01;05

Динамические фазовые переходы в движущихся вихревых структурах в сверхпроводниках 2-го рода

© С.В. Мериакри

Институт радиотехники и электроники РАН,
141190 Фрязино, Московская область, Россия
e-mail: v-meriakri@gmx.net, meriakri@ms.ire.rssi.ru

(Поступило в Редакцию 9 июля 2004 г.)

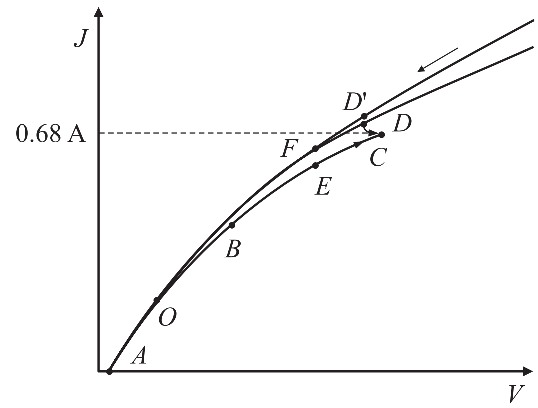
Предложено теоретическое объяснение особенностей вольт-амперных характеристик сверхпроводников второго рода в вихревом состоянии. Наблюдаемые при экспериментах особенности вольт-амперных характеристик были связаны со скачками и зависимостью от предыстории. Предложенное объяснение связано с динамическими фазовыми переходами, возникающими в системе подвижных и неподвижных каналов, по которым движутся вихри при приложении транспортного тока. Работа выполнена по собственной инициативе.

Явления, связанные с динамическими фазовыми переходами (ДФП) в движущихся вихревых структурах (ВС) сверхпроводников 2-го рода, являются одним из наиболее интересных аспектов физики вихревого состояния. Такие ДФП, или кроссоверы, связаны с изменением упорядочения ВС под действием внешних условий (тока, магнитного поля, СВЧ полей и т.д.). Подобные явления тесно связаны с исследованием периодических структур, движущихся через случайный потенциал. Такие задачи возникают в смежных областях физики — при изучении вигнеровских кристаллов, волн зарядовой плотности, магнитных доменов и др. При исследовании ДФП изучаются различные аспекты динамики, а именно: деформации, возникающие вследствие движения вихрей, взаимное расположение вихревых линий (ВЛ), а также вольт-амперная характеристика (ВАХ). Деформации, возникающие при движении ВС, могут быть как эластическими, так и пластическими. Последние соответствуют гистерезисным, связанным с предысторией явлениям. Одним из интересных аспектов ДФП является изучение пластической динамики. Многочисленные исследования, связанные с пластическим течением потока (ТП), выполненные как численными методами [1,2], так и экспериментально [3–5], показали, что режим пластического течения потока (ПТП) наступает при превышении определенного порога, связанного со значением силы транспортного тока, силами пиннинга и др.

ПТП может также возникнуть из-за появления дефектной суперструктуры, связанной с градиентом плотности вихрей, индуцированной током [6]. ВАХ в этом режиме, как правило, сильно нелинейна, содержит области со скачками и может быть гистерезисной, зависящей от предыстории, а динамические явления богаты и разнообразны. При ПТП ВС разбивается на области с разными типами движения, или каналы [7]. Движение вихрей по каналам может быть различным, так же как и взаимодействие каналов между собой. Иногда часть каналов остается неподвижной, а часть движется, встречается льдинообразное движение каналов относительно друг друга. При движении каналы могут перестраиваться: одни открываться, другие закрываться, могут возникать сужения каналов типа „бутылочное горло“. Исследованию пластической динамики посвящен ряд работ [8–11].

