЛТ). Параметр Λ , как показал Пирл [10], характеризует минимальный размер неоднородности магнитного поля и тока в СПП. При большом расстоянии между ЛТ и поверхностью сверхпроводника ($y_0 \gg \Lambda$) во всем пространстве над СПП работает асимптотика (9) и применим метод изображений. В этом случае магнитные силовые линии касательны к СПП, нормальная компонента магнитного поля на поверхности сверхпроводника мала. На правой части рис. 1 в области $y > 0$ построены магнитные силовые линии согласно выражению (5) для $d = 2$, $y_0 = 2$. На левой части рисунка представлено точно рассчитанное магнитное поле (зависимости (6)–(8)). Сравнивая обе части рисунка, можно увидеть, что при выполнении неравенства (9) магнитные силовые линии практически налагаются.

Для низколежащего ЛТ ($y_0 \ll \Lambda$) появляется зона вблизи нормального тока с принципиально иным распределением магнитного поля. В ближней зоне, характеризуемой неравенством

$$1 \ll |z + iy_0| \ll \Lambda, \quad (11)$$

магнитное поле ЛТ имеет логарифмическую добавку

$$g_1(z) = \frac{2I}{c\lambda} \left(-\frac{i}{z - iy_0} + \Lambda^{-1} \ln [\Lambda^{-1}(z + iy_0)] \right). \quad (12)$$

В этой зоне СПП не в состоянии сформировать изображение ЛТ и экранировать неоднородное магнитное поле. На рис. 2 показаны магнитные силовые линии для ЛТ с $y_0 = 1$, над СПП толщиной $d = 0.5$. На этом рисунке можно выделить область вблизи ЛТ, в которой изображение еще не сформировалось (силовые линии проникают в СПП), но результирующее магнитное поле уже не совпадает с собственным полем ЛТ. Эта переходная область в основном описывается выражением (12).

В непосредственной близости от ЛТ при выполнении условия

$$|z + iy_0| \ll 1 \quad (13)$$

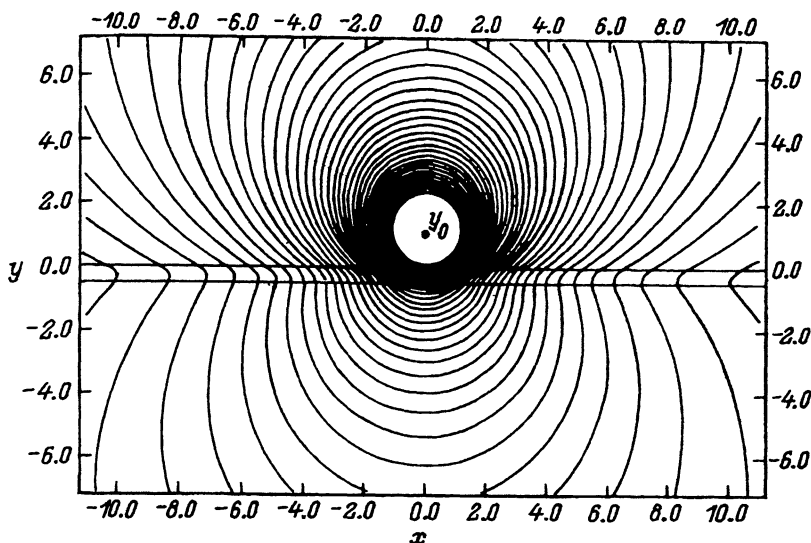


Рис. 2. Силовые линии результирующего магнитного поля линейного тока ($x_0 = 0$, $y_0 = 1$) и сверхпроводящей пластины ($-0.5 < y < 0$).

магнитное поле ЛТ практически не искажается токами в СПП $g_1(z) \approx g_0(z)$. В ближней зоне сверхпроводящие токи в силу ограниченности минимального размера магнитной неоднородности величиной Λ не могут экранировать неоднородное магнитное поле низколежащего ЛТ.

