

К ВОПРОСУ О МЕХАНИЗМАХ ТРАНСПОРТНЫХ ПОТЕРЬ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

*Д. С. Одинцов**, *И. А. Руднев***, *В. А. Кашурников****

*Московский инженерно-физический институт (государственный университет)
115409, Москва, Россия*

Проведено моделирование методом Монте-Карло сверхпроводящей жилы ВТСП, несущей переменный транспортный ток. Исследовано влияние концентрации дефектов и внешнего магнитного поля на величину транспортных энергетических потерь. Показано, что в сверхпроводнике, несущем переменный транспортный ток, имеются две компоненты потерь: гистерезисная компонента, связанная с перемагничиванием сверхпроводника полем собственного тока, и динамическая компонента, связанная с установившимся течением и аннигиляцией вихрей-антивихрей в сверхпроводнике.

PACS: 74.25.Qt, 74.25.Sv

Исследование потерь энергии в сверхпроводниках, находящихся в переменном электромагнитном поле, в том числе в собственном поле переменного тока, чрезвычайно важно как с фундаментальной, так и с практической точки зрения. При анализе транспортных характеристик следует учитывать, что в реальных условиях сверхпроводящие элементы в токовом состоянии часто находятся во внешних магнитных полях. Известно [1–4], что в присутствии внешнего поля, в зависимости от его величины и конфигурации, наблюдается увеличение потерь энергии на переменном токе (транспортных потерь). Также было показано, что в области амплитуд переменного тока, не превышающих значение критического тока I_c , транспортные потери носят гистерезисный характер и определяются как потери на перемагничивание области сверхпроводника, несущей переменный ток [1–3]. Полученные экспериментальные данные удовлетворительно объяснялись в рамках макроскопической феноменологической модели Бина. В настоящей работе представляются результаты численного расчета транспортных потерь сверхпроводящего образца, проведенные на основе микроскопического анализа вихревой системы сверхпроводника второго рода.

Расчеты проводились на основе двумерной модели высокотемпературного сверхпроводника в пред-

положении слабой связи между ВТСП-слоями с использованием метода Монте-Карло [5]. Вихревая решетка представляется в виде системы классических частиц с дальнедействующим потенциалом, имеющим следующий вид:

$$U(r_{ij}) = U_0 K_0 \left(\frac{r_0}{\lambda} \right), \quad U_0 = s \frac{\Phi_0^2}{8\pi^2 \lambda^2},$$

$$\lambda(T) = \lambda(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3.3} \right]^{-1/2},$$

где λ — глубина проникновения магнитного поля, $\Phi_0 = hc/2e$ — квант магнитного потока, $K_0(x)$ — функция Макдональда.

В расчете значение критического тока определялось как ток, при котором вся пластина заполнялась вихрями от магнитного поля собственного тока. Поскольку при критическом токе сверхпроводник переходит в резистивное состояние, в котором устанавливается вязкое течение вихревых нитей, возникает необходимость расчета вольт-амперных характеристик $E(j)$ для определения динамической компоненты потерь как выделяемой в единице объема мощности $W = Ej$. В этом режиме вязкого течения движение вихрей сопровождается выделением энергии [6], что вызывает появление напряжения на образце. При заполнении всей пластины система будет находиться в динамическом равновесии, так что образующиеся на разных краях пластины вихри разного знака будут проникать в глубь пластины под действием силы Лоренца и аннигилировать. Поскольку