Исследование вихревого стекла [12] показало, что при ТП вблизи кроссовера пластик–эластик наблюдается увеличение силы динамического трения. При увеличении транспортного тока в системе были обнаружены следующие ДФП. При совсем малых токах существует запиннингованное состояние, при увеличении силы тока сначала возникает эластическое ТП, затем ПТП. При дальнейшем увеличении силы тока решетка упорядочивается. Подобные результаты получены и в [13] для неупорядоченной ВС. В частности, установлено, что при определенном токе возникает гексатик-упорядочение, а затем ПТП вихревой жидкости (ВЖ). При дальнейшем увеличении тока в области токов, где решетка имеет гексатик-упорядочение, дифференциальное сопротивление начинает падать. В работе [14] экспериментально обнаружено, что дефектное ПТП вызывает падение дифференциального сопротивления (ДС), связанное с упорядочением вихрей и соответственно с уменьшением динамического трения. Наблюдаются также гистерезис и скачки на ВАХ, связанные с ПТП. При больших токах возникает динамическое упорядочение. Наблюдать на опыте микроскопическое движение вихрей очень сложно, однако численные эксперименты дают возможность исследовать микродинамику вихрей [15]. В [15] также обнаружено ПТП, а при достаточно больших токах — вихревой кристалл (ВК). Было установлено, что в области ПТП движение бимодально и гистограммы средних скоростей имеют два максимума. Первый максимум соответствует медленному движению, это — движене островов вихрей, которые бо́льшую часть времени запиннингованы. Второй пик соответствует большим скоростям и определяет быстрое движение вихрей по каналам вокруг запиннингованных островов. Бимодальная структура гистограммы скоростей отражает пространственную неоднородность мгновенных скоростей вихрей. В режиме ПТП ширина среднего распределения скоростей много больше нуля, а для когерентного движения она равна нулю. Первый порог депиннинга разделяет вихри с нулевой и ненулевой скоростью центра масс. Выше второго порога депиннинга депиннингуются все вихри. В области между первым и вторым порогом депиннинга некоторые вихри движутся, а некоторые стоят, выше второго порога депиннинга все вихри движутся, но ширина распределения средних скоростей ненулевая, т. е. движение пластическое. Пик дифференциального сопротивления возникает при значениях тока, несколько бóльших, чем значения тока, при котором число захваченных вихрей резко падает, а плотность дефектов уменьшается [16]. Неравновесные процессы, такие как гистерезис, зависимость от предыстории, неоднородность потока, также связаны со специфическими чертами ПТП и отражаются на ВАХ и зависимости $dV/dI(I)$, где I — ток, V — напряжение. Множественные пики на этой зависимости обнаружены экспериментально в [17]. Предполагается, что это связано с разрывами вихревой решетки при ПТП. Напряжения, возникающие при движении вихрей, — $V \propto N_v\langle v\rangle$, где N — число вихрей, движущихся со скоростью v, $\langle\rangle$ — усреднение скорости по пространству. Тогда ДС $R_d = N_v[d\langle v\rangle/I]$, где член в квадратных скобках пропорционален коэффициенту трения. По аналогии с критическими явлениями можно предположить, что степенная скейлинговая зависимость ВАХ для непрерывного депиннинга, который соответствует вихревой жидкости (ВЖ), имеет вид $V \propto (I - I_c)^{\alpha^1}$, где α^1 — критический индекс. При этом коэффициент трения будет плавно меняющейся функцией тока для режимов, граничащих с ПТП, в последнем же ДС будет иметь зубчатую структуру. Если N_v также зависит от тока, то зубчатая структура dN_v/dI соответствует пикам и провалам на $dV/dI(I)$, причем такая структура говорит о том, что депиннинг происходит неоднородно и напряжения пространственно неоднородны. При увеличении тока депиннинг осуществляется кусками, и в этом случае $V \propto n_j\langle v_j\rangle$, причем каждый канал или зубец дает свой вклад в R_d. Описание кусков можно проводить в терминах средней по времени корреляционной длины скорости. Наблюдается также зависимость ВАХ от предыстории в области, где ВАХ имеет скачки. Более высокая подвижность, возникающая в области такого скачка, сохраняется при уменьшении тока. Это связывается с переходом между метастабильными состояниями. Можно проследить аналогию между этим процессом и сосуществованием различных фазовых состояний при ФП 1-го рода. Скачки на ВАХ и ее зависимость от предыстории обнаружены также в [18–21]. В большинстве этих работ такие процессы также объясняются в треминах сосуществования метастабильных динамических состояний с различным упорядочением, ПТП, каналов и двухступенчатым депиннингом. Отмечено также, что при уменьшении тока могут возникать перегретые состояния и в этом режиме ВАХ не содержит скачков.

