

Скейлинг вольт-амперных характеристик сверхпроводящих пленок в модели крипа потока

© А.Н. Лыков, А.Ю. Цветков

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
117924 Москва, Россия

(Поступила в Редакцию 16 декабря 1997 г.)

На основе модели крипа магнитного потока с учетом вязкого движения вихрей и пространственной формы потенциала пиннинга построена модель, объясняющая вид вольт-амперных характеристик (ВАХ) высокотемпературных сверхпроводящих пленок и изменение знака кривизны этих характеристик с изменением температуры. Данная модель также позволяет объяснить скейлинг ВАХ этих пленок.

Явление крипа магнитного потока обусловлено влиянием тепловых флуктуаций на взаимодействие вихрей Абрикосова с центрами пиннинга. Детальный анализ данного явления позволяет получить дополнительную информацию, проясняющую его микроскопическую природу. Например, можно оценить характерные размеры центров пиннинга и пространственную форму потенциала пиннинга (U_0). Кроме того, изучение вольт-амперных характеристик (ВАХ) дает информацию о динамике магнитного потока в сверхпроводниках. В рамках одномерной модели крипа потока было показано [1], что индуцированное электрическое поле в сверхпроводящих пленках хорошо описывается соотношением

$$E = Va_f\omega \exp\left[\frac{-U(j)}{k_B T}\right] \left[1 - \exp\left(\frac{-\pi U_0 j}{k_B T}\right)\right], \quad (1)$$

где E — напряженность электрического поля, B — внешнее магнитное поле, a_f — расстояние между вихрями, $j = J/J_{c0}$ — нормированная плотность тока в образце, J_{c0} — критическая плотность сверхпроводящего тока в образце в свободном от крипа случае, ω — частота попыток выхода вихрей из потенциальной ямы. Обычно ω полагается равной частоте колебаний вихревой решетки внутри этой ямы и составляет 10^6 – 10^{11} с⁻¹. Из уравнения (1) следует, что падение напряжения на образце не равно нулю даже тогда, когда плотность тока через образец меньше J_{c0} . Настоящая работа посвящена анализу ВАХ ВТСП-пленок [2]. Наиболее интересным результатом этой работы является изменение знака кривизны экспериментальных ВАХ в температурном интервале 70–90 К. Такое поведение ВАХ не может быть объяснено с точки зрения обычной модели крипа магнитного потока Кима–Андерсона [3], в рамках которой зависимости $\lg V$ от $\lg I$ имеют только положительную кривизну.

Было сделано несколько попыток объяснить изменение знака кривизны ВАХ. Например, в [2] оно объясняется с помощью фазового перехода вихревое стекло–вихревая жидкость. С другой стороны, в работах Брандта [4] и Коперсмита [5] это изменение объясняется учетом крипа магнитного потока методом Амбегаокара–Гальперина [6], применяемым для изучения влияния флуктуаций на джозефсоновские контакты. В работе [7]

это явление объясняется с помощью учета диссипации энергии, возникающей при движении вихрей, методом Бардина и Стефана в классической модели крипа потока. Но каждый из этих подходов обладает существенными недостатками. Так, например, модель фазового перехода вихревая жидкость–вихревое стекло справедлива для массивных сверхпроводников, и ее применение для пленок, на которых обычно производятся измерения ВАХ, приводит к дополнительным трудно выполнимым ограничениям. Кроме того, эта модель основана на теории коллективного пиннинга, справедливого в случае слабых центров пиннинга, а слабый пиннинг и как следствие малый критический ток мало интересны для практических целей. Использование уравнения Амбегаокара–Гальперина [6] для описания движения вихрей никак не обосновано. Подход, предложенный в [7], не объясняет скейлинг ВАХ [8]. Таким образом, проблема объяснения изменения знака кривизны ВАХ высокотемпературных сверхпроводников является актуальной.

В нашей работе мы подходим к этому явлению с точки зрения независимого взаимодействия изолированных вихрей с синусоидальным потенциалом пиннинга в рамках одномерной модели [9,10]. В работах [10,11] показано, что эта модель является полезной при изучении крипа потока, и она позволяет объяснить, в частности, аномальный характер зависимости эффективного потенциала пиннинга от температуры. В данной работе мы рассмотрим более сложный вид потенциала пиннинга, отвечающий набору неоднородностей, разнесенных на некоторое расстояние. Эффективные центры пиннинга, вносящие основной вклад в удержание вихрей, имеют характерный размер порядка длины когерентности $\xi(T)$. Таким образом, мы полагаем, что расстояние между синусоидальными центрами пиннинга значительно больше $\xi(T)$. Другими словами, произведение $N\xi(T)$, где N — количество центров пиннинга, много меньше ширины пленки w . В соответствии с этим мы можем ввести величину потенциала пиннинга, отвечающую данному типу неоднородностей $U(T)$. Математически эта пространственная зависимость потенциала пиннинга выражается следующим