б) Магнитное поле и плотность сверхпроводящего тока в СПП. Внутри СПП распределение магнитного поля также подчиняется различным зависимостям в ближней и дальней зонах. В дальней зоне, задаваемой неравенством

$$|x + iy_0| \gg \Lambda, \quad (14)$$

реализуется спадание касательного к поверхности СПП магнитного поля

$$g_2(x, y) = \frac{\text{sh}(d+y)}{\text{sh} d} \left[\frac{i2I}{c\lambda} \left(-\frac{1}{x - iy_0} + \frac{1}{x + iy_0} \right) + \frac{2I\Lambda}{c\lambda} \frac{1}{(x + iy_0)^2} \right] + \frac{4I \text{sh}(y)}{c\lambda \text{sh}^2 d} \frac{1}{(x - iy_0)^2}. \quad (15)$$

Зависимость магнитного поля по x и y факторизуется. Первые три члена в квадратных скобках отличаются от поля $g_1(z)$ на поверхности СПП множителем $\text{sh}(d+y)/\text{sh}(d)$, таким же как и в случае спадания однородного касательного магнитного поля. Формально эта зависимость может быть получена путем решения уравнения Лондонов с заданными граничными условиями, полученными с помощью метода изображений.

При непосредственной близости ЛТ от поверхности СПП ($y_0 \ll \Lambda$) в области, характеризуемой неравенством

$$1 \ll |x - iy_0| \ll \Lambda, \quad (16)$$

магнитное поле сверхпроводящих токов имеет логарифмический характер

$$g_2(x, y) = \frac{2I}{c\lambda} \left\{ -\frac{i}{x - iy_0} \frac{\text{ch}(d + y)}{\text{ch}(d)} + \Lambda^{-1} \ln [\Lambda^{-1}(x + iy_0)] \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{\text{ch}(d + y)}{\text{ch}(d)} + \frac{\text{sh}(d + y)}{\text{sh}(d)} \ln [\Lambda^{-1}(x - iy_0)] \right] \right\}. \quad (17)$$

В этой области происходит затухание магнитного поля, имеющего как касательную, так и нормальную к поверхности СПП компоненту. Для тонкой пластины (рис. 2) внутри СПП в области, описываемой неравенством (16), происходит преломление магнитных силовых линий, для $d > 1$ (рис. 1) изменяется их кривизна.

Плотность сверхпроводящего тока может быть найдена из уравнений (2) и (17). Единственная отличная от нуля компонента вектора плотности тока вдоль направления ЛТ равна

$$j(z) = -\frac{I}{\pi\lambda^2} \int_0^{\infty} dq \left[k \text{ch}[k(d + y)] + q \text{sh}[k(d + y)] \right] D^{-1}(q) \exp(-qy_0) \cos(qx). \quad (18)$$

Интегрируя (18) по сечению пластины, легко получить, что полный ток в СПП, наводимый ЛТ, равен ему по величине и противоположен по направлению

$$\lambda^2 \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-d}^0 dy j = -I. \quad (19)$$

В реальных СПП при $j(z) > j_c$ (j_c — пороговая плотность тока) начнется процесс вхождения магнитных вихрей (МВ). Подбирая величину электрического тока I так, чтобы $\max(j) < j_c$, можно обеспечить мейснеровское состояние СПП.

В дальней зоне при выполнении неравенства (16) плотность тока определяется выражением

$$j = -\frac{I}{\pi\lambda^2} \frac{y_0}{y_0^2 + x^2} \frac{\text{ch}(d + y)}{\text{sh} d}. \quad (20)$$

В том случае, когда ЛТ расположен вблизи поверхности СПП, плотность тока в прилегающей к проводнику области можно легко найти прямо из уравнения Лондонов

$$\mathbf{j} = -\frac{c}{4\pi\lambda^2} \mathbf{A}. \quad (21)$$

Векторный потенциал в этом уравнении при выполнении неравенства (13) будет в основном определяться ЛТ и имеет логарифмический характер. При аксиально-симметричном распределении электрического тока магнитные силовые линии являются линиями постоянства векторного потенциала. Этот факт и уравнение Лондонов (21)

дают возможность интерпретировать магнитные силовые линии внутри СПП как линии постоянства плотности тока. Из рис. 1 видно, что плотность тока максимальна под ЛТ и убывает в продольном к СПП направлении гораздо медленнее, чем в глубь нее ($d > 1$). Для тонкой СПП ($d = 0.5$, рис. 2) плотность тока меняется в основном в продольном направлении.