Данная работа посвящена теоретическому изучению особенностей ВАХ пластин соединений BiSrCaCuO, помещенных в магнитное поле. Результаты экспериментов автор получил с любезного разрешения Ю.Ф. Огрина [22]. В экспериментах исследовались ВАХ пластин BiSrCaCuO размером $0.8 \times 0.3 \times 0.01$ cm, помещенных в магнитное поле 1500 Oe при температуре 79 K. Внешнее магнитное поле H_0 было перпендикулярно поверхности и параллельно c-оси и оси Z, постоянный ток пропускался вдоль оси Y. При этом наблюдались следующие явления. При первичном повышении тока ВАХ проходила через точки $AOBECD$ (см. рисунок). При уменьшении тока, если его максимальное значение было выше, чем в точке O, ВАХ проходила через точки $DFOA$. Результат повторного опыта с повышением тока зависел от того, каково было минимальное значение тока при уменьшении тока в первом опыте. Если минимальное значение тока было меньше, чем ток точки O, то при втором опыте весь гистерезисный процесс повторялся. Если же значение тока было больше, чем в точке O, то при вторичном повышении тока, так же как и при его понижении, ВАХ шла вдоль кривой OED, т. е. ВАХ зависели от предыстории эксперимента.



ВАХ пластин соединений BiSrCaCuO, помещенных в магнитное поле.

