

Б. Н. САМОЙЛОВ

К ВОПРОСУ О СВЕРХПРОВОДИМОСТИ КАДМИЯ

(Представлено академиком Л. Д. Ландау 15 X 1951)

Изучение сверхпроводимости металлов может производиться как путем измерения сопротивления образца в функции температуры и магнитного поля, так и измерением магнитных моментов также в функции поля и температуры. Использование первого метода затруднительно при образцах с малыми остаточными сопротивлениями, так как необходимость создания достаточной для измерения разности потенциалов на концах образца требует пропускания через них больших токов, что особенно нежелательно при изучении сверхпроводников с малыми критическими полями. Кроме того, не всегда желательно наличие токовых и потенциальных подводов к образцу. Второй метод неудобен тем, что, помимо своей громоздкости (для получения одной точки на плоскости H, T приходится снимать отдельную кривую), он требует образцов сравнительно больших размеров. В последнее время стали появляться работы⁽²⁾, в которых сверхпроводящий переход регистрируется по резкому изменению взаимоиנדукции двух цепей, одна из которых охватывает образец.

В настоящей работе изучалась зависимость критического поля от температуры для кадмия методом, который отличается от перечисленных и, по мнению автора, обладает рядом преимуществ. Исследование производилось при температурах ниже 1°K . Для получения этих температур использовался метод адиабатического размагничивания.

Метод исследования сводился к регистрации изменения омического сопротивления образца, а не к измерению его абсолютного значения. Идея метода поясняется рисунком 1, а. При пропускании переменного тока частоты ω через контур A в индуктивности L_1 возникает эдс, пропорциональная коэффициенту взаимоиנדукции M_1 между A и L_1 , силе тока I_0 и частоте ω . Под действием этой эдс в цепях (L_1RL и L_1L_2) текут токи, причем сила тока в индуктивности L_2 существенно зависит от полного сопротивления шунта RL (образец). Ток, текущий через L_2 , возбуждает в цепи B эдс, пропорциональную этому току. Допустим, что омическое сопротивление образца (RL) падает; тогда изменяется его полное сопротивление, в результате чего уменьшается ток через L_2 и, соответственно, эдс в цепи B^* .

* Для случая параллельного включения образца эдс определяется через параметры схемы:

$$E_B = I_0 \omega^2 M_1 M_2 \left\{ \frac{R^2 + \omega^2 L^2}{R^2 \omega^2 (L_1 + L_2)^2 + \omega^4 (LL_1 + L_1 L_2 + L_2 L)^2} \right\}^{1/2}$$

Для образцов с большими остаточными сопротивлениями возможно также последовательное включение в цепь $L_1 L_2$.

Этот метод регистрации сверхпроводящего перехода обладает следующими достоинствами: а) при остаточном сопротивлении образца порядка 10^{-8} ома и токе через него $\sim 10^{-3}$ а изменение сигнала в контуре B при сверхпроводящем переходе достигает десятков микро-вольт, что вполне достаточно для усиления и дальнейшей регистрации, тогда как изменение падения напряжения на самом образце составляет 10^{-9} в; при таком малом токе поле тока, текущего через образец, невелико и крайне малы джоулевы потери;

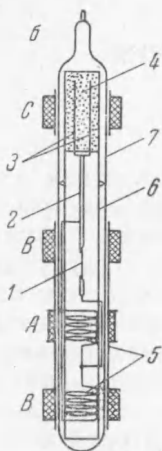
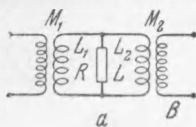


Рис. 1. Схема метода измерений (а) и устройство прибора (б)

б) в этом методе отпадает необходимость в прямых выводах от образца к измерительным приборам, а это снижает теплоподвод к образцу; в) исследование можно проводить с малыми количествами металлов; г) эксперимент отличается простотой: сверхпроводящий переход регистрируется стрелочным прибором или катодным осциллографом.