в) Магнитное поле под сверхпроводящей пленкой. Аналогично предыдущей части при анализе магнитного поля под СПП можно выделить две характерные области. В дальней зоне, характеризуемой неравенством

$$|z - i(y_0 - d)| \gg \Lambda, \quad (22)$$

магнитное поле имеет вид

$$g_3(z) = -\frac{4I}{c\lambda[z - i(y_0 - d)]^2 \operatorname{sh} d}. \quad (23)$$

Это выражение описывает магнитное поле токового диполя с дипольным моментом $4I\lambda^{-1} \operatorname{sh}^{-1} d$, расположенным в точке $x = 0$, $y = y_0 - d$.

Для тонких пленок ($d < 1$) существует ближняя зона, задаваемая неравенством

$$1 \ll |z - i(y_0 - d)| \ll \Lambda. \quad (24)$$

Магнитное поле внутри этой зоны равно

$$g_3(z) = \frac{2I}{c\lambda \operatorname{ch} d} \left(-\frac{i}{z - i(y_0 - d)} + \Lambda^{-1} \ln [\Lambda^{-1}[z - i(y_0 - d)]] \right). \quad (25)$$

Основной вклад в $g_3(z)$ вносит первое слагаемое, которое представляет собой поле ЛТ, смещенного относительно его исходного положения с током $I \operatorname{ch}^{-1}(d)$. На рис. 2 непосредственно под СПП магнитные силовые линии имеют вид концентрических окружностей с центром ниже ЛТ, что соответствует выражению (25).

Магнитное поле токовой шины над СПП

Выражения (6)–(8) для $g(z)$ представляют собой решение магнитостатической задачи для сосредоточенного электрического тока над СПП. С помощью этих уравнений, пользуясь методом суперпозиции, можно построить магнитное поле для любой системы токов, обладающей аксиальной симметрией. Для произвольной функции $j(x_0, y_0)$, описывающей плотность тока над СПП, магнитное поле равно

$$G(z) = I^{-1} \int dx_0 dy_0 g(z; x_0, y_0) j(x_0, y_0), \quad G = H_x - iH_y, \quad (26)$$

где H_x и H_y — суммарное магнитное поле.

Для примера рассмотрим магнитное поле шины прямоугольного поперечного сечения с постоянной плотностью тока $j = \operatorname{const}$. Прямое интегрирование (6)–(8) дает

$$G_1(z) = G_0(z) + i \frac{2j\lambda}{c} \int_0^\infty dq \frac{\operatorname{sh}(kd)}{q^2 D(q)} \sum_{n=1}^4 (-1)^n \exp[iq(z - \bar{z}_n)], \quad (27)$$

$$G_2(z) = i \frac{2j\lambda}{c} \int_0^{\infty} dq \frac{\text{sh}[k(d+y)]}{q^2 D(q)} \sum_{n=1}^4 (-1)^n \exp[iq(z_n - x)] \times \\ \times [k^2 + q^2 + \exp[iq(x - \bar{z}_n)]], \quad (28)$$

$$G_3(z) = i \frac{4j\lambda}{c} \int_0^{\infty} dq D^{-1}(q) \frac{k}{q} \sum_{n=1}^4 (-1)^n \exp[iq(z - z_n + id)]. \quad (29)$$

Здесь

$$G_0(z) = -\frac{2j\lambda}{c} \sum_{n=1}^4 (-1)^n (z - z_n) \ln(z - z_n) \quad (30)$$

является собственным магнитным полем бесконечной шины, имеющей в сечении прямоугольник ($2w \cdot 2t$) с центром в точке $z = iY_0$, z_i являются координатами вершин этого прямоугольника, \bar{z}_i — величинами, комплексно-сопряженными z_i .