В условиях, при которых проводились эксперименты, согласно данным [23], ВС находится в жидком состоянии. В обычной ВЖ существуют два характерных масштаба времени τ_{pin} и τ_{th}: первое — характерное время, связанное с пиннингом, второе — характерное термодинамическое время в жидкости. При этом $\tau_{\text{pin}} \gg \tau_{\text{th}}$, в результате чего после усреднения по термальным флуктуациям получается однородная назапиннингованная структура. Однако для вязкой жидкости, в которой существуют пластические деформации, возникает еще одно характерное время $\tau_{\text{pl}} \gg \tau_{\text{pin}}$, связанное с пластическими деформациями. При усреднении по временам, связанным с пластическими деформациями, термальное усреднение по времени будет неполным, следовательно, ВЖ может быть запиннингована случайным потенциалом [24,25]. Под действием транспортного тока в пластической ВЖ возникают два омических режима: один — при высоких плотностях тока, это — ТП, другой — при низких плотностях тока. Между этими режимами возникает сильно нелинейных промежуточный режим термоактивированного течения потока (ТАТП), где ВАХ имеет степенную зависимость тока от напряжения, причем показатель степени больше единицы. Начальный участок ВАХ, полученный в экспериментах, имеет омический характер и обратим, затем в области необратимости наблюдается нелинейный участок со степенной зависимостью напряжения от тока и кривизна этого участка положительна. Такая картина соответствует начальному участку ТАТП. Выше точки O ВАХ имеет скачки, гистерезисный характер и зависимость от предыстории, т.е. можно предположить, что участок выше точки O соответствует пластическому ТАТП ВЖ, а в точке O происходит ДФП в область ПТ. В области пластического течения ВЖ метастабильна, в системе имеется много метастабильных состояний со своими минимумами энергии. При переходе из эластического в пластическое ТП система вихрей разбивается на каналы, неподвижные или почти неподвижные (движущиеся с очень малыми скоростями) и движущиеся. При этом часть вихрей, которые становятся неподвижными или менее подвижными, переходят в систему более сильных ЦП, образуя соответствующие каналы, другие вихри, образующие подвижные каналы, напротив, переходят в систему более слабых центров пиннинга (ЦП). Процесс депиннинга в системе с подобными ВАХ может иметь двухступенчатый характер, и если в системе возникают каналы с различной подвижностью, то для оценок критического тока можно ввести два различных эффективных критических тока: J_{c1}, соответствующий первому порогу частичного депиннинга, и J_{c2} ($J_{c2} \gg J_{c1}$), соответствующий полному депиннингу. Оценим J_{c1} и J_{c2} из следующих соображений. Пиннинг в ВЖ гораздо более слабый, чем в других фазах, поэтому для висмутовых купратов, согласно [26], будем считать среднее значение критического тока $J_c \approx 10^4\,\mathrm{A/cm^2}$. Выше точки O средняя плотность тока, согласно эксперименту, составляет величину, бóльшую $2 \cdot 10^2\,\mathrm{A/cm^2}$, можно предположить, что критический ток частичного депиннинга составляет величину $J_{c1} \approx 10^3\,\mathrm{A/cm^2}$, а для полного депиннинга $J_{c2} \approx 10^4\,\mathrm{A/cm^2}$. Считая, что в подвижных каналах плотность тока $J_1 < J_c$, а тогда подвижные каналы находятся в области не очень удаленной от частичного депиннинга, а для неподвижных каналов $J_{c2} \gg J_2$, где J_2 — плотность тока в неподвижных каналах. Неподвижные каналы далеки от депиннинга. Оценим характерные времена в ВЖ. Время термальных флуктуаций $\tau_{\mathrm{th}} \approx 8\kappa^2 a_0^2/c^2\rho_n$, где κ — параметр Гинзбурга–Ландау, ρ_n — сопротивление нормальной фазы, a_0 — параметр решетки, c — скорость света. Считая $\kappa \approx 50$, $a_0 \approx 1.1\,\mathrm{cm}^{-5}$, $\rho_n \approx 50\,\mu\Omega\mathrm{cm}$, получим $\tau_{\mathrm{th}} \approx 10^{-11}\,\mathrm{s}$. Для оценки характерного времени пиннинга τ_{pin} будем исходить из следующих соображений. Время пиннинга $\tau_{\mathrm{pin}} \approx r_{\mathrm{pin}}/v_c$, в ВЖ, $r_{\mathrm{pin}} \approx \xi + \langle u_{\mathrm{th}}^2\rangle^{1/2}$, где $\langle u_{\mathrm{th}}^2\rangle^{1/2}$ — средний квадрат термальных флуктуаций, ξ — длина когерентности. Средний квадрат термальных флуктуаций оценим из критерия Линдемана для плавления вихревой решетки $\langle u_{\mathrm{th}}^2\rangle^{1/2} \approx c_L a_0$, c_L — число Линдемана, v_c — будем оценивать из описанных выше значений критического тока. Тогда $\tau_{\mathrm{pin}} \approx 10^{-10}\,\mathrm{s}$. Считая, что в точке O происходит переход в ПТП и характерные времена движения ВС становятся равными времени пластических деформаций τ_{pl}, и оценивая из экспериментальных данных характерное время движения вихрей в точке O, получим $\tau_{\mathrm{pl}} \approx 10^{-9}\,\mathrm{s}$. Отсюда видно, что выполнены условия для пиннинга ВЖ, следовательно, исследуемая жидкость является запиннингованной. Такая вязкая ВЖ соответствует ВЖ только в диапазоне больших времен $\tau \gg \tau_{\mathrm{pl}} \gg \tau_{\mathrm{pin}}$. Для процессов, характеризующихся промежуточной шкалой времен $\tau_{\mathrm{pl}} \le \tau_v \le \tau_{\mathrm{pin}}$, где τ_v — характерное время движения вихрей в области пластического течения, $\tau_v \approx a_0/v$, где v — скорость вихрей. В этом диапазоне времен ВЖ во многом аналогична вихревому кристаллу (ВК), в частности, такая ВЖ имеет упругие модули сдвига c_{66}. В исследуемом случае $\tau_v \approx \ge 10^{-9}\,\mathrm{s}$. Таким образом, исследуемая ВЖ по упругим свойствам аналогична ВР.

