

Распределение локального магнитного поля в сверхпроводниках с некоррелированным случайным расположением вихрей Абрикосова

© А.В. Минкин, С.Л. Царевский

Казанский государственный университет,
420008 Казань, Россия

E-mail: Sergey.Tsarevskii@ksu.ru

(Поступила в Редакцию 3 марта 2003 г.
В окончательной редакции 15 мая 2003 г.)

В рамках лондоновской модели найдено распределение локального магнитного поля вблизи поверхности одноосного анизотропного сверхпроводника второго рода для случая, когда вихри Абрикосова распределены в сверхпроводнике случайным образом. Получено распределение локального магнитного поля в зависимости от расстояния до поверхности сверхпроводника. Показано, что форма линии распределения локального магнитного поля вблизи поверхности существенно изменяется по сравнению с распределением в глубине массивного сверхпроводника. Это изменение следует учитывать при интерпретации экспериментальных данных по наблюдению локального магнитного поля в приповерхностной области сверхпроводника и в тонких сверхпроводящих пленках (толщиной $\leq \lambda$, где λ — глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник). Показано также, что, как и в случае регулярной решетки вихрей, наблюдение распределения локального магнитного поля в сверхпроводниках второго рода в условиях случайного некоррелированного расположения вихрей позволяет определить величину λ .

Работа частично поддержана грантом CRDF (REC-007).

1. Известно, что при некоторых условиях в тонких пленках высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) во внешнем магнитном поле \mathbf{H} решетка вихрей Абрикосова становится неустойчивой [1–3]. Вихри в этом случае распределяются хаотически, и распределение магнитного поля становится случайно-неоднородным. Случайно-неоднородное состояние ВТСП приводит к ряду особенностей, например к немонотонной зависимости критического тока $J_c(H)$, „fishtail“ эффекту [4], электрической бистабильности [5], изменению характера поглощения микроволновой энергии [6] и т.д. При обработке экспериментальных данных по μ^+SR -вращению мюонов в некоррелированных решетках [7] важную роль играет аппроксимация формы линии функции распределения локального магнитного поля, позволяющая определить параметры пиннинга в сверхпроводнике. Знание распределения локального магнитного поля также очень важно при исследовании тонких сверхпроводящих пленок методами магнитного резонанса (неоднородная ширина линии) и микроволнового поглощения. В связи с этим представляет определенный интерес построение функции распределения локального магнитного поля случайно распределенных вихрей Абрикосова. Для массивного сверхпроводника такая задача решалась ранее (см., например, [7]). Однако известно [8,9], что локальное магнитное поле по мере приближения к поверхности сверхпроводника значительно изменяется. Учет этого обстоятельства для регулярных вихревых решеток приводит к резкому изменению формы линии магнитного резонанса [10]. В настоящей работе проведен расчет функции распределения $W(h, z)$ локального магнитного поля \mathbf{h} для полупространства, занятого сверхпроводником, в зависимости от глубины z от поверхности

сверхпроводника. Показано, что форма линии функции распределения существенно изменяется по мере приближения к поверхности сверхпроводника, ширина линии заметно сужается, причем эти изменения начинают возникать на расстояниях $\leq \lambda$ от поверхности (λ — лондоновская глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник).

2. Рассмотрим сверхпроводник второго рода с $\kappa \gg 1$ (κ — параметр Гинзбурга–Ландау) во внешнем магнитном поле H . Пусть сверхпроводник занимает полупространство $z < 0$, а поле \mathbf{H} направлено по оси \mathbf{z} . Положим, что ось \mathbf{z} параллельна оси \mathbf{c} сверхпроводника. Положим также, что $H_{c1} < H < H_{c2}$ (H_{c1} , H_{c2} — первое и второе критические поля), т.е. локальное магнитное поле проникает в сверхпроводник в виде квантовых вихрей Абрикосова и описывается уравнениями Лондонов. Предположим далее, что система вихрей представляет собой двумерную вихревую структуру случайно (некоррелированно) расположенных вихрей. Предположение о некоррелированности вихревой структуры подразумевает малость „исключенного объема“, где существенно отталкивание вихрей. При $\kappa \gg 1$ это выполняется в широком интервале промежуточных полей, пока плотность вихрей ρ_0 не сильно превышает λ^{-2} .

Локальное магнитное поле в лондоновском пределе есть суперпозиция полей отдельных вихрей [7]

$$\mathbf{h}(\boldsymbol{\rho}, z) = \sum_i \mathbf{h}_s(|\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_i|, z), \quad (1)$$

где $\mathbf{h}_s(\boldsymbol{\rho}, z)$ — поле отдельного вихря, $\boldsymbol{\rho}$ — радиус-вектор в плоскости xy , $\boldsymbol{\rho}_i$ — радиус-вектор сердцевины i -й нити, z — расстояние от поверхности сверхпроводника. Далее длина везде измеряется в единицах λ .