На рис. 3 показаны магнитные силовые линии для шины прямоугольного сечения с $w = 4$, $t = 0.5$, $Y_0 = 2$, $X_0 = 0$ и $j = \text{const}$. Полный ток в шине выбран таким же, как и для ЛТ на рис. 1, 2. Анализ выражений (28)–(30) показывает, что при значительном удалении шины от СПП ($Y_0 \gg \lambda, w, t$) распределение магнитного поля имеет характер, аналогичный распределению поля ЛТ в дальней зоне. Над СПП работает метод изображений, под СПП магнитное поле имеет дипольный характер, а внутри сверхпроводника зависимость магнитного поля от координат разделяется.

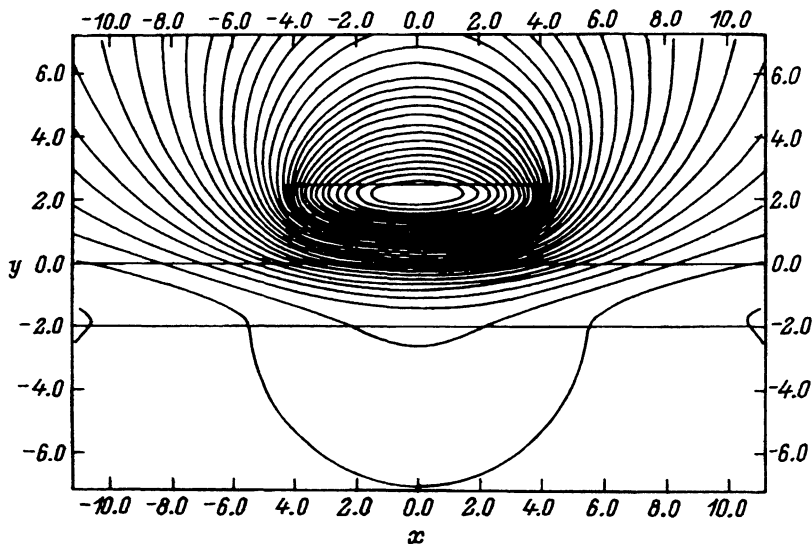


Рис. 3. Силовые линии магнитного поля тока в шине ($j = \text{const}$) и сверхпроводящей пластины.

Сверхпроводник занимает область $-2 < y < 0$, шины размером 81 с центром поперечного сечения с точки $X_0 = 0$, $Y_0 = 2$.

В случае протяженной шины, лежащей вблизи СПП, конфигурация дальней и ближней зон целиком зависит от ее расположения. Для прямоугольной плоской шины, расположенной вблизи поверхности СПП,

$$w \gg t, Y_0, \quad (31)$$

с $j = \text{const}$ (проводящая плоскость параллельная СПП) магнитное поле проникает через сверхпроводник значительно сильнее вблизи ее краев, чем непосредственно под ней. Распределение магнитного поля под проводником вдали от краев шины, под ее центром получается из выражений (27)–(29) в пределе $|z - iY_0| \ll w$ при выполнении неравенства (31)

$$G_1(z) = \frac{4\pi j t \lambda}{c}, \quad G_2(z) = \frac{4\pi j t \lambda}{c} \frac{\text{sh}(d+y)}{\text{sh} d}, \quad G_3(z) = 0, \quad (32)$$

что совпадает с хорошо известным результатом для проникновения однородного касательного к поверхности СПП магнитного поля.

Вблизи краев токового листа при $|z - z_n| \ll \Lambda$, $\Lambda \gg 1$ магнитное поле имеет вид

$$G_1(z) = \frac{2\pi j t \lambda}{c} - \frac{2j\lambda}{c} \sum_{n=1}^2 (-1)^n \left\{ (z - z_n) \ln(z - z_n) - (z - \bar{z}_n) \ln(z - \bar{z}_n) - \Lambda \ln(\bar{z} - z_n) \right\}, \quad (33)$$