*E-mail: dodintsov@mail.ru

**E-mail: iarudnev@mephi.ru

***E-mail: kashur@rol.ru

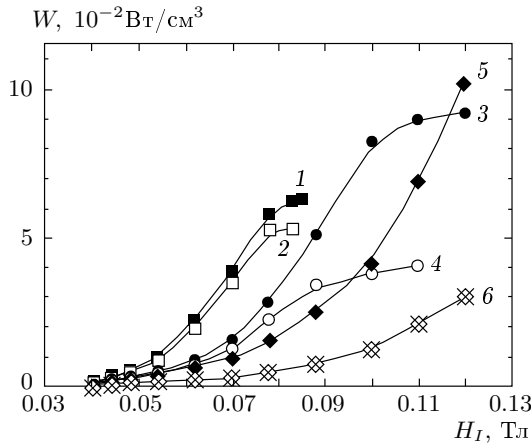


Рис. 1. Гистерезисные потери как функция поля тока $H_I = 2\pi I/c$ при разных числах дефектов N_d и значениях внешнего магнитного поля H_0 : 1 — $N_d = 555, H_0 = 0$; 2 — $N_d = 555, H_0 = 100$ Э; 3 — $N_d = 810, H_0 = 0$; 4 — $N_d = 810, H_0 = 100$ Э; 5 — $N_d = 1334, H_0 = 0$; 6 — $N_d = 1334, H_0 = 300$ Э

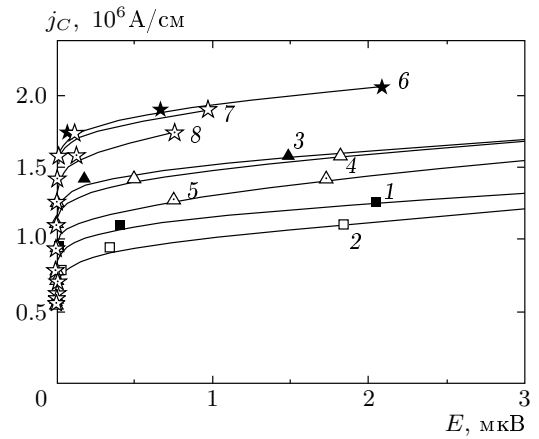


Рис. 2. Рассчитанные ВАХ при различных значениях числа дефектов N_d и величины внешнего поля H_0 : 1 — $N_d = 555, H_0 = 0$; 2 — $N_d = 555, H_0 = 100$ Э; 3 — $N_d = 810, H_0 = 0$; 4 — $N_d = 810, H_0 = 100$ Э; 5 — $N_d = 810, H_0 = 300$ Э; 6 — $N_d = 1092, H_0 = 0$; 7 — $N_d = 1092, H_0 = 100$ Э; 8 — $N_d = 1092, H_0 = 300$ Э

аннигиляция пары вихрь–антивихрь сопровождается одновременным рождением вихрей на краях образца, в результате аннигиляции одной пары вихрей изменение энергии системы равно удвоенному значению работы по перемещению вихря от края в глубь пластины [5, 7]:

$$\Delta\Omega_I = \frac{1}{4\pi} \int_{d/2}^x \mathbf{j} \cdot \Phi_0 dx = \frac{\Phi_0}{4\pi} \times \left[\mathbf{H}_0 \left(1 - \frac{\text{ch}(x/\lambda)}{\text{ch}(d/2\lambda)} \right) + \mathbf{H}_I \left(\frac{\text{sh}(x/\lambda)}{\text{sh}(d/2\lambda)} \mp 1 \right) \right].$$

Здесь $H_I = 2\pi I/c$ — поле, создаваемое транспортным током на поверхности пластины, I — полный ток через поперечное сечение пластины. Рассчитываемые ВАХ требуют переопределения масштаба шкалы напряжений, поскольку реальному времени в методе Монте-Карло соответствует время расчета, измеряемое количеством элементарных монте-карловских шагов. Эта проблема решается путем сопоставления и нормировки рассчитанных ВАХ на значения, полученные в эксперименте.

Для расчета равновесного распределения вихрей численно минимизировался термодинамический потенциал Гиббса системы с переменным числом вихрей, имеющий с учетом всех взаимодействий следующий вид:

$$G = sN\varepsilon + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} U(r_{ij}) + \sum_{i,j} U_p(r_{ij}) + \sum_{i,j} U_{surf}(r_i, r_j) - s \sum_i \Delta\Omega_I,$$

где ε — собственная энергия вихря, N — число вихрей в системе; второй член описывает парное взаимодействие вихрей, третий — взаимодействие вихрей с центрами пиннинга, четвертый — взаимодействие вихрей с поверхностью; пятый — токовый член (подробное описание взаимодействий см. в модели [5]).