образом:

$$U(x) = \begin{cases} -U_0 \sin(2\pi(x - kw/N)/\xi), & x \in [kw/N; kw/N + \xi], \\ 0, & x \in [kw/N + \xi; (k+1)w/N], \end{cases} \quad (2)$$

где x — пространственная координата, причем ось X расположена в плоскости пленки и направлена перпендикулярно транспортному току, а k — целое число, принимающее значения от 0 до $N - 1$. Кроме того, мы полагаем, что среднее расстояние между центрами пиннинга много меньше глубины проникновения магнитного поля $\lambda(T)$. В этом случае центры пиннинга не оказывают влияния на распределение плотности транспортного тока в сверхпроводнике. Этот случай имеет место в реальных сверхпроводниках, где наиболее эффективными центрами пиннинга являются границы гранул, толщина которых значительно меньше размера самих гранул. Другими словами, данный вид потенциала пиннинга ближе к реальной ситуации, чем обычный синусоидальный.

Как показано в [10], синусоидальные центры пиннинга создают потенциальные барьеры, которые зависят от транспортного тока следующим образом:

$$U(j) = U_0[(1 - j^2)^{0.5} - j \cos^{-1} j]. \quad (3)$$

Это соотношение хорошо аппроксимируется выражением $U(j) \approx (1 - j)^{1.5}$ при $j \rightarrow 1$. Время, в течение которого вихрь движется в пленке, состоит из двух частей, а именно: времени нахождения на центрах пиннинга и времени вязкого движения в остальной части пленки. Время вязкого движения вихря в части пленки, свободной от влияния центров пиннинга, определяется обычным соотношением $\tau_f \cong w/\langle v \rangle$, где $\langle v \rangle$ — средняя скорость движения вихрей. При $j \rightarrow 1$, когда $U(j) \rightarrow 0$, этот член будет вносить заметный вклад в полное время нахождения вихря в пленке. Данная модель позволяет учесть вязкое движение вихрей, которое оказывает заметное влияние на вид ВАХ. Это влияние вызвано тем, что появление напряжения на образце означает существенное уменьшение потенциала пиннинга $U(j)$ и как следствие роли крипа потока. Время нахождения на центрах пиннинга в соответствии с принятой моделью крипа магнитного потока выражается формулой

$$\tau_c = \omega^{-1} N \exp \left[\frac{U(j)}{k_B T} \right] \left[1 - \exp \left(\frac{-\pi U_0 j w \omega}{k_B T N \xi} \right) \right]^{-1}. \quad (4)$$

В результате ВАХ можно найти с помощью соотношения

$$E = Bw/\tau = Bw \left\{ \omega^{-1} N \exp \left[\frac{U(j)}{k_B T} \right] \times \left[1 - \exp \left(\frac{-\pi U_0 j w \omega}{k_B T N \xi} \right) \right]^{-1} + w\eta/J\Phi_0 \right\}^{-1}, \quad (5)$$

где η — коэффициент вязкости движения вихрей. На основе данной формулы можно вычислить ВАХ для

ВТСП-пленок при различных температурах, в частности в интересующем нас интервале 70–81 К, при величине внешнего магнитного поля, равной 4 Т.

Результаты и обсуждение

ВАХ, вычисленные на основе формулы (5) и использующие параметры образцов из работы [2], показаны на рис. 1 в двойном логарифмическом масштабе. Поскольку наша модель справедлива для транспортного тока J , изменяющегося в диапазоне от 0 до $J_{c0}(T)$, в этом диапазоне и приводятся ВАХ. Мы полагали $N = 10^2$, что соответствует расстоянию между центрами пиннинга, равному $8 \cdot 10^{-2} \mu\text{m}$. Кроме того, $\omega = 3 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$, $J_{c0}(T) = J_{c0}(0)(1 - (T/T_c)^2)$, где $J_{c0}(0) = 10^8 \text{ A/m}^2$ и $T_c = 92 \text{ K}$, $U_0(T) = U_0(0)(1 - (T/T_c)^2)(1 - (T/T_c)^4)^{0.5}$, $U_0(0)/k_B = 25000 \text{ K}$. Эти величины параметров обычно приводятся для пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [12–14]. Из рис. 1 видно, что все характеристики имеют области как положительной (при малых транспортных токах), так и отрицательной кривизны (при больших токах, когда $J \rightarrow J_{c0}$). Появление участка ВАХ с отрицательной кривизной обусловлено уменьшением потенциала пиннинга ($U(j) \rightarrow 0$) при $j \rightarrow 1$. При этом время нахождения на центрах пиннинга становится малым по сравнению с τ_f . Следует отметить, что такое поведение потенциала пиннинга $U(j) \rightarrow 0$ при $j \rightarrow 1$ является универсальным и не зависит от вида потенциала пиннинга. Таким образом, изменение кривизны ВАХ в рамках данного подхода можно получить не только для синусоидального потенциала, но и для любого другого.

