

## НАБЛЮДЕНИЕ КИНЕТИЧЕСКОГО ПАРАМАГНИТНОГО ЭФФЕКТА В ВИСМУТЕ

И.Н.Жиляев

При пропускании теплового потока по образцу висмута, находящемуся в продольном магнитном поле, при гелиевых температурах наблюдается возникновение циркуляционных токов парамагнитного знака.

В <sup>1</sup> был обнаружен эффект кинетического диа- и парамагнетизма, предсказанный в <sup>2</sup>. При пропускании теплового потока по протяженному образцу висмута с отношением сопротивлений  $\gamma = \rho_{2,93\text{К}} / \rho_{4,2\text{К}} \approx 430$ , помещенного в продольное магнитное поле  $H_{\parallel}$ , в образце наблюдалось возникновение циркуляционных токов (ЦТ). ЦТ наблюдались вблизи торцов образца, т. е. там где существовали радиальные потоки тепла.

При исследовании кинетического диа- и парамагнетизма в более совершенных образцах висмута с  $\gamma \gtrsim 700$  обнаружено наличие ЦТ не только возле торцов, т. е. там, где существовали радиальные потоки тепла, но и в средней части образца.

Методика приготовления образцов, способ теплоизоляции и методика измерений аналогичны <sup>1</sup>, с тем только отличием, что после резки электроискровым способом и стравливания наклепанного слоя образцы с целью уменьшения концентрации структурных дефектов отжигались в вакууме  $\approx 10^{-7}$  мм рт. ст. при температуре  $265^{\circ}$  в течение 1 часа. В измерениях использовались образцы, ось которых была параллельна  $C_1$  или  $C_2$  с точностью  $1^{\circ}$ . Результаты измерений для обеих ориентаций качественно не отличались. Земное магнитное поле компенсировалось с точностью не хуже 0,01 Э.

На рис. 1 приведены зависимости удельного магнитного потока  $\Delta\varphi = \Delta\Phi/Sn$  от  $H_{\parallel}$  для одного из образцов, измеренные при температуре  $T \approx 1,3\text{К}$ .  $\Delta\Phi$  – измеряемое микроверметром изменение магнитного потока через катушки  $K_1, K_2$  при включении фиксированного теплового потока с помощью бифилярного распределенного равномерно по торцевой плоскости нагревателя  $H$  мощностью  $W = 0,064$  Вт;  $S$  – площадь катушек ( $0,9 \times 0,9 \text{ см}^2$ );  $n$  – число витков в катушках. Рисунок образца выполнен с сохранением пропорций. Приведены зависимости только для одного направления  $H_{\parallel}$ , поскольку экспериментальная зависимость оказалась антисимметричной.

Специальное внимание уделялось теплоизоляции боковой поверхности и проверке ее теплоизолирующих свойств, поскольку представляло интерес выяснить связан ли эффект именно с продольным тепловым потоком. Для проверки теплоизолирующих свойств применялся следующий способ. Образец помещался в криостате так что ось его была направлена вертикально, а хладопровод был снизу. Гелий заливался так, чтобы его уровень находился у верхнего конца образца. Далее при  $T = 4,2\text{К}$  уровень испарением постепенно понижался до хладопровода; при этом одновременно измерялась ЭДС Нернста – Эттинггаузена  $E_{\text{н.э.}}$ . Не было отмечено изменения  $E_{\text{н.э.}}$  с изменением уровня и, следовательно, с изменением свойств теплопроводящей среды около боковой поверхности образца (теплопроводность газообразного гелия при  $T \approx 4,2\text{К}$  приблизительно в три раза хуже жидкого) что свидетельствовало о том, что теплостока через боковую поверхность не было. Далее температура в криостате понижалась до  $\approx 1,3\text{К}$  и проверялось отсутствие скачка на зависимости  $E_{\text{н.э.}}(T)$  в  $\lambda$ -точке и независимость  $E_{\text{н.э.}}$  от уровня гелия при  $T \approx 1,3\text{К}$ .

Проверялось также влияние тепловых условий на конце образца на измеряемый эффект с целью установить не является ли он следствием радиальных тепловых потоков у конца образца. Для этого геометрия наклепанного на торец образца нагревателя менялась так, чтобы возле торца возникали радиальные градиенты разных знаков (что контролировалось с помощью специальной катушки возле торца, измерявшей эффект <sup>1, 2</sup>). При той же вы-

деляемой мощности изменения геометрии нагревателя не влияли существенно на величину эффекта, что указывает на то, что он обусловлен продольным потоком тепла.

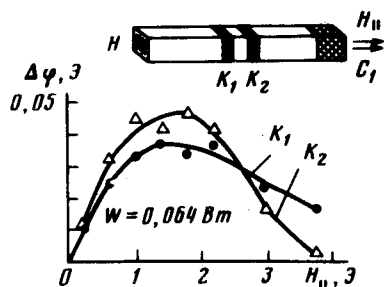


Рис. 1

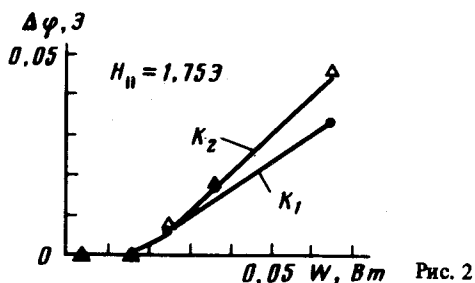


Рис. 2

На рис. 2 для того же образца для  $T \approx 1,3\text{К}$  приведены зависимости  $\Delta\varphi$  от  $W$  для различных катушек при фиксированном  $H_{\parallel} = 1,75\text{ Э}$ . Видно, что зависимость растет с  $W$  быстрее, чем по линейному закону, что, вообще говоря, может быть связано с перегревом относительно гелиевой ванны. Проверка на перегрев с помощью одновременных измерений  $E_{\text{н.э.}}$  в зависимости от  $W$  при фиксированном поперечном магнитном поле дает линейную зависимость  $E_{\text{н.э.}}(W)$ , что указывает на то, что в данном диапазоне  $W$  нелинейность наблюдаемого эффекта не связана с перегревом. При больших  $W \sim 1\text{ Вт}$   $\Delta\varphi$  может достигать величины  $\sim H_{\parallel}$  (при  $H_{\parallel} \lesssim 1\text{ Э}$ ). С увеличением  $T$  при фиксированных  $W$  и  $H_{\parallel}$  величина эффекта падает.

Можно предположить следующий механизм эффекта. При пропускании теплового потока вдоль образца в нем вследствие увлечения носителей заряда фононами и взаимодействия квазичастиц с границами образца возникают замкнутые ЦТ, направленные вдоль оси образца вблизи его сердцевины в одну сторону, а возле поверхности — в противоположную. В условиях, когда в наших образцах эффективная длина пробега носителей заряда сравнима с толщиной образца<sup>3</sup> можно предположить, что такие токи по порядку величины равны  $j \approx