Выбранные параметры моделирования соответствовали характеристикам высокотемпературного сверхпроводника $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$. Расчеты проводились в диапазоне внешних полей $H_0 = 0-300$ Э при температуре $T = 5$ К.

На рис. 1 показаны зависимости гистерезисных потерь от амплитуды поля собственного переменного тока при разных значениях числа дефектов и величине внешнего приложенного магнитного поля. Значения гистерезисных потерь определялись как площадь полной петли намагничивания пластины в поле собственного тока. Видно, что с увеличением числа дефектов значение потерь при одной и той же амплитуде тока уменьшается. Кроме того, гистерезисные потери достигают насыщения при значениях тока, больших критического значения. Во внешнем поле величина потерь при фиксированной концен-

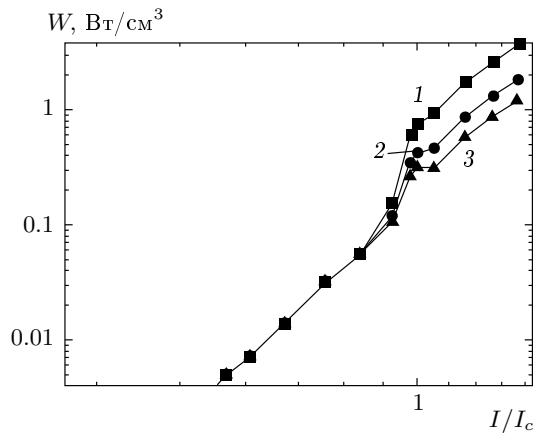


Рис. 3. Рассчитанные потери за цикл при разных значениях частоты транспортного тока: 1 — 50 Гц, 2 — 100 Гц, 3 — 150 Гц

трации дефектов меньше, так как перемагничивается меньший объем образца [5], однако насыщение с ростом тока достигается раньше, чем в отсутствие поля.

Выше критического тока величина потерь определяется ВАХ, результат расчета которых при различном числе дефектов и разном значении внешнего поля представлен на рис. 2. Сравнение расчетных и экспериментальных ВАХ позволяет провести корректное масштабирование как ВАХ, так и динамических потерь, рассчитанных из ВАХ. На рис. 3 отображена сумма гистерезисной и динамической компонент энергетических потерь во всем диапазоне значений тока. На рисунке видно, что при значениях тока ниже критического величина потерь за цикл не зависит от частоты, что отражает гистерезисный характер потерь. В то же время при превышении током критического значения появляется частотная зависимость потерь, что иллюстрирует смену механизма потерь с гистерезисного на динамический.

Таким образом, в результате проведенных расчетов показано, что в сверхпроводнике, несущем переменный транспортный ток, имеется две компоненты транспортных потерь, а именно, гистерезисная компонента потерь, связанная с перемагничиванием сверхпроводника полем собственного тока, и динамическая компонента, связанная с установившимся течением вихрей-антивихрей и их аннигиляцией в образце. Гистерезисная компонента реализуется при токах $I < I_c$, динамическая добавляется при $I > I_c$, где I_c — значение критического тока сверхпроводящей жилы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 06-02-16406).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. D. Nikulin, A. K. Shikov, I. I. Akimov et al., *Physica C* **310**, 76 (1998).
2. И. А. Руднев, А. Е. Ходот, А. В. Еремин, И. И. Акимов, *ФНТ* **25**, 141 (1999).
3. И. А. Руднев, А. Е. Ходот, А. В. Еремин, И. И. Акимов, *Письма в ЖТФ* **25**, 83 (1999).
4. D. N. Nguyen, P. V. P. S. S. Sastry, and D. C. Knoll, *J. Appl. Phys.* **98**, 073902 (2005).
5. Д. С. Одинцов, И. А. Руднев, В. А. Кашурников, *ЖЭТФ* **130**, 77 (2006).
6. M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, MGH. (1996), p. 162.
7. Y. Genenko, *Phys. Rev. B* **49**, 6950 (1994).