

ПЕРЕХОД КОСТЕРЛИЦА – ТАУЛЕССА И РАДИАЦИОННЫЕ ДЕФЕКТЫ В ТОНКОЙ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ПЛЕНКЕ

А.Н.Артемов¹⁾

*Донецкий физико-технический институт НАН Украины
340114 Донецк, Украина*

Поступила в редакцию 1 марта 1999 г.

После переработки 29 марта 1999 г.

Рассмотрена термодинамика системы пирловских вихрей в тонкой сверхпроводящей пленке с радиационными дефектами. Показано, что в зависимости от концентрации дефектов возможны три сценария фазового перехода. При низкой концентрации имеется одно устойчивое состояние системы. При достижении первого критического значения концентрации n_{d1} появляется интервал температур, в котором система может находиться в двух устойчивых состояниях. Если концентрация превышает значение n_{d2} , то нижняя граница устойчивости метастабильных состояний скачком смещается к нулю.

PACS: 74.60.-w, 74.76.-w

Переход Костерлица – Таулесса (КТ) [1,2], происходит в двумерных системах, в которых могут существовать топологические дефекты с кулоновским взаимодействием. Примером модельной двумерной сверхпроводящей системы являются слоистые сверхпроводники без джозефсоновской связи между слоями с двумерными магнитными вихрями в качестве топологических дефектов. Переход КТ в такой системе обусловлен двумя явлениями – неустойчивостью вихревых диполей относительно диссоциации в газ свободных вихрей, появляющейся в системе выше температуры [3,4]

$$T_{КТ} = \frac{\phi_0^2}{16\pi^2\Lambda(T_{КТ})}, \quad (1)$$

и коллективными эффектами в системе свободных вихрей. Здесь ϕ_0 – квант магнитного потока, $\Lambda = 2\lambda^2/s$, λ – лондоновская длина и s – период системы.

Тонкая сверхпроводящая пленка толщины $d \ll \lambda$ не является строго двумерной системой. Вихри в такой системе были рассмотрены Пирлом [5]. Логарифмическое взаимодействие вихрей в пленке ограничено большой, но конечной эффективной пирловской длиной $\Lambda = 2\lambda^2/d$. Тем не менее, как указано в работе [6], в системе пирловских вихрей могут происходить процессы, обеспечивающие поведение системы, близкое к переходу КТ. Это те же неустойчивость и коллективные эффекты, которые обуславливают переход КТ в двумерной системе. Однако в системе пирловских вихрей корреляционная длина не может быть больше, чем Λ , в то время как в двумерной системе по мере приближения к температуре $T_{КТ}$ сверху она стремится к бесконечности. Поэтому те явления в пирловской пленке, которые называют переходом КТ, фазовым переходом в строгом смысле не являются.

В последнее время проявляется пристальный интерес к влиянию радиационных (columnar) дефектов на свойства слоистых сверхпроводников (см., например, [7,8]). Эти дефекты образуются в результате облучения образцов пучками тяжелых ионов

¹⁾ e-mail: artemov@kinetic.ac.donetsk.ua

высокой энергии. Они представляют собой несверхпроводящие области с поперечным размером порядка длины когерентности ξ сверхпроводника. Было показано, что введение радиационных дефектов является эффективным способом усиления пиннинга магнитных вихрей и, тем самым, повышения величины критического тока.

Поскольку поведение систем двумерных и пирловских вихрей определяется одними и теми же процессами, естественно ожидать, что и радиационные дефекты будут оказывать одинаковое влияние. Их роль заключается в захватывании и удержании пирловских вихрей, препятствующем их движению под действием тока.

Тепловые флуктуации оказывают иное влияние на систему вихрей сверхпроводника. Оно проявляется, например, в флуктуационном срыве вихрей с центров пиннинга, приводящем к крипу магнитного потока и снижению величины критического тока. При низких температурах в тонкой сверхпроводящей пленке флуктуации приводят к рождению пар противоположно направленных пирловских вихрей и очень малого числа свободных вихрей. Разрыв током вихревых пар приводит к нелинейной зависимости ВАХ. При повышении температуры T сверхпроводника до критической температуры T_{KT} фазового перехода КТ в системе вихрей появляется неустойчивость, приводящая к лавинообразному росту числа свободных вихрей, обуславливающих линейное поведение ВАХ. В сверхпроводнике с центрами пиннинга такой рост числа свободных вихрей может привести к обратимому поведению системы. Термодинамика системы пирловских вихрей в совершенной тонкой пленке рассмотрена в работе Рыжова и Таревой [9].