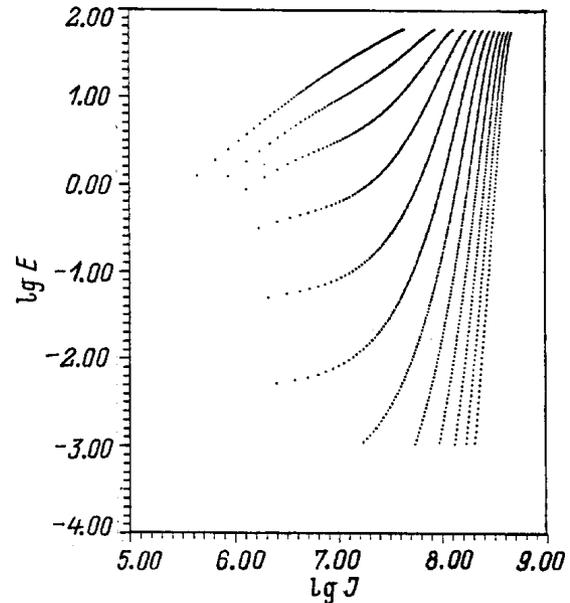


Рис. 1. Теоретические ВАХ модельного ВТСП-образца для температур, лежащих в интервале 70–90 К (с шагом 2 К), и внешнего магнитного поля 4 Т.

Для сравнения теоретических характеристик с экспериментальными нужно выбрать "окно" по E и J , в котором производится конкретный эксперимент. Чаще всего оно определяется чувствительностью экспериментальной аппаратуры. Для сравнения нашей модели с экспериментом выберем "окно" в соответствии с [2], т.е. $-15 < \lg E < 2$. При таком условии наши ВАХ разделяются на два семейства: рассчитанные для температур ниже $T_g = 77.5$ К имеют только отрицательную кривизну, а для температур выше T_g — только положительную кривизну, что находится в хорошем согласии с работой [2]. В модели фазового перехода вихревая жидкость–вихревое стекло T_g является температурой фазового перехода, а в нашей модели это температура перехода от вязкого движения вихрей к крипу потока в выбранном интервале напряжений. Для более наглядного представления полученных нами ВАХ перейдем в другие координаты. По оси ординат будем откладывать $\lg(V/(I|T - T_g|^{\nu(z-1)}))$, а по оси абсцисс — $\lg(I/|T - T_g|^{2\nu})$. Коэффициенты z и ν , используемые для таких построений, определяются методом, предложенным в [8]. ВАХ в таком масштабе показаны на рис. 2 для $z = 8.5$ и $\nu = 0.7$, отвечающих максимальному согласию с экспериментом для ВТСП-пленок с вышеуказанными параметрами. Из этого рисунка хорошо видно, что все ВАХ для $T < T_g$ образуют кривую, имеющую характерную положительную кривизну, а для $T > T_g$ — кривую, имеющую отрицательную кривизну. Данный результат имеет хорошее качественное согласие с аналогичным скейлингом ВАХ, полученным в экспериментальной работе [2]. Более того, с ростом температуры пленки ВАХ становятся квазилинейными, что также хорошо согласуется с данными, приведенными в экспериментальных работах.

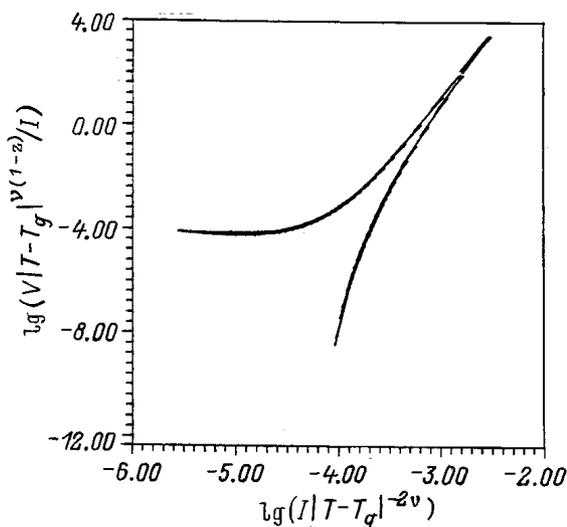


Рис. 2. Скейлинг теоретических ВАХ в температурном интервале 70–90 К (с шагом 0.4 К) и внешнем магнитном поле $H = 4$ Т. Для случая $\nu = 0.6$ и $z = 8.5$.

