

01;05.3;05.4

О степени относительной упорядоченности при неравновесном фазовом переходе в системе: тонкая пленка высокотемпературного сверхпроводника с током — кипящий охладитель

© В.Н. Скоков

Институт теплофизики УрО РАН, Екатеринбург

Поступило в Редакцию 9 июня 1997 г.

По экспериментальным реализациям тепловых осцилляций в области неравновесного фазового перехода при джоулевом саморазогреве тонких пленок высокотемпературных сверхпроводников в кипящем азоте с использованием критерия "S-теорема" приведена оценка относительной упорядоченности системы. Показано, что, согласно данному критерию, "двухфазное" состояние системы является более упорядоченным, чем однородное "однофазное".

Процессы самоорганизации при неравновесных фазовых переходах на протяжении уже многих лет привлекают внимание исследователей. При этом актуальным остается вопрос о критериях самоорганизации. В работах Ю.Л. Климонтовича сформулирован критерий относительной степени упорядоченности открытых систем на основе S-теоремы (см., например, [1–4]). В частности, в [4] делается вывод о том, что при фазовых переходах II рода докритическое состояние ($T < T_c$) является более упорядоченным, чем закритическое ($T > T_c$). Непосредственное определение степени упорядоченности по экспериментальным данным для "обычных" термодинамических фазовых переходов представляет собой трудную задачу, так как для этого необходимо измерение функции распределения тепловых флуктуаций вблизи критической точки. В настоящей работе приводится сравнение относительной степени упорядоченности по экспериментальным данным для критического неравновесного фазового перехода в сложной нелинейной системе: сверхпроводник с током–кипящий охладитель.

В работах [5–8] экспериментально показано, что при джоулевом разогреве тонких пленок высокотемпературных сверхпроводников в жидком азоте реализуются критический неравновесный фазовый переход, связанный с взаимодействием нелинейных тепловых процессов в сверхпроводнике с током и кипящем охладителе. При этом в области перехода происходит резкое возрастание амплитуды температурных осцилляций и наблюдается макроскопический, широкополосный $1/f$ -шум [8]. Изменяя параметры электрической схемы, можно реализовать докритический, критический и закритический неравновесный фазовый переход.

В экспериментах измерялись осциллограммы падения напряжения на потенциальных контактах тонкопленочного мостика $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ в условиях джоулевого саморазогрева транспортным током в кипящем азоте. Осцилляции падения напряжения связаны с осцилляциями теплоотдачи при кипении азота на поверхности сверхпроводника. При этом в системе присутствует обратная связь между процессами кипения и динамикой домена нормальной фазы в сверхпроводнике.

При мощностях тепловыделения, соответствующих локальному кризису теплоотдачи [7], наблюдались особенности в поведении системы. Эти особенности можно рассматривать как неравновесный фазовый переход. Изменяя угол наклона нагрузочной линии электрической цепи к вольт-амперной характеристике (имеющей характерный S -образный вид [5–8]), можно реализовать различные режимы. Если нагрузочная линия имеет одно пересечение с вольт-амперной характеристикой, наблюдается закритический переход. При двух точках пересечения происходит неравновесный фазовый переход I рода или докритический переход. И наконец, при касании нагрузочной линией вольт-амперной характеристики имеет место критический переход.

На рис. 1 приведены типичные функции распределения амплитуд колебаний в закритическом (*a*) и докритическом (*b*) режимах. При заходе из закритической в докритическую область (с изменением угла наклона нагрузочной линии к вольт-амперной характеристике) амплитуда колебаний возрастала по степенному закону: $A \sim R^{1/2}$, где A — ”полуширина” функции распределения, R — нагрузочное сопротивление электрической схемы. Такое возрастание происходило до тех пор, пока в системе не происходило расслоение на ”фазы” (рис. 1, *b*).

Для сравнения степени упорядоченности в закритическом и докритическом режимах использовался критерий ” S -теорема”, суть которого заключается в сравнении состояний с различным значением управля-

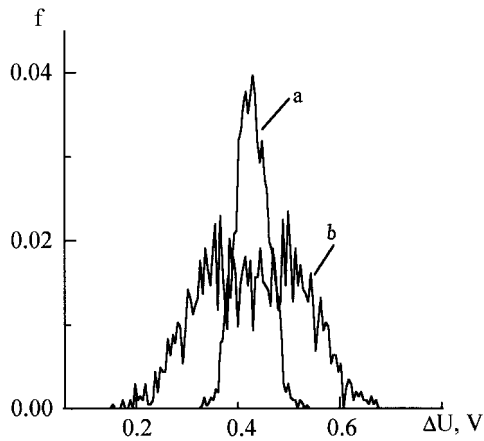


Рис. 1. Функции распределения амплитуд колебаний падения напряжения на образце в закритическом (*a*) и докритическом (*b*) режимах.