В настоящей работе рассмотрено влияние радиационных дефектов на переход КТ в тонкой сверхпроводящей пленке. Показано, что в зависимости от величины концентрации дефектов n_d возможны три различных сценария фазового перехода. При низкой величине n_d , меньшей некоторой критической концентрации n_{d1} , переход протекает непрерывно, как переход второго рода. В интервале средних величин $n_{d1} < n_d < n_{d2}$ существуют два термодинамически равновесных состояния свободных вихрей – индивидуальное и коллективное. Фазовый переход при этом протекает как переход первого рода, и должен наблюдаться гистерезис в температурной зависимости сопротивления. При высокой концентрации дефектов $n_d > n_{d2}$ нижняя граница устойчивости метастабильных состояний смещается к $T = 0$. В этой ситуации возможность перехода системы в нижнее метастабильное состояние представляется очень маловероятной.

Пирловские вихри мы рассматриваем как классические безмассовые частицы. Они могут находиться в свободном состоянии либо быть захваченными радиационными дефектами. Свободные и захваченные вихри мы рассматриваем как две подсистемы, находящиеся в тепловом и химическом контакте. Свободные вихри в такой системе могут появляться и исчезать в результате процессов диссоциации и рекомбинации вихревых диполей, а также захватываться дефектами и покидать их. В равновесном состоянии температуры и химические потенциалы подсистем равны.

Напишем статсумму системы вихрей в пленке с дефектами. В реальной пленке дефекты образуют случайную конфигурацию, задаваемую множеством их координат $\{\mathbf{R}_\alpha\}$. Пусть в системе имеется N_+ и N_- свободных вихрей двух ориентаций, N_{t+} и N_{t-} вихрей, захваченных дефектами, и $N_d > N_{t+} + N_{t-}$ радиационных дефек-

тов. Тогда

$$Z(N_{\pm}, N_{t\pm}) = e^{-\beta F} = \frac{1}{N_+! N_-! N_{t+}! N_{t-}!} \left(e^{-\beta E_0} \int \frac{d\mathbf{x}}{\pi \xi^2} \right)^{N_+ + N_-} \sum_{\{\mathbf{R}_\alpha\}} \times \\ \times \exp \left\{ - \sum_{ij} \beta U(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j) - \sum_{i\alpha} \beta U(\mathbf{x}_i - \mathbf{R}_\alpha) - \sum_{\alpha\gamma} \beta U(\mathbf{R}_\alpha - \mathbf{R}_\gamma) \right\}. \quad (2)$$

Здесь $\beta = 1/T$, E_0 – энергия кора вихря, $\pi \xi^2$ – размер ячейки пространства, занимаемый одним вихрем, U – энергия взаимодействия свободных вихрей, расположенных в точках \mathbf{x}_i и захваченных дефектами, расположенными в точках \mathbf{R}_α . Мы не учитывали вклада в статсумму от вихревых диполей, связанного с поляризацией среды, и взаимодействия вихрей с пустыми дефектами, которое обсуждается ниже.

Свободная энергия должна быть усреднена относительно расположения дефектов. Понятно, что после усреднения энергия системы не будет зависеть от того, какими именно дефектами захвачены вихри. Поэтому можно заменить в выражении (2) сумму по различным конфигурациям захваченных вихрей на число возможных конфигураций и усреднить одну из них. Число конфигураций равно числу способов, которыми $N_{t+} + N_{t-}$ вихрей можно распределить по N_d дефектам. Легко видеть, что это число равно $N_d! / (N_d - N_{t+} - N_{t-})!$.