Чтобы найти плотность вероятности распределения внутреннего поля $W(h, z)$ для стохастической решетки некоррелированных вихрей, используем метод Хольцмарка [11]. Для функции $W(h, z)$ имеем известное соотношение

$$W(h, z) = \iiint \dots \iiint \delta\left(h - \sum_{i=1}^n h_i\right) W_i(h_i, z) dh_1 dh_2 \dots dh_n, \quad (2)$$

где $W_i(h_i, z)$ — вероятность того, что i -й вихрь принимает значение магнитного поля в области между h_i и $h_i + dh_i$.

Отсюда для Фурье-образа

$$W(v_h, z) = \frac{1}{2\pi} \int W(h, z) \exp(iv_h h) dh \quad (3)$$

получаем удобную формулу

$$W(v_h, z) = \prod_{i=1}^n W_i(v_h, z), \quad (4)$$

где

$$W_i(v_h, z) = \frac{1}{2\pi} \int W_i(h, z) \exp(iv_h h) dh. \quad (5)$$

Если возьмем область достаточно большого радиуса R_n , то количество вихрей внутри ее будет $N = \pi\rho_0 R_n^2$, где $\rho_0 = H/\Phi_0$ — плотность вихрей, $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{-7} \text{ G} \cdot \text{cm}^2$ — квант магнитного потока.

Несложно получить функцию распределения поля $W_i(v_h)$ для отдельного вихря

$$W_i(v_h, z) = \frac{1}{\pi R_n^2} \int_0^{R_n} \int_0^{2\pi} \exp(iv_h h_s(\rho, z)) \rho d\rho d\varphi. \quad (6)$$

Учитывая независимость подынтегрального выражения от φ и заменяя верхний предел интегрирования по ρ на ∞ , имеем

$$W_i(v_h, z) = 1 - \frac{2}{R_n^2} \int_0^{\infty} [1 - \exp(iv_h h_s(\rho, z))] \rho d\rho. \quad (7)$$

Подставляя (7) в (5) и переходя к пределу $N \rightarrow \infty$, получаем выражение [7]

$$W(v_h, z) = \exp\left[-2\pi\rho_0 \int_0^{\infty} [1 - \exp(iv_h h_s(\rho, z))] \rho d\rho\right]. \quad (8)$$

Распределение внутренних полей дается обратным преобразованием Фурье

$$W(h, z) = \int W(v_h, z) \exp(-ihv_h) dv_h. \quad (9)$$

Итак, для определения $W(h, z)$ необходимо знать локальное магнитное поле одиночного вихря с учетом изменений в приграничной области сверхпроводника: поле внутри сверхпроводника описывается обобщенным уравнением Лондонов, а вне сверхпроводника (в вакууме) — уравнениями Максвелла. Решение уравнений должно удовлетворять определенным граничным условиям на границе ($z = 0$) сверхпроводник–вакуум [8]. Искомое решение представляется в виде интеграла Фурье, и для Фурье-компонент удается найти аналитическое решение. Само же локальное магнитное поле аналитически представить не удастся, и его приходится восстанавливать численно, используя обратное преобразование Фурье [9]. Вычисление обратного преобразования Фурье для одиночного вихря на ЭВМ сводится к расчету двумерной интегральной суммы в точках с определенным шагом, т. е. интеграл заменяется рядом Фурье. Это означает, что одиночный вихрь заменяется периодической двумерной структурой с некоторым пространственным периодом a . Поскольку поле одиночного вихря изменяется на расстояниях $\leq \lambda$ от центра вихря, при $a > \lambda$ перекрыванием вихрей можно пренебречь и в качестве локального магнитного поля одиночного вихря взять значения магнитного поля в ячейке регулярной вихревой решетки (от максимального до минимального) вдоль некоторого направления. Точность вычислений определяется величиной периода и числом точек, в которых рассчитывается поле: чем больше a (при соответствующем увеличении числа точек), тем точнее вычисляется поле одиночного вихря. В этом случае поле ищется в виде ряда Фурье по обратным векторам \mathbf{G} вихревой решетки, а для восстановления поля можно воспользоваться процедурой быстрого преобразования Фурье. В нашем случае мы численно рассчитали вероятность $W(h, z)$, используя Фурье-коэффициенты локального магнитного поля $h(\mathbf{G}, z)$, полученные в работе [12] для регулярной вихревой решетки.