Относительно процессов, происходящих при увеличении тока, можно предположить следующее. При увеличении тока в системе происходят некоторые процессы, приводящие к увеличению ДС. Такими процессами могут быть: 1) процессы упорядочения, в результате которых уменьшается динамическое трение; 2) увеличение размера подвижных каналов; 3) увеличение скорости в них. Возможно также совместное действие нескольких механизмов. Такое увеличение дифференциального сопротивления соответствует участку вблизи точки E, где имеется сильное увеличение напряжения при небольших увеличениях тока. Затем при увеличении тока возникшая динамическая конфигурация каналов становится энергетически невыгодной, однако она может существовать как перегретое состояние, так как для радикальной перестройки система должна преодолеть барьеры относительно пластического движения и перейти в новую систему центров пиннинга (ЦП). При достаточном увеличении силы транспортного тока система может преодолеть эти барьеры, тогда какие-то каналы закроются, может возникать что-то типа „бутылочного горла“ и новое распределение каналов. При этом часть вихрей останавливается, будучи захваченными новыми ЦП. Этот процесс соответствует падающему участку ВАХ. При дальнейшем увеличении тока весь описанный процесс опять будет повторяться, но уже с другим начальным значением тока и с другим начальным распределением каналов. Переходной режим от одной системы каналов к другой соответствует участку CD, а начало нового цикла — точке D. При уменьшении тока, начавшегося после перестройки каналов, система будет иметь ВАХ, соответствующую участку $D'FO$, так как система уже находится в новой энергетической долине, а преодолеть энергетические барьеры при уменьшении тока она не может. При вторичном увеличении тока возможны два варианта возникающих процессов. Если минимальное значение тока при его уменьшении больше, чем в точке O, то система и при повышении тока остается в той же энергетической долине, в которой она была при его уменьшении. Это связано с тем, что для перехода в энергетическую долину, соответствующую участку OC, система должна преодолеть энергетические барьеры, для чего в системе не хватает запаса энергии. Если же минимальное значение силы тока при его уменьшении меньше, чем в точке O, то система оказывается в области эластического течения, где пластических деформаций еще нет, тогда система возвращается в состояние, где система еще не обладала памятью, в этом случае при повышении тока повторяется первоначальный процесс.

В точке C энергия системы возрастает настолько, что она может преодолеть энергетические барьеры и перейти в состояние, соответствующее соседнему метастабильному мнимуму энергии. Оценим свободную энергию системы в точках C и D и энергетический барьер между ними. Свободную энергию системы можно представить в виде

$$F = \int \left(F_{\mathrm{pin}}^{(1)} + F_{EL}^{(1)} - F_L^{(1)}\right) dV_1 + \int \left(F_{\mathrm{pin}}^{(2)} + F_{EL}^{(2)} - F_L^{(2)}\right) dV_2, \tag{1}$$

где верхние и нижние индексы 1 здесь и далее соответствуют подвижным областям, а индексы 2 — неподвижным; $V_{1,2}$ — зависящий от тока объем подвижных и неподвижных областей соответственно; F_{pin}, F_{EL}, F_L — плотности энергий силы пиннинга, энергии упругих деформаций и энергии силы Лоренца соответственно.

Оценивая эти плотности энергий, надо иметь в виду следующее. Если вихрь запиннингован ЦП, то его максимальное возможное смещение порядка размера ЦП. Однако это не так в случае термально крипа [23,27]. В процессе крипа вихри перескакивают в гораздо более далекое новое положение, в этом случае смещение намного больше, чем для запиннингованного вихря. Пользуясь оценками цитированных работ можно написать $u_1 = \chi u_2$, где u — смещения вихрей, $\chi \gg 1$.