Займемся усреднением свободной энергии. Усредняться должна только конфигурационная часть энергии, поскольку энтропийная часть от координат дефектов не зависит. Для вычисления конфигурационной энергии формально разложим экспоненту в (2) в ряд. Как известно [10], логарифм статсуммы разлагается в ряд по связным диаграммам. Чтобы выполнить усреднение, предположим, что все дефекты независимо друг от друга и с равной вероятностью распределены по всей площади образца. Усреднение проведем, проинтегрировав полученный формальный ряд по координатам дефектов и разделив каждый интеграл на площадь S . В результате этой операции вклад захваченных вихрей, которые в конкретной конфигурации были закреплены в определенных точках \mathbf{R}_α , формально включается в свободную энергию системы наравне с вкладом свободных вихрей. Различие заключается только в том, что состояние захваченных дефектами вихрей энергетически более выгодно из-за нулевой энергии кора.

Теперь нетрудно вычислить свободную энергию системы вихрей. Поскольку нас интересуют главным образом коллективные эффекты в системе вихрей, мы ограничимся суммированием последовательности кольцевых диаграмм [10]. Характерной особенностью систем, в которых основную роль играют коллективные эффекты, является расходимость интеграла $J = \int d\mathbf{r} U(\mathbf{r})$ по бесконечной площади пленки, соответствующего простейшей диаграмме. Для энергии взаимодействия пирловских вихрей этот интеграл расходится. Это значит, что даже при малой концентрации вихрей нельзя ограничиться их взаимодействием с каким-то числом ближайших соседей, а необходимо учитывать взаимодействие всех со всеми. Кольцевые диаграммы представляют главную последовательность в разложении конфигурационной энергии в этом случае.

Иначе обстоит дело со взаимодействием вихря с пустым дефектом. Энергия взаимодействия пирловского вихря с пустым цилиндрическим дефектом вычислена в

работе [11]. Она убывает с расстоянием до дефекта значительно быстрее, чем энергия взаимодействия с вихрем. Интеграл J в этом случае сходится и конфигурационную энергию можно разлагать в ряд по концентрации вихрей и дефектов. Первым не-исчезающим членом ряда будет второй вириальный коэффициент, который пропорционален произведению концентраций вихрей и дефектов. В уравнении равновесия он даст слагаемые, пропорциональные концентрациям, которые малы по сравнению с логарифмами от концентраций и могут быть отброшены. На этом основании мы, чтобы не усложнять выражения, с самого начала не учитываем вклад в статсумму от взаимодействия вихрей с пустыми дефектами.

Свободная энергия системы пирловских вихрей в кольцевом приближении вычислена в работе [9]. Нам нужно только в конфигурационную часть вместо концентрации вихрей подставить сумму концентраций свободных и захваченных дефектами вихрей. Вводя безразмерные обозначения для концентрации вихрей $n = (N/S)\pi\xi^2$ и плотности свободной энергии $f = (F/S)\pi\xi^2$, запишем свободную энергию системы в виде

$$f = n_+ (\ln n_+ - 1) + n_- (\ln n_- - 1) + n_{t+} (\ln n_{t+} - 1) + n_{t-} (\ln n_{t-} - 1) + (n_d - n_{t+} - n_{t-}) (\ln(n_d - n_{t+} - n_{t-}) - 1) + p(n_+ + n_- + n_{t+} + n_{t-}) (1 - \ln 4p(n_+ + n_- + n_{t+} + n_{t-})) + \frac{1}{4\Lambda^2} G [16p\Lambda^2(n_+ + n_- + n_{t+} + n_{t-})] + (n_+ + n_-) p e_0, \quad (3)$$

$$G[x] = \frac{1}{2} \ln \frac{x}{4} + \sqrt{|1-x|} \begin{cases} \arctg \frac{1}{\sqrt{x-1}} - \frac{\pi}{2}, & x \geq 1 \\ \frac{1}{2} \ln \frac{1+\sqrt{1-x}}{1-\sqrt{1-x}}, & x \leq 1 \end{cases}$$

Здесь $p e_0 = \beta E_0$, $p = \phi_0^2 / 16\pi^2 \Lambda T$.

