

ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ ОТ ВЕЛИЧИНЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В V_3Ge В ОКРЕСТНОСТИ H_{c2}

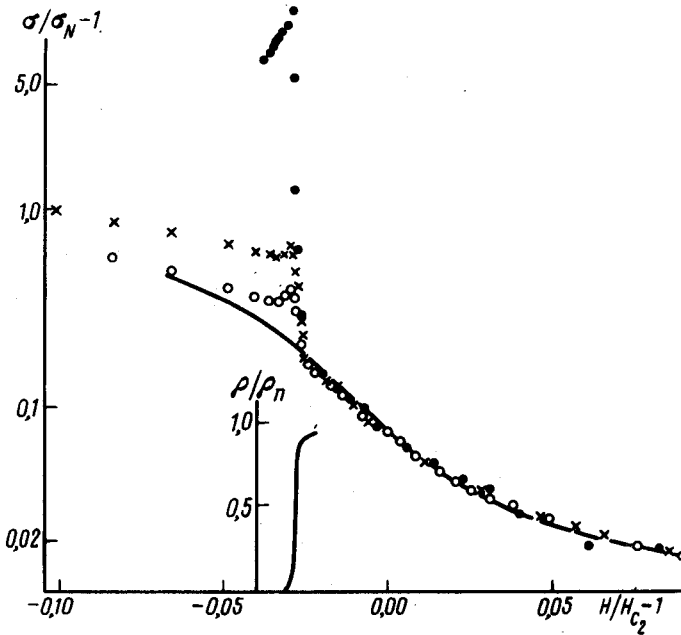
В.А.Марченко, А.В. Никулов

Экспериментально исследована избыточная электрическая проводимость образцов V_3Ge в перпендикулярном магнитном поле вблизи H_{c2} . При значениях поля $H > 0,97 H_{c2}$ экспериментальные данные согласуются с теоретическими расчетами для флуксионной проводимости. При $H = 0,97 H_{c2}$ проводимость резко возрастает, появляется критический ток, что связывается с переходом в смешанное состояние.

Считается [1], что в сверхпроводниках второго рода в H_{c2} (второе критическое поле) происходит фазовый переход второго рода из нормального состояния в смешанное (состояние Абрикосова), однако непосредственная окрестность перехода исследована недостаточно. Более того, в измерениях теплоемкости было показано [2], что вблизи H_{c2} экспериментальные результаты хорошо описываются одномерной моделью; характерной для фазовых переходов второго рода λ -особенности замечено не было. Так как в одномерных системах фазовый переход невозможен, то возникает вопрос, когда происходит перестройка нормального состояния в решетку Абрикосова, многократно наблюдавшуюся в полях ниже H_{c2} .

В данной работе измеряется избыточная электрическая проводимость $\Delta\sigma = (\sigma - \sigma_N)$ образцов V_3Ge , как функция магнитного поля H , при постоянной температуре $T = 4,2$ К. Измерение проводится обычным четырехточечным методом. Направление магнитного поля перпендикулярно длинной оси образца, вдоль которой течет электрический ток. Проводимость в магнитном поле H определяется как $\sigma = I/V(l/S)$, где I – ток через образец; V – напряжение между потенциальными контактами в магнитном поле H ; l – расстояние между потенциальными контактами ($\approx 3 + 5$ мм), S – площадь сечения образца ($\approx 0,5$ мм²) σ_N – удельное

сопротивление образца в нормальном состоянии (при $H \rightarrow \infty$). Прочие характеристики образца и условия эксперимента, как в работе [3].



Зависимость избыточной проводимости от величины магнитного поля при разной величине тока через образец $\bullet - j = 0,5 \text{ A/cm}^2$; $\times - j = 2 \text{ A/cm}^2$; $\circ - j = 10 \text{ A/cm}^2$ — теоретическая зависимость. Внизу рисунка приведена зависимость сопротивления от магнитного поля при $j = 0,05 \text{ A/cm}^2$. $j = I/S$ — величина плотности электрического тока через образец.

Результаты измерений приведены на рисунке. Теоретическая зависимость получена в приближении Хартри из линейной теории Ами — Маки [4], рассматривающей добавку к проводимости нормального состояния, вызванную флуктуационным спариванием электронов, с использованием формулы (10) работы [5], в которой показано, что вблизи H_{c2} сверхпроводник можно рассматривать как одномерную систему. В нашем случае $N(0) = 9,73 \cdot 10^{41} \text{ Дж}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$ [6] $\xi(0) = 48 \text{ \AA}$, $T_c = 6 \text{ K}$, $T = 4,2 \text{ K}$, $h = 0,293$, H_{c2} не являясь особой точкой, выступает в роли подгоночного параметра. График можно разделить на три области $H/H_{c2} > 0,973$; $0,969 < H/H_{c2} < 0,973$; $H/H_{c2} < 0,969$. В первой области критический ток равен нулю, проводимость не зависит от величины тока, что характерно для нормального состояния, экспериментальные данные согласуются с приближением Хартри. Во второй области происходит резкое возрас-

тание избыточной проводимости, появляется критический ток. Интересно отметить, что наблюдаемое резкое возрастание избыточной проводимости происходит на фоне плавного изменения, связанного с флуктуационным спариванием электронов. В третьей области критический ток имеет конечную величину, проводимость зависит от величины тока, что характерно для смешанного состояния, экспериментальные данные не согласуются с расчетом.

Данную зависимость $\Delta\sigma$ от магнитного поля можно интерпретировать следующим образом: согласие экспериментальных значений с расчетными означает, что в первой области сверхпроводник представляет собой одномерную систему. Во второй области происходит переход из одномерного состояния в состояние Абрикосова. Отличие значения поля перехода ($0,97 H_{c2}$) от H_{c2} может быть вызвано, по нашему мнению, тем, что в "свободной энергии" Гинзбурга – Ландау не полностью учтен энтропийный член, то есть "свободная энергия" Гинзбурга – Ландау является, по существу, блочным гамильтонианом [7].

Интересно отметить, что ширина области перехода ($0,004 H_{c2}$), много меньше, чем ширина особенности в теплоемкости, наблюдавшаяся в сверхпроводниках с близким значением $\xi(0)$, в подобных условиях (одинаковые t) [5]. Возможно, что в зависимости теплоемкости от температуры в районе H_{c2} наряду с широкой особенностью имеется узкая особенность, которую не удалось наблюдать в эксперименте.

В заключение авторы выражают благодарность Н.В.Заварицкому за прочтение рукописи и сделанные замечания.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
21 мая 1981 г.

Литература

- [1] М.Тинкхам. Введение в сверхпроводимость. М., 1980, стр.143.
- [2] D.J.Thouless. Phys. Rev. Lett., **34**, 946, 1975; S.P.Farrant, C.E.Gough. Phys. Rev. Lett., **34**, 943, 1975.
- [3] В.А.Марченко, А.В.Никулов. ЖЭТФ, **80**, 745, 1981.
- [4] S.Ami, K.Maki. Phys. Rev., **B18**, 4714, 1978.
- [5] R.F.Hassing, R.R.Hake, L.J.Barnes. Phys. Rev. Lett., **30**, 6, 1973.
- [6] F.J.Morin, J.P.Maita. Phys. Rev., **129**, 1115, 1963.
- [7] Ш.Ма. Современная теория критических явлений. М. 1980.