$$G_2 = \frac{2j\lambda}{c \text{sh} d} \sum_{n=1}^2 (-1)^n \left\{ \text{sh}(d+y) \left[(z_n - x) \ln(x - z_n) + (x - \bar{z}_n) \ln(x - \bar{z}_n) + i\Lambda \ln(x - \bar{z}_n) \right] + 2i \frac{\text{sh} y}{\text{sh} d} \ln(x - z_n) \right\} + \frac{2\pi t}{c\lambda} \frac{\text{sh}(d+y)}{\text{sh}(d)}, \quad (34)$$

$$G_3(z) = i \frac{4j\lambda}{c \text{sh} d} \sum_{n=1}^2 (-1)^n \ln(z - z_n + id). \quad (35)$$

Из выражений (33)–(35) следует, что магнитное поле за СПП вблизи края токовой шины отлично от нуля, в то же время под ее центром достигается полное экранирование.

На рис. 4 показана картина магнитных силовых линий для суммарного магнитного поля МВ и шины с постоянной плотностью тока и размерами поперечного сечения $w = 4$, $t = 0.5$ (такими же, как и на рис. 3). Магнитное поле МВ с кором в виде отрезка прямой нормаль-ной к поверхности СПП имеет вид [12]

$$\mathcal{H}_y^1 = \int_0^{\infty} dq q J_0(\tau q) \text{sh}(kd/2) \exp[-(y - d/2)q] T^{-1}(q), \quad (36)$$

$$\mathcal{H}_r^1 = \int_0^{\infty} dq q J_1(\tau q) \text{sh}(kd/2) \exp[-(y - d/2)q] T^{-1}(q), \quad (37)$$

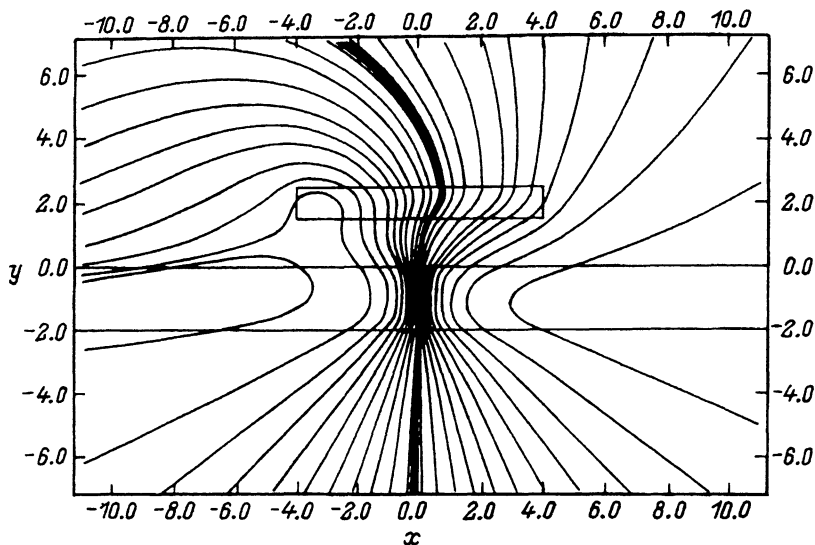


Рис. 4. Суперпозиция магнитного поля вихря Абрикосова и токовой шины с постоянной плотностью тока, представленной на рис. 3.

$$\mathcal{H}_y^2 = \left[K_0(R) - \int_0^\infty dq q J_0(rq) \operatorname{ch}(ky) k^{-1} T^{-1}(q) \right], \quad (38)$$

$$\mathcal{H}_r^2 = \int_0^\infty dq q J_1(rq) \operatorname{sh}(ky) T^{-1}(q), \quad (39)$$

$$\mathcal{H}_y^3 = \int_0^\infty dq q J_0(rq) \operatorname{sh}(kd/2) \exp[(y + d/2)q] T^{-1}(q), \quad (40)$$

$$\mathcal{H}_r^3 = -\mathcal{H}_r^1, \quad T(q) = k^2 \operatorname{sh}(dk/2) + qk \operatorname{ch}(dk/2).$$

Магнитное поле вихря выражено в единицах $\Phi_0/2\pi\lambda^2$, где Φ_0 — квант магнитного потока, $J_i(x)$ — функции Бесселя i -го порядка, $K_0(x)$ — функция Макдональда, r — полярная координата в плоскости СПП. Полный ток в шине на рис. 4 равен $0.03\Phi_0/4\pi\lambda c$.