В режиме ТАТП под действием приложенного тока вихри совершают прыжки из одного метастабильного состояния в другое, которое при данном токе становится энергетически более выгодным. Новое оптимальное состояние определяется из условия, что энергетический вклад, обусловленный силой Лоренца, равен изменению энергии деформации и пиннинга. Для плотностей тока вблизи критического такие условия удовлетворяются для соседнего метастабильного состояния. При таких переходах, происходящих при малых плотностях тока, вихрь должен передвинуться на большое расстояние. Для запиннингованных каналов, где $J_{c2} \gg J_2$, соседние наиболее близколежащие метастабильные уровни энергии разделены энергетическими барьерами [23]

$$U(J_2) \approx U_c \left(\frac{J_{c2}}{J_2}\right)^{\mu}.$$

Для пластического движения ВЖ $U_c \cong U_{\mathrm{pl}}$ критический индекс $\mu \cong 1/7$, согласно работе [25]. В подвижных областях энергетические барьеры между соседними ближайшими метастабильными состояниями c составляют величину порядка

$$U(J_1) \approx U_c \left(1 - \frac{J_1}{J_{c1}}\right)^{\alpha},$$

где α — критический индекс, который в модели Кима–Андерсона равен 1.

Для оценок будем считать $J_1 \approx \chi_1 J_{c1}$, $J_2 \approx \chi_1^2 J_{c1}$, где $\chi_1 \ll 1$. В [23] показано, что различия в смещении пиннингованных и подвижных вихрей приводят к различиям в энергии пиннинга того же порядка. С учетом вышеизложенного получим

$$F_{\mathrm{pin}}^{(1)} \approx \chi U_{\mathrm{pl}} \left(1 - \frac{J_1}{J_{c1}}\right)^{\alpha}, \qquad F_{\mathrm{pin}}^{(2)} \approx U_{\mathrm{pl}} \left(\frac{J_{c2}}{J_2}\right)^{\mu}. \tag{2}$$

Плотности энергии силы Лоренца можно оценить следующим образом:

$$F_L = \frac{1}{c} JBu, \tag{3}$$

где J — плотность транспортного тока, B — внешнее магнитное поле.

Используя приведенные выше рассуждения относительно оценки смещения подвижных и неподвижных областей и учитывая, что в области пиннингованной ВЖ размер ЦП $r_p \approx \langle u_{\mathrm{th}}^2 \rangle \approx c_L \cdot a_0 \le a_0$, получим

$$F_L^{(1)} \approx \frac{1}{c} \chi J_1 c_L a_0 B, \quad F_L^{(2)} \approx \frac{1}{c} \chi_1 J_1 c_L a_0 B. \tag{4}$$

Средняя плотность тока $J^{(C)}$ в точке C равна $2.2 \cdot 10^2\,\mathrm{A/cm^2}$, в точке D — $J^{(D)} = 2.3 \cdot 10^2\,\mathrm{A/cm^2}$, ΔJ — разность токов в точках C и D, $\Delta J \approx 0.1 \cdot 10^2\,\mathrm{A/cm^2} \ll J^{(C,D)}$. В связи с этим будем считать, что основные термодинамические величины: плотность энергии силы Лоренца и пиннинга, которые зависят от тока, пренебрежимо мало меняются при переходе от точки C к точке D. Плотность упругой энергии, которая зависит в основном от магнитного поля, также изменяется пренебрежимо мало. Таким образом, при переходе от точки C к точке D основной вклад в изменение свободной энергии вносит изменение объемов областей подвижных и неподвижных каналов, связанных с перестройкой каналов. При переходе от точки C к точке D кроме изменения тока происходит также изменение напряжения. В точке C напряжение $V^{(C)} = 72\,\mathrm{mV}$, а в точке D — $V^{(D)} = 67.8\,\mathrm{mV}$, т.е. изменение напряжения $\Delta V^{(C,D)} = 4.2\,\mathrm{mV}$. Разница в уровнях мощности между точками C и D составляет $\Delta N \approx 1.5 \cdot 10^4\,\mathrm{Oerg/s}$. Для оценок будем считать, что высвобождаемая энергия, связанная с отрицательным DC, есть результат того, что часть вихрей переходит в новое метастабильное состояние с меньшей энергией. Переход из состояния C в состояние D происходит в результате пластического движения вихрей, поэтому будем считать, что характерное время τ_N, характеризующее этот процесс, связано с пластическими деформациями, учтем также замечания о смещениях движущихся в режиме крипа вихрей [23]. Исходя из этого, оценим τ_N как $\tau_N = \tau_{\text{pl}}\chi$, а энергетический барьер между состояниями C и D $\Delta E = \Delta N \cdot \tau_N$. Энергетическим барьером между точками D и D' можно пренебречь, так как разница в напряжениях и токах между точками D и D' много меньше аналогичных разниц между всеми остальными рассматриваемыми точками. Тогда:

