

01;05.4

Пиннинг плоских вихрей в трехмерной джозефсоновской среде и применимость модели Бина

© М.А. Зеликман

С.-Петербургский государственный технический университет

Поступило в Редакцию 11 декабря 1996 г.

В работе рассчитана система плоских вихрей, образующаяся у границы образца при монотонном росте внешнего магнитного поля при учете пиннинга, вызванного ячеистостью среды. Расстояние между вихрями остается примерно постоянным, а не убывает с приближением к границе, из чего следует, что магнитное поле не зависит от координаты в области, куда проникли вихри. Эти факты противоречат общепринятой модели Бина.

Важную роль в процессах проникновения магнитного поля в высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) играют вихри. При наличии пиннинга они возникают около поверхности и с ростом поля продвигаются в глубь образца. Для расчета проникновения поля в образец обычно пользуются моделью Бина [1]: все вихри в области, в которую проникло поле, находятся в "критическом состоянии", т. е. сила, действующая на каждый вихрь со стороны всех остальных, равна максимальной силе его зацепления. Для вычисления профиля поля надо знать зависимость этой силы от магнитной индукции. Существуют различные механизмы зацепления вихрей на всевозможных дефектах кристаллической решетки, являющихся центрами пиннинга. Например, в работах [2,3] рассматривается взаимодействие непрерывного вихря с дискретно расположенными центрами пиннинга при различных соотношениях между размерами вихря и расстоянием между центрами пиннинга.

В настоящей работе рассматривается трехмерная среда, представляющая собой кубическую решетку, каждая связь которой длиной h содержит один джозефсоновский контакт с критическим током J_c [4,5]. В такой среде вихрь описывается не непрерывным распределением разности фаз, а дискретными ее значениями на отдельных контактах.

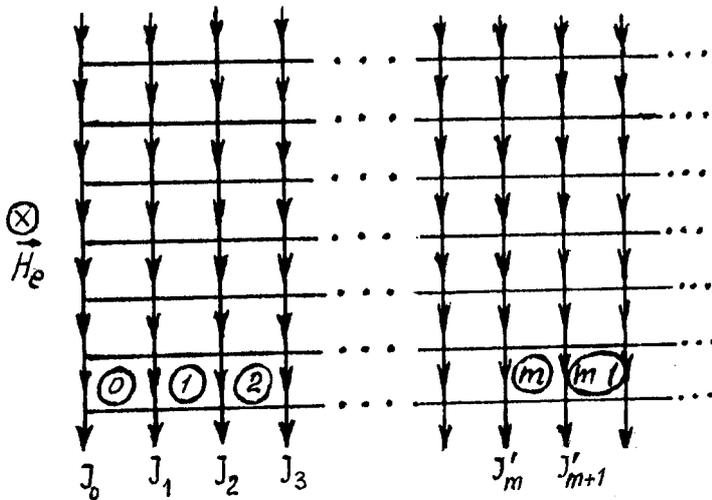


Рис. 1. Распределение токов в плоском вихре в плоскости, перпендикулярной внешнему полю.

При этом существует пиннинг, связанный с ячеистой структурой среды, определяемый конечной величиной энергии, необходимой для смещения центра вихря в соседнюю ячейку. Рассчитаем систему вихрей, устанавливающуюся в образце при монотонном росте внешнего поля, и проверим справедливость модели критического состояния Бина.

Пусть образец, имеющий форму толстой пластины, помещен в магнитное поле, параллельное плоскости пластины. Тогда во всех плоскостях, перпендикулярных внешнему полю, токи распределены идентично. Хотя возникновение линейных вихрей энергетически выгоднее, далее рассматриваются плоские (ламинарные) вихри (рис. 1), так как эта модель поддается расчету, позволяет понять все нюансы и качественно распространить основные результаты на случай линейных вихрей.

Из условий квантования флюксоида в ячейках в работе [4] выведена система уравнений для расчета скачков фазы φ_m на джозефсоновских контактах (Φ_0 — квант магнитного потока)

$$\varphi_{m+1} - 2\varphi_m + \varphi_{m-1} = I \sin \varphi_m (\pm 2\pi), \quad (I = 2\pi\mu_c h J_c / \Phi_0), \quad (1)$$