Система вихрей в тонкой пленке является системой с переменным числом частиц. Равновесное число частиц в такой системе должно определяться из условия минимума свободной энергии, а равновесное значение химического потенциала равно нулю. Таким образом, условия равновесия системы получим, приравнявая нулю производные свободной энергии по числу свободных, n_{\pm} , и захваченных дефектами, $n_{t\pm}$, вихрей:

$$\ln n_{\pm} - p \ln 4p(n_+ + n_- + n_{t+} + n_{t-}) + 4pG' [32p\Lambda(n_+ + n_- + n_{t+} + n_{t-})] + p e_0 = 0,$$

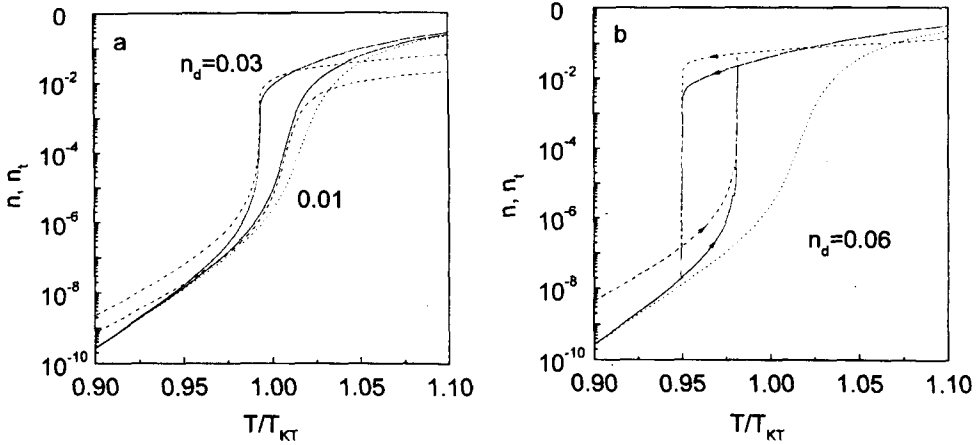
$$\ln n_{t\pm} - \ln(n_d - n_{t+} - n_{t-}) - p \ln 4p(n_+ + n_- + n_{t+} + n_{t-}) + \quad (4)$$

$$+ 4pG' [16p\Lambda(n_+ + n_- + n_{t+} + n_{t-})] = 0.$$

Вычитая уравнение для n_- из уравнения для n_+ , получим, что в состоянии равновесия $n_+ = n_-$. Два других уравнения дадут $n_{t+} = n_{t-}$. Это сокращает число уравнений равновесия до двух. В дальнейшем знаки "+" и "-" в индексах мы будем опускать.

Решения полученной системы уравнений при различных значениях концентрации дефектов n_d приведены на рисунке. Температурная зависимость концентрации свободных (сплошная линия) и захваченных (штриховая линия) вихрей при относительно низких концентрациях дефектов $n_d < n_{d1}$ меняются непрерывно (рисунок а).

Резкое изменение концентраций вблизи температуры T_{KT} связано с проявлением неустойчивости, аналогичной той, которую предсказали Костерлиц и Таулесс [1] для строго двумерных систем. Такая же неустойчивость наблюдается и в совершенных пленках (пунктирная линия), однако при наличии дефектов она смещается в сторону низких температур.



Зависимость от температуры концентрации свободных и захваченных дефектами вихрей в случае непрерывного перехода (а) и в случае перехода первого рода (б)

В области промежуточных концентраций дефектов $n_{d1} < n_d < n_{d2}$ (рисунок б) есть интервал температур, в котором система вихрей имеет два устойчивых состояния. В нижнем по концентрации состоянии длина экранирования взаимодействия вихрей $\delta = \xi / \sqrt{8p(n + n_i)}$ больше эффективной пирловской длины Λ и коллективные эффекты (экранирование) слабо влияют на состояние системы. В верхнем состоянии $\delta < \Lambda$, коллективные эффекты перенормируют энергию взаимодействия вихрей и она начинает зависеть от концентрации вихрей. Это коллективное состояние системы. В этом интервале концентраций должен наблюдаться гистерезис сопротивления, которое зависит от концентрации свободных вихрей.

При очень больших концентрациях дефектов, $n_d > n_{d2}$, левая граница устойчивости метастабильных состояний скачком смещается к $T = 0$. Система будет всегда находиться в коллективном состоянии. Переход ее в нижнее состояние представляется маловероятным.