$$\Big[-\Big(F_L^{(1)} - F_L^{(2)}\Big) + \Big(F_{EL}^{(1)} - F_{EL}^{(2)}\Big) + \Big(F_{\text{pin}}^{(1)} - F_{\text{pin}}^{(2)}\Big)\Big]\Delta V = \Delta E. \quad (5)$$

Здесь $\Delta V = V_1^{(C)} - V_1^{(D)} = -(V_2^{(C)} - V_2^{(D)})$. Для оценок будем считать, что сумма второго и третьего членов в круглых скобках в (5) равна плотности энергии барьеров, разделяющих метастабильные состояния. Для нахождения плотности этой энергии оценим критический объем в ВЖ исходя из следующих соображений. Будем считать, что критическая сила, соответствующая вотрому порогу депиннинга, равна:

$$F_{C2} \approx \frac{U_C}{uV_C}, \quad u \approx c_L a_0.$$

Учитывая, что в случае пластической ВЖ $U_c \approx U_{\text{pl}}$, причем U_{pl} можно оценить следующим образом:

$$U_{\text{pl}} \approx \varepsilon_0 a_0, \quad \varepsilon_0 \approx \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda}\right)^2,$$

получим, пренебрегая членами второго порядка малости,

$$V_C \approx \frac{U_{\text{pl}}}{c_L a_0}\left(\frac{J_{c2}B}{c}\right)^{-1},$$

$$\Delta V = \frac{\Delta E}{\left[\frac{1}{c} J_1 c_L a_0 B\chi + \frac{U_{\text{pl}}}{V_C}\left[\left(1 - \frac{J_1}{J_{c1}}\right)^{\alpha} - \chi_1\left(\frac{J_{c2}}{J_2}\right)^{\mu}\right]\right]}. \quad (6)$$

Подставляя полученные из эксперимента и вычисленные данные в формулу (6), получим значение $\Delta V \approx 5 \cdot 10^{-5}\,\text{cm}^3$. Объем пластины составляет величину порядка $2.4 \cdot 10^{-3}\,\text{cm}^3$. Сравнивание объема пластины с изменением объема подвижных областей, произошедшим в результате ДФП, показывает, что объем остановившихся областей составляет приблизительно 2% от общего объема. Изменение напряжения, произошедшее в результате ДФП, также составляет величину порядка 2% от значения напряжения.

Напряжение, вызываемое вихревым ТП в сверхпроводниках 2-го рода, пропорционально плотности движущихся вихрей, т. е. изменение напряжения должно быть пропорционально изменению количества движущихся вихрей, что соответствует полученным оценочным результатам. Поэтому полученные оценки подтверждают сделанные предположения о том, что объяснение скачков напряжения на ВАХ связаны с ДФП. Таким образом, в работе показано, что в рассматриваемой системе движущихся вихрей сверхпроводника 2-го рода происходит ДФП, связанный с перестройкой и закрытием каналов, по которым движутся вихри, в результате чего возникает участок падающей ВАХ.