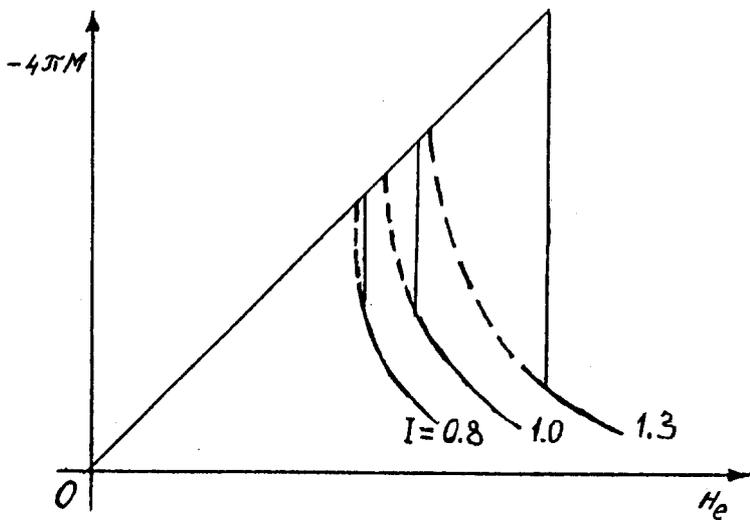


Рис. 2. Кривые намагничивания образца при различных значениях I . Пунктирные кривые соответствуют отсутствию пиннинга.

где в правой части могут появляться члены $\pm 2\pi$, если в ячейке находится центр какого-то вихря.

Систему (1) можно рассматривать как рекуррентный закон для нахождения φ_{m+1} из известных φ_m и φ_{m-1} , позволяющий по двум значениям φ_1 и φ_2 в соседних точках рассчитать распределение φ_m во всем образце. При монотонном росте магнитного поля вихрь, наиболее удаленный от границы, находится на грани движения. Для расчета такой структуры фиксируем φ_1 и найдем такой φ_2 , что сосед справа от некоторого выбранного вихря удален от него на максимально большое расстояние (в идеале на бесконечное).

Затем, варьируя φ_1 , минимизируем расстояние до ближайшего слева вихря, затем до следующего. Повторяя эту процедуру многократно, раз за разом сужая диапазон φ_1 , можно найти искомое "критическое" состояние решетки вихрей. Вычисления с точностью до 15-го знака после запятой позволяют найти положение 20–50 вихрей. Такой расчет, реализованный на ЭВМ, дал следующие результаты.

1. Расстояние между двумя покоящимися изолированными вихрями одинаковой ориентации может варьироваться от бесконечности до некоторого минимального значения. Это вызвано пиннингом, так как при его отсутствии взаимодействие между вихрями развело бы их на бесконечность. С ростом параметра I пиннинг увеличивается, а отталкивание между вихрями уменьшается, в результате чего минимальное расстояние между вихрями убывает. При $I > 2.9$ центры вихрей могут располагаться в соседних ячейках.

2. Для нахождения кривой намагничивания образца рассмотрена система вихрей, возникающая в образце при монотонном увеличении внешнего магнитного поля. Наименьшее расстояние от наиболее удаленного от границы вихря до ближайшего соседа зависит от I степенным образом: $d \approx 6.1 \cdot I^{-1.1}$.

3. При $I > 1.4$ расстояние между вихрями при приближении к границе убывает до 1 ячейки, далее центры вихрей располагаются в соседних ячейках. Начиная с $I = 3.4$, количество квантов потока Φ_0 в вихре растет по мере приближения к границе образца.

4. При $I \leq 1.3$ расстояние между вихрями не убывает по мере приближения к границе, оно остается примерно постоянным, из чего следует независимость магнитного поля от координаты. При этом теоретически рассчитанная кривая намагничивания образца имеет вид, типичный для сверхпроводников 2-го рода (рис. 2). Пиннинг приводит к росту критического поля H_c и к возникновению резкого скачка на кривой, обусловленного тем, что решетка вихрей не может иметь период больше того, который соответствует рассчитанному критическому состоянию.

На основе перечисленных фактов можно сделать вывод о том, что в ситуации взаимодействующих вихрей, содержащих не более одного кванта потока Φ_0 , для пиннинга, связанного с ячеистостью среды, модель Бина несправедлива.

Список литературы

- [1] Bean C.P. // Rev. Mod. Phys. 1969. V. 36. P. 31–48.
- [2] Kivshar Y.S., Malomed B.A. // Rev. Mod. Phys. 1989. V. 61. P. 763–772.
- [3] Брыксин В.В., Дороговцев С.Н. // ЖЭТФ. 1992. Т. 102. С. 1025–1033.
- [4] Зеликман М.А. // СФХТ. 1992. Т. 5. № 1. С. 60–70.
- [5] Зеликман М.А. // СФХТ. 1992. Т. 5. № 10. С. 1819–1827.