3. Результаты расчетов $W(h, z)$ для различных значений λ, ξ, H (ξ — длина когерентности) представлены на рис. 1–3. Все приведенные на рисунках линии распределения $W(h, z)$ нормированы на единицу. Процедура расчетов такая же, как в работе [10]. Точность расчетов проверялась увеличением периода a с сохранением шага в вычисляемых суммах. При расчете поля одиночного вихря использовалась процедура суммирования по обратным векторам воображаемой решетки с периодом, равным 10λ . На рис. 1 представлены результаты расчетов $W(h, z)$ на глубинах $z = 0, -0.05, -0.5, -5$ для сверхпроводника с $\lambda = 1400 \text{ \AA}$, $\xi = 20 \text{ \AA}$ в магнитном поле $H = 400 \text{ G}$. В этом случае $\lambda^{-2} \geq \rho_0$, и наши расчеты справедливы. Для массивного сверхпроводника с такими параметрами расчет $W(h)$ приведен в работе [7]. Как видно из рисунка, при $z = -0.5$ (напомним, что длина измеряется в λ) линия $W(h, z)$ приближается к распределению $W(h)$ для массивного сверхпроводника, а при $z = -5$ наши расчеты совпадают с расчетами $W(h)$ из работы [7] (режим „bulk“), подтверждая тем

самым справедливостью представления поля одиночного вихря рядом Фурье по обратным векторам регулярной решетки. Узкая линия 5 представляет распределение локального магнитного поля для регулярной треугольной решетки. Как видно из рисунка, разрушение регулярной вихревой решетки приводит к значительному уширению линии магнитного поля. По мере приближения к границе сверхпроводника форма линии функции распределения локального магнитного поля существенно изменяется. Это связано с тем, что силовые линии магнитного поля вихря по мере приближения к поверхности сверхпроводника расходятся, так что неоднородность локального магнитного поля уменьшается. На рис. 2 приведены

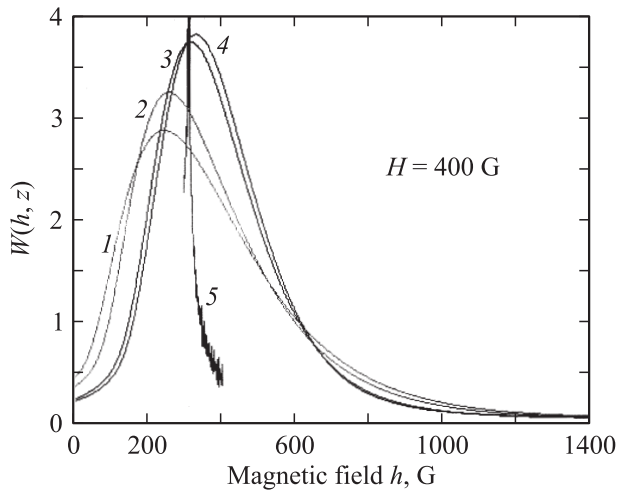


Рис. 1. Функция распределения локального магнитного поля $W(h, z)$ на различной глубине z в сверхпроводнике с параметрами $\lambda = 1400 \text{ \AA}$ и $\xi = 20 \text{ \AA}$ для стохастической (1-4) и треугольной (5) вихревых решеток во внешнем магнитном поле $H = 400 \text{ G}$. $z = -5$ (1, 5), -0.5 (2), -0.05 (3) и 0 (4).

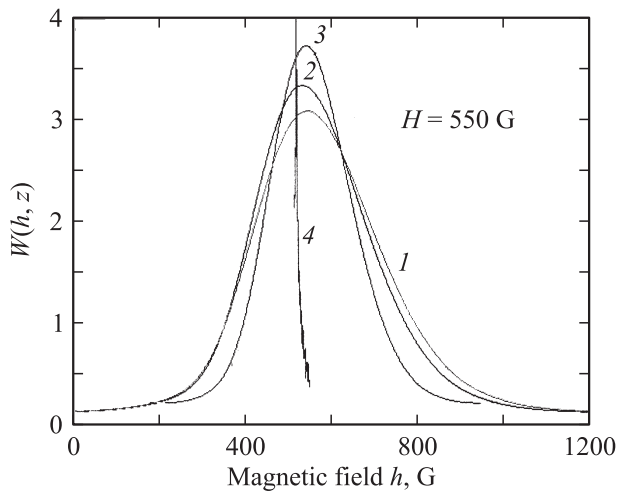


Рис. 2. Функция распределения локального магнитного поля $W(h, z)$ на различной глубине z в сверхпроводнике с параметрами $\lambda = 2700 \text{ \AA}$ и $\xi = 5 \text{ \AA}$ для стохастической (1-3) и треугольной (4) вихревых решеток во внешнем магнитном поле $H = 550 \text{ G}$. $z = -5$ (1, 4), -0.5 (2) и 0 (3).