Рассматривая силу, действующую на МВ со стороны токовой шины, как результат натяжения магнитных силовых линий можно заметить наличие изгиба и крутящего момента. Проникновение неоднородного магнитного поля в СПП, содержащую МВ, вместо продвижения может привести к его повороту, изгибу, переключению знака и отталкиванию в противоположную сторону. Собственное магнитное поле МВ (36)–(40) изменится и должно быть найдено как решение вариационной задачи относительно равновесной формы кора в поле ЛТ. Подробный расчет всех особенностей взаимодействия МВ с токовой шиной составляет предмет отдельной задачи.

Заключение

В данной работе получена функция Грина для задачи экранирования магнитного поля аксиально-симметричного распределения электрического тока СПП второго рода. Распределение магнитного поля, обусловленное ЛТ над СПП, имеет различный характер в зависимости от параметров задачи.

Проникновение магнитного поля определяется степенью его неоднородности на поверхности СПП. При радиусе кривизны магнитных силовых линий ЛТ вблизи поверхности СПП, меньшем пирловской глубины проникновения, поле проникает через сверхпроводник (магнитная неоднородность не "разрешается"). За СПП ($d < 1$) магнитное поле совпадает с полем ЛТ, центр которого смещен относительно первоначального положения на d к поверхности сверхпроводника, а ток меньше исходного в $\text{ch}(d)$ раз.

При малой неоднородности магнитного поля ЛТ вблизи СПП зависимость магнитного поля от координат внутри сверхпроводника факторизуется, а спадание вглубь такое же, как и для однородного касательного поля. Под СПП магнитное поле имеет дипольный характер.

Линейность задачи позволяет, используя функцию Грина, рассмотреть задачу о проникновении магнитного поля системы токовых шин произвольного сечения. Определяющим фактором проникновения магнитного поля в этом случае также будет его неоднородность на поверхности СПП, обусловленная скачками плотности тока.

Эффект чередования областей с различным характером проникновения магнитного поля через СПП особенно нагляден при экранировании магнитного поля плоской шины, лежащей на СПП. Магнитное поле практически отсутствует под ней и проникает вблизи краев.

Автор выражает благодарность А.М.Гришину за интерес к работе и полезные дискуссии.

Данная работа была частично поддержана грантом фонда Сороса, распределенным Американским физическим обществом.

Список литературы

- [1] *Bremer J.W.* Supercorductive Device. New York; Toronto; London: McGraw Hill Book Company, 1962.
- [2] *Baker B.R.* Digests of INTERMAG. 1993. HC-09.
- [3] *Ebner C., Milleron P.F.* // Phys. Rev. 1969. Vol. 179. P. 447.
- [4] *Brandt E.H.* // Phys. Rev. Lett. 1991. Vol. 67. P. 2215.
- [5] *Hebard A.F.* // Phys. Rev. 1989. Vol. B 40. P. 5243.
- [6] *Wu D.-H., Sridar S.* // Phys. Rev. Lett. 1990. Vol. 65. P. 2074.
- [7] *Coffey M.W., Clem J.R.* // Phys. Rev. Lett. 1991. Vol. 67. P. 386.
- [8] *Uehara Sh., Magata K.* // Appl. Phys. Lett. 1981. Vol. 39. P. 12.
- [9] *Sheen D.M. et al.* // IEEE Trans. Magn. 1991. Vol. 1. P. 108.
- [10] *Pearl J.* // Appl. Phys. Lett. 1964. Vol. 5. P. 65.
- [11] *Binns K.J., Lawrenson P.J.* // Analysis and Computation of Electric and Magnetic Field Problems. Paris: Pergamon Press, 1963. P. 126.
- [12] *Fusco-Girard M., Mancini F.* Physica BC. 1983. Vol. 123. P. 75.