Во всех трех сценариях проявляется одна общая характерная черта, связанная с существованием дефектов. При любых концентрациях дефектов концентрация свободных вихрей n , с наличием которых связано резистивное поведение сверхпроводника, выше, чем в бездефектной пленке, а скачок сопротивления сдвигается в сторону более низких температур.

Объяснить это явление можно следующим образом. При отсутствии радиационных дефектов равновесная концентрация свободных вихрей образуется в результате установления динамического равновесия между процессами диссоциации и рекомбинации вихревых диполей. Дефекты образуют дополнительный резервуар, в котором будут накапливаться вихри, поскольку состояние захваченного вихря энергетически более выгодно за счет энергии кора. Это приводит к тому, что при низких темпера-

турах в состоянии системы, когда коллективные эффекты несущественны, концентрация захваченных вихрей всегда выше, чем свободных, а концентрация свободных вихрей лишь незначительно выше, чем в бездефектной пленке. При приближении температуры к $T_{КТ}$ растут концентрации как свободных, так и захваченных вихрей, что повышает влияние коллективных эффектов на состояние системы вихрей и в совершенных, и в дефектных пленках. Однако в последних суммарная концентрация вихрей выше и коллективные эффекты приводят к тому, что скачок концентрации вихрей происходит при более низкой температуре.

Представленные численные решения получены для модельной пленки с параметрами $\epsilon_0 = 3$, $\Lambda/\xi = 10^2$ при $T = 0$ и отношением $T_{c0}/T_{КТ} = 1.2$. Критические значения безразмерной концентрации дефектов при указанных значениях параметров $n_{d1} \approx 0.03$ и $n_{d2} \approx 0.09$ являются довольно большими. Они зависят от этих параметров, несколько понижаясь при их уменьшении.

Описанное поведение системы пирловских вихрей позволяет сделать ряд качественных утверждений относительно критического тока пленки. Из сказанного выше следует, что при отсутствии внешнего магнитного поля увеличения критического тока наблюдаться не должно. Наоборот, температура, при которой начинает проявляться резистивное поведение пленки, уменьшается.

Во внешнем магнитном поле при низких температурах может наблюдаться увеличение критического тока, связанное с захватом дефектами вихрей, вошедших в образец под воздействием поля. После достижения температуры, при которой начинается лавинообразный рост концентрации вихрей, критический ток должен обращаться в нуль, поскольку число свободных вихрей быстро растет. Это один из возможных механизмов депиннинга, переводящего сверхпроводник в резистивное состояние и обеспечивающего обратимое поведение намагниченности образца. В случае перехода первого рода могут наблюдаться две линии необратимости в зависимости от направления изменения температуры в эксперименте.

Эти замечания в равной мере применимы и к слоистым сверхпроводникам, поскольку механизмы, ответственные за резистивное поведение образца и за его намагничивание, те же, что и в пирловской пленке.

-
1. J.M.Kosterlitz and D.J.Thouless, J. Phys. **C6**, 1181 (1973).
 2. В.Л.Верезинский, ЖЭТФ **61**, 1144 (1972).
 3. J.R.Clem, Phys. Rev. **B43**, 7837 (1991).
 4. K.H.Fisher, Physica **C178**, 161 (1991).
 5. J.Pearl, Appl. Phys. Lett. **5**, 65 (1964).
 6. M.R.Beasley, J.E.Mooij, and T.P.Orlando, Phys. Rev. Lett. **42**, 1165 (1979).
 7. Qiang Li, Y.Fukumoto, Y.Zhu et al., Phys. Rev. **B54**, R788 (1996).
 8. C.J. van der Beek, M.Konczykowski, T.W.Li et al., Phys. Rev. **B54**, R792 (1996).
 9. V.N.Ryzhov and E.E.Tareyeva, Phys. Rev. **B49**, 6162 (1994).
 10. Р.Балеску, *Равновесная и неравновесная статистическая механика*, М.: Мир, 1978 [R.Balescu, *Equilibrium and nonequilibrium statistical mechanics*, John Wiley and Sons, 1975].
 11. J.L.Chen and T.Y.Tseng, Phys. Rev. **B54**, 502 (1996).