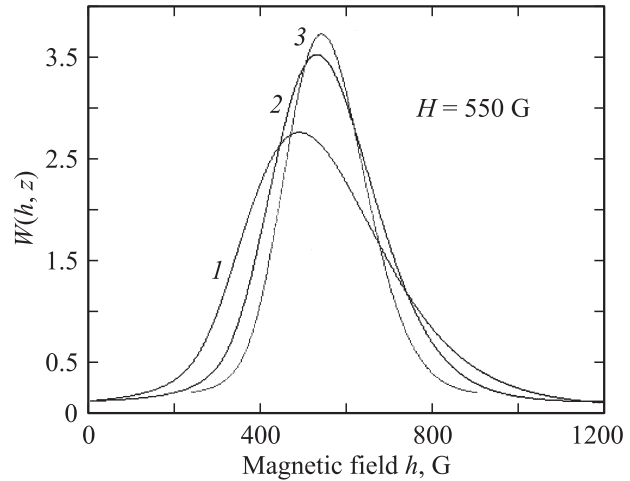


Рис. 3. Функция распределения локального магнитного поля $W(h, z)$ на поверхности сверхпроводника ($z = 0$) с $\xi = 5 \text{ \AA}$, находящегося во внешнем магнитном поле $H = 550 \text{ G}$, при различных значениях λ . $\lambda = 1400$ (1), 2000 (2) и 2700 \AA (3).

результаты расчетов для ВТСП YBaCuO с $T_c = 90 \text{ K}$ ($\lambda = 2700 \text{ \AA}$, $\xi = 5 \text{ \AA}$) при $H = 550 \text{ G}$ (в этом случае снова $\lambda^{-2} \approx \rho_0$). Для регулярной треугольной вихревой решетки такого сверхпроводника расчеты $W(h, z)$ были проведены в работе [12] (кривая 4 на рис. 2). Из рис. 2 видно, что ширина линии $W(h, z)$ уменьшается для данного сверхпроводника еще больше по мере приближения к поверхности. На рис. 3 представлены результаты расчета $W(h, z)$ на поверхности сверхпроводника ($z = 0$) для различных λ во внешнем магнитном поле $H = 550 \text{ G}$. Как видно из этого рисунка, распределение $W(h, z)$ на поверхности сверхпроводника в магнитном поле существенно зависит от величины λ .

4. В заключение отметим, что, поскольку изменения в распределении локального магнитного поля происходят на расстояниях $\leq \lambda$, в тонких сверхпроводящих пленках толщиной $\leq \lambda$ ширина линии распределения локального магнитного поля в случайной вихревой решетке может оказаться в 1.5 раза меньше, чем в массивном сверхпроводнике с теми же параметрами (λ , ξ). Это следует учитывать при объяснении экспериментальных данных, например по μ^+SR -вращению мюонов в тонких сверхпроводящих пленках (в частности, при аппроксимации формы линии функции распределения локального магнитного поля) [7]. Поскольку в методах магнитного резонанса исследуется приповерхностная область сверхпроводника ($\sim \lambda$), в этих экспериментах также следует учитывать изменения в разбросе локальных полей по мере приближения к поверхности сверхпроводника. Приведенные выше вычисления показывают, что и для случайного некоррелированного расположения вихрей, используя приведенную методику расчета на основании экспериментальных данных можно определить параметр сверхпроводника λ .

Список литературы

- [1] G. Blatter et al. *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
- [2] E.H. Brandt. *Rep. Prog. Phys.* **58**, 1465 (1995).
- [3] L.F. Colun, H.J. Jensen. *Rep. Prog. Phys.* **60**, 1465 (1997).
- [4] H. K pfer et al. *Phys. Rev. B* **58**, 2886 (1998).
- [5] A. Gurevich, V.M. Vinokur. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3037 (1999).
- [6] T. Shaposhnikova, Yu. Talanov, Yu. Vashakidze. *Physica C* **385**, 383 (2003).
- [7] Ю.М. Белоусов, В.Н. Горбунов, В.П. Смилга, В.И. Фесенко. *УФН* **160**, 11, 55 (1990).
- [8] Б.И. Кочелаев, Е.П. Шарин. *СФХТ* **5**, 10, 1931 (1992).
- [9] V.G. Kogan, A.Yu. Simonov, M. Ledvij. *Phys. Rev. B* **48**, 392 (1993).
- [10] Б.И. Кочелаев, Ю.Н. Прошин, С.Л. Царевский. *ФТТ* **38**, 11, 3220 (1996).
- [11] А. Исихара. *Статистическая физика*. Мир, М. (1973).
- [12] С.А. Ефремова, С.Л. Царевский. *ФТТ* **39**, 11, 1935 (1997).