Сверхнизкая температура получалась адиабатическим размагничиванием железо-аммониевых квасцов при начальной температуре около $1,6^\circ \text{K}$ и поле 12 кгаусс. Устройство прибора поясняется рисунком 1, б. Образец 1 в виде проволоочки длиной 10 мм, диаметром 0,4 мм, приготовленный из кадмия от Кальбаума, был вынесен из соли на «холодопроводе» 2 длиной около 6 см. Надежный тепловой контакт между образцом и солью осуществлялся медными полосками 3 с общей поверхностью около 8 см^2 , запрессованными в соль 4 под давлением в 2000 атм. «Холодопровод» (медная проволока диаметром 1,5 мм) припаялся к полоскам 3 твердым припоем. Образец был припаян к проволоке 2 мягким припоем, причем после пайки все излишки припоя тщательно удалялись, так что оставался только тонкий слой припоя между образцом и концом «холодопровода». Образец включался шунтом в цепь, состоящую из двух катушек 5, намотанных на стеклянной трубке 6 свинцовой проволокой, по 10 витков в каждой (при диаметре витка около 12 мм). Цепь в двух местах содержала малые сопротивления ($\sim 10^{-7}$ ома), так что не было ни одного целиком сверхпроводящего контура. Вследствие этого макроскопические токи, наводящиеся при размагничивании, и обусловленные ими магнитные моменты быстро затухали.

Эта часть прибора помещалась в стеклянную пробирку 7, которая после заполнения небольшим количеством гелия запаивалась. Пробирка вставлялась внутрь каркаса, на котором были намотаны катушки измерительного устройства — первичная А и вторичная В, состоящая из двух последовательно включенных обмоток с взаимно-противоположным направлением витков (рис. 1, а и б). Подвижная катушка С была включена в цепь баллистического гальванометра и служила для определения магнитного момента соли, или, иначе говоря, магнитной температуры. Катушка А содержала около 2000 витков медного провода в эмали диаметром 0,05 мм, вторичная состояла из двух обмоток по 10 000 витков того же провода. В баллистической катушке было 5000 витков. Все они наматывались на эбонитовых каркасах диаметром 20 мм. Пробирка с катушками монтировалась в гелиевом джаре, на который надевался соленоид, дававший однородное (с точностью до $0,5\%$) поле в объеме, занимаемом блоком соли и образцом. Земное поле в объеме прибора компенсировалось до нескольких сотых эрстедта.

Измерительная цепь состояла из генератора (со стабилизированным питанием и язычковым частотомером для контроля частоты), компен-

сирующего устройства, позволявшего компенсировать сигнал как при нормальном, так и при сверхпроводящем состоянии образца, и узкополосного усилителя, на выходе которого включался вольтметр или осциллограф. Работа велась на переменном токе частоты 14,3 гц при силе тока в цепи A около 0,5 ма.

Эксперимент производился следующим образом. Вначале снималась градуировка магнитной температуры, которая обычно содержала до 10 отдельных точек в координатах отброс гальванометра — обратная температура, хорошо укладывавшихся на прямой линии. Температура измерялась по давлению паров гелия. Градуировочная прямая, продолженная в область более низких температур, служила в дальнейшем для определения магнитной температуры соли и образца.

Намагничивание производилось в электромагните, для чего прибор помещался между его полюсными наконечниками. Измерения начинались сразу же после размагничивания соли с компенсации эдс, наводимой в контуре B . Затем, по мере отогрева, параллельно измерялась в функции времени магнитная температура и велось наблюдение за сигналом на выходе усилителя. Момент резкого увеличения сигнала (переход образца в нормальное состояние) отмечался по секундомеру, и на кривой отогрева находилась магнитная температура перехода. Время отогрева от наиминимальной температуры до $0,6^\circ \text{K}$ обычно составляло около 2 час., что позволяло получить 2—3 точки на кривой $H_k(T)$.

Магнитная температура блока соли, соответствующая переходу образца в нормальное состояние при фиксированной величине магнитного поля, переводилась в магнитную же температуру для блока соли сферической формы (3). Последняя, в свою очередь, пересчитывалась на термодинамическую (4). Температура образца считалась равной температуре соли, и никаких поправок на разность температур не вводилось. Основания к этому были следующие: а) джоулевы потери в цепи образца не превышали 10^{-5} эрг/сек; б) неконтролируемый теплоподвод, вызывающий нагрев соли, был порядка 10 эрг/сек, и лишь малая часть этого теплоподвода шла к соли через образец; в) тепловое равновесие между образцом и солью наступало через несколько минут после размагничивания, что говорит о хорошем теплообмене. Первые точки на кривой $H_k(T)$, соответствующие температуре $0,07^\circ \text{K}$, снимались через 5—7 мин. после размагничивания.