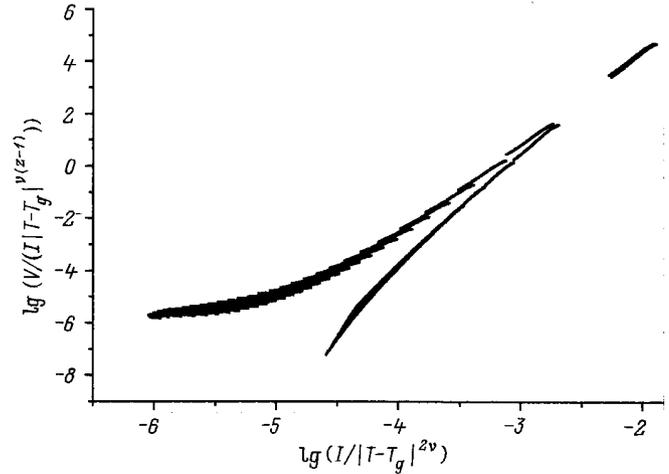


Рис. 3. Скейлинг теоретических ВАХ в температурном интервале 70–81 К (с шагом 0.4 К) и внешнем магнитном поле $H = 4$ Т. Для случая $\nu = 1.7$ и $z = 4.8$.

Единственным отличием от работы [2] является то, что коэффициенты z и ν для экспериментальных ВАХ равны соответственно 4.8 и 1.7. Чтобы построить теоретические ВАХ с такими коэффициентами и попытаться получить их скейлинг, нужно подобрать новые параметры U_0 , N , ω . В данном случае они отличаются от предыдущих только значением $N = 200$. Характерный скейлинг теоретических ВАХ, построенных с измененными параметрами, приведен на рис. 3. В данном случае наблюдается несколько большая размытость линий, чем на рис. 2. Таким образом, используя экспериментальные коэффициенты скейлинга z и ν , мы можем судить о величине параметров U_0 , N , ω , присущих реальному образцу. Следовательно, в рамках усовершенствованной модели крипа магнитного потока можно качественно объяснить поведение экспериментальных ВАХ для ВТСП-пленок, которое не укладывается в рамки обычной модели крипа потока, а именно изменение зависимостей $\lg V$ от $\lg I$ с изменением температуры может быть объяснено учетом вязкого движения вихрей в обычной модели крипа магнитного потока.

Работа проводилась при финансовой поддержке Научного совета ГНТП "Актуальные направления в физике конденсированных сред" (проект № 96041) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 97-02-17545).

Список литературы

- [1] T. Matsushita, A. Matsuda, K. Yanagi. *Physica C* **213**, 3&4, 477 (1993).
- [2] R.H. Koch, V. Foglietti, W.J. Gallagher, G. Koren, A. Gupta, M.P.A. Fisher. *Phys. Rev. Lett.* **63**, 11, 1151 (1989).
- [3] P.W. Anderson, Y.B. Kim. *Rev. Mod. Phys.* **36**, 1, 39 (1964).
- [4] E.H. Brandt. *Z. Phys.* **B 80**, 2, 167 (1990).

- [5] S.N. Coopersmith, M. Inui, P.B. Littlewood. Phys. Rev. Lett. **64**, 21, 2585 (1990).
- [6] V. Ambegaokar, B.I. Galperin. Phys. Rev. Lett. **22**, 25, 1364 (1969).
- [7] J. Chen, D.L. Yin, C.Y. Li, J. Tan. Solid State Commun. **89**, 9, 775 (1994).
- [8] R.H. Koch, V. Fogletti, M.P.A. Fisher. Phys. Rev. Lett. **64**, 21, 2586 (1990).
- [9] M.R. Beasley, R. Labush, W.W. Webb. Phys. Rev. **181**, 2, 682 (1969) .
- [10] T. Matsushita, E.S. Otabe. Jpn. J. Appl. Phys. **31**, 1A/B, L33 (1992).
- [11] A.N. Lykov, L. Maritato, S.L. Prishpa, S.V. Zhdanoovitch. J. Superconduct. **7**, 5, 849 (1994).
- [12] P. Chaudhari, R.H. Koch, R.B. Laibowitz, T.R. McGuire, R.J. Gambino. Phys. Rev. Lett. **58**, 19, 2684 (1987).
- [13] Y. Yeshurun, A.P. Malozemoff. Phys. Rev. Lett. **60**, 21, 2202 (1988).
- [14] M. Tinkham. Phys. Rev. Lett. **61**, 14, 1658 (1988).