Список литературы

[1] *Jensen H.J., Brass A., Brechet Y.* et al. // Phys. Rev. B. 1988. Vol. 38. N 13. P. 9235–9248.

[2] *Brass A., Jensen H.J., Berlinsky A.J.* // Phys. Rev. B. 1989. Vol. 39. N 1. P. 102–112.

[3] *Pruymboom A., Kes P.H., van der Drift E.* et al // Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 60. N 14. P. 1430–1434.

[4] *Nori F.* // Science. 1996. Vol. 271. March. P. 1373–1378.

[5] *Tsuyoshi Matsuda, Ken Harada, Hiroto Kasai.* // Science. 1996. Vol. 1393. March. P. 204–208.

[6] *Braun D.W., Grabtree G.W., Kaper H.G.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 76. N 5. P. 831–835.

[7] *Jensen H.J., Brass A., Berlinsky A.J.* Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 60. N 16. P. 1676–1670.

[8] *Chydnovsky E.M.* // Phys. Rev. Lett. 1990. Vol. 65. N 24. P. 3060–3064.

[9] *An-Chang Shi, Berlinsky J.* // Phys. Rev. Lett. 1991. Vol. 67. N 14. P. 1926–1930.

[10] *Aranson I., Vinokur V.* // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 77. N 15. P. 3208–3212.

[11] *Aranson I., Vinokur V.* // Phys. Rev. B. 1998. Vol. 57. N 5. P. 3073–3080.

[12] *Koshelev A.E., Vinokur V.M.* // Phys. Rev. Lett. 1994. Vol. 73. N 26. P. 3580–3584.

[13] *Seungon Ryu., Hellergvist M., Doniach S.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 77. N 25. P. 5114–5118.

[14] *Hellergvist M.C., Ephron D., White W.R.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 76. N 21. P. 4022–4026.

[15] *Falesky M.C., Marchetti M.C., Middleton A.A.* // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 54. N 17. P. 12427–12438.

[16] *Spencer S., Jensen H.J.* // Phys. Rev. B. 1997. Vol. 55. N 13. P. 8473–8484.

[17] *Bhachachrya S., Higgins M.J.* // Phys. Rev. B. 1995. Vol. 52. N 1. P. 64–75.

[18] *Fendrich J.A., Welp U., Kwok W.K.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol 77. N 10. P. 2073–2076.

[19] *Henderson W., Andrei E.Y., Higgins M.J.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 77. N 10. P. 2077–2081.

[20] *Dilley N.R., Herrmann J., Han S.H.* et al. // Phys. Rev. B. 1997. Vol. 56. N 5. P. 2379–2385.

[21] *Gordeev S.N., Bracanovie D., Rassau A.P.* et al. // Phys. Rev. B. 1998. Vol. 57. N 1. P. 645–656.

[22] *Огрин Ю.Ф.* Частное сообщение. 1998.

[23] *Blatter G., Feigelman M.V., Geshkenbein V.B.* // Rev. Modern Phys. 1994. Vol. 66. N 4. P. 1125–1380.

[24] *Vinokur V.M., Fiegel'man M.V., Geshkenbein V.B* et al. // Phys. Rev. Lett. 1990. Vol. 65. P. 259–263.

[25] *Geshkenbein V.B., Vinokur V.M., Fehrenbacher R.* // Phys. Rev. B. 1991. Vol. 43. P. 3748–3756.

[26] *Van der Beek C.J., Geshkenbein V.B., Vinokur V.M.* // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 48. N 5. P. 3393–3404.

[27] *Büttiker M., Landauer R.* // Phys. Rev. A. 1981. Vol. 23. P. 1397–1407.

[28] *Feigelman M.V., Geshkenbein V.B., Larkin A.I.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1989. Vol. 63. P. 2303–2312.