ющего параметра, приведенных к одному значению средней эффективной энергии системы [1–4]. В качестве управляющего параметра можно использовать нагрузочное сопротивление электрической схемы. Рассмотрим состояния при двух значениях управляющего параметра R_0 и R_1 . Этим состояниям отвечают две временные реализации падения напряжения на потенциальных контактах и соответственно две функции распределения f_0 и f_1 . Примем состояние с $R = R_0$ за состояние и физического хаоса и, следуя [2,3], введем эффективную функцию Гамильтона H_{eff} :

$$H_{eff} = -\ln f_0, \quad \int f_0(x) dx = 1. \quad (1)$$

В силу открытости системы при изменении управляющего параметра эффективная функция Гамильтона в общем случае не сохраняется. Для сравнения двух состояний введем перенормированное значение \tilde{f}_0 , такое, чтобы выполнялось условие равенства средней эффективной энергии в двух состояниях, т. е.

$$\int H_{eff} \tilde{f}_0 dx = \int H_{eff} f_1 dx. \quad (2)$$

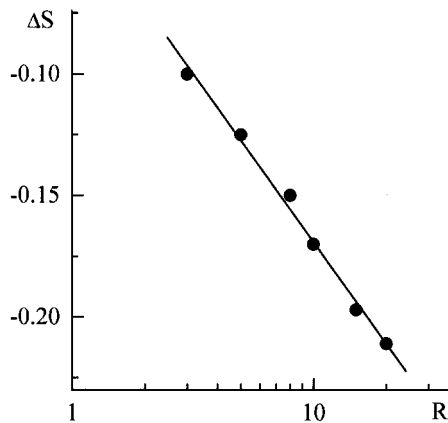


Рис. 2. Изменение энтропии при заходе из закритической в докритическую область как функция управляющего параметра.

Перенормированная функция \tilde{f}_0 , согласно [1–4], представляется в каноническом виде:

$$\tilde{f}_0 = \exp \frac{\tilde{F} - H_{eff}}{\tilde{T}}, \quad \int \tilde{f}_0 dx = 1, \quad (3)$$

где \tilde{F} и \tilde{T} — значения эффективной ”свободной энергии” и эффективной ”температуры” в перенормированном состоянии. Уравнения (1) и (3) позволяют по известным из эксперимента функциям f_0 и f_1 определить значение эффективной ”температуры” \tilde{T} . Критерий ”S-теорема” гласит, что в случае, когда $\tilde{T} > 1$, предположение о большей хаотичности выбранного опорного состояния ”0” является оправданным. Мерой хаотичности состояния ”0” (или самоорганизации состояния ”1”) служит изменение энтропии

$$\Delta S = S_1 - \tilde{S}_0 = - \int f_1 \ln \frac{f_1}{f_0} dx < 0. \quad (4)$$

При расчетах меры относительной упорядоченности в качестве опорного состояния было выбрано закритическое состояние (рис. 1, *a*) с $R = R_0$. Состояния с $R > R_0$ сравнивались с опорным. В результате

численного решения уравнений (1)–(3) с использованием экспериментальных реализаций было найдено, что в состояниях с $R > R_0$ соответствующие значения эффективной температуры $\tilde{T}_{eff}(R) > 1$, т. е. по критерию "S-теорема" при заходе из закритической в докритическую область происходит "самоорганизация" системы. При обратной замене опорного состояния, т. е. при выборе в качестве состояния физического хаоса состояния "1" ($R < R_0$), были получены значения $\tilde{T}_{eff} < 1$. Это свидетельствует о правильности выбора состояния с меньшим R в качестве состояния физического хаоса. По формуле (4) были рассчитаны значения изменения энтропии ΔS при заданном значении средней эффективной энергии системы как функции управляющего параметра R . Зависимость $\Delta S(R)$ приведена на рис. 2 (ось абсцисс на рис. 2 дана в логарифмическом масштабе). Из рисунка видно, что полученные результаты хорошо аппроксимируются зависимостью $\Delta S \sim -\ln R$ (сплошная линия на рис. 2).

Таким образом, применение S-теоремы Климонтовича к неравновесному фазовому переходу в системе: сверхпроводник с током–кипящий охладитель показывает, что при заходе из закритического ("однофазного") в докритическое ("двухфазное") состояние энтропия системы, рассчитанная по экспериментальным данным при условии постоянства средней эффективной энергии, понижается, т. е. в системе происходит самоорганизация.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 96–02–16077а).

Список литературы

- [1] *Климонтович Ю.Л.* // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. В. 23. С. 1412–1416.
- [2] *Климонтович Ю.Л.* // Письма в ЖТФ. 1988. В. 24. С. 2226–2229.
- [3] *Климонтович Ю.Л.* Статистическая теория открытых системы. М.: Янус, 1995. 623 с.
- [4] *Klimontovich Yu.L.* // Phys. Lett. A. 1996. V. 210. P. 65–70.
- [5] *Skokov V.N., Koverda V.P.* // Cryogenics. 1993. V. 33. P. 1072–1076.
- [6] *Скоков В.Н., Коверда В.П., Ивакин И.Б.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 3. С. 59–62.
- [7] *Скоков В.Н., Коверда В.П., Скрипов В.П., Ивакин И.Б., Семенова Н.М.* // ТВТ. 1996. Т. 34. № 5. С. 802–806.
- [8] *Коверда В.П., Скоков В.Н., Скрипов В.П.* // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т. 63. В. 9. С. 739–742.