В результате проведенного исследования оказалось, что зависимость критического поля кадмия от температуры (рис. 2, а) хорошо описывается выражением:

$$H_k = H_0 \left\{ 1 - \left(\frac{T}{T_h} \right)^2 \right\}. \quad (1)$$

Это особенно отчетливо видно на рис. 2, б, на котором значение критического поля отложено против квадрата соответствующей температуры

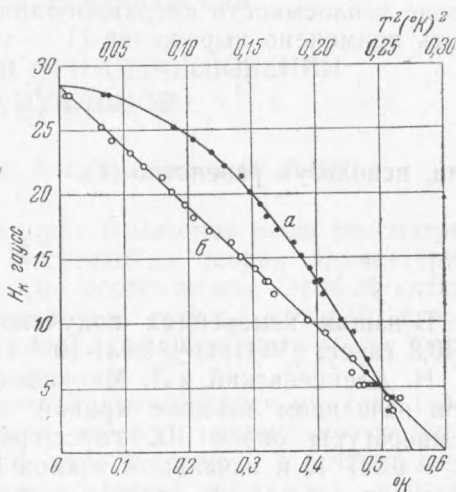


Рис. 2. Зависимость критического поля кадмия от температуры

перехода. Точки достаточно хорошо лежат на прямой линии. По точкам пересечения прямой с осями координат были определены параметры H_0 и T_k .

Относительно большой разброс точек при малых значениях критического поля может быть объяснен как малой точностью определения температуры (малы отбросы баллистического гальванометра), так и влиянием на образец «замороженных» в пайках образца и свинцовом контуре магнитных моментов, делавших переход несколько размытым.

Согласно термодинамической теории сверхпроводимости, из закона изменения критического магнитного поля с температурой может быть получен ряд термодинамических характеристик сверхпроводника. Для определения коэффициента пропорциональности при линейном члене теплоемкости сверхпроводника в нормальном состоянии может быть применено выражение (V — атомный объем)

$$\gamma = - \frac{V}{4\pi} H_0 \left(\frac{d^2 H_k}{dT^2} \right)_{T=0}$$

или, используя равенство (1),

$$\gamma = \frac{V H_0^2}{2\pi T_k^2}. \quad (2)$$

В наших измерениях получено: $T_k = 0,547 \pm 0,005^\circ \text{K}$, $H_0 = 28,4 \pm \pm 0,3$ гаусс, $\gamma = (1,33 \pm 0,03) \cdot 10^{-4}$ кал/моль·град².

Н. Алексеевский и Л. Мигунов⁽¹⁾ получили для кадмия $T_k = 0,55^\circ \text{K}$ при начальном наклоне кривой зависимости критического поля от температуры около 100 гаусс/град. Результаты настоящей работы: $T_k = 0,547^\circ \text{K}$ и начальный наклон 104 гаусс/град находятся в хорошем согласии с данными Алексеевского и Мигунова.

Уже по окончании настоящей работы были опубликованы результаты исследования кадмия и других сверхпроводников, проведенного Гудманом и Мендоза⁽⁵⁾. Их значения $T_k = 0,560^\circ \text{K}$, $H_0 = 28,8$ гаусс и $\gamma = 1,28 \cdot 10^{-4}$ кал/моль·град² также находятся в хорошем согласии с нашими результатами. Даунт⁽⁶⁾, исследуя кадмий, получил для температуры перехода значение $0,54^\circ \text{K}$ и для коэффициента при линейном члене теплоемкости в нормальном состоянии величину $0,75 \cdot 10^{-4}$ кал/моль·град². Значительное отличие величины γ , предложенной Даунтом, от значений, полученных в настоящей работе и в работе Гудмана и Мендоза, говорит о заниженной величине начального наклона кривой зависимости критического поля от температуры в результатах Даунта.

В заключение автор приносит глубокую благодарность Н. Е. Алексеевскому и руководителю работы П. Г. Стрелкову за помощь советами и указаниями, а также В. И. Колокольникову за помощь при проведении экспериментов.

Институт физических проблем
им. С. И. Вавилова

Поступило
12 X 1951

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Н. Алексеевский и Л. Мигунов, Journ. Phys. USSR, **11**, 1, 95 (1947).
² R. T. Webber, Phys. Rev., **76**, 7, 293 (1949). ³ N. Kürti and F. Simon, Phil. Mag., **26**, 178, 894 (1938). ⁴ A. H. Cooke, Proc. Phys. Soc., A **62**, 5, 269 (1949).
⁵ B. B. Goodman and E. Mendoza, Phil. Mag., **42**, 329, 594 (1951). ⁶ J. G. Daunt, Phys. Rev., **80**, 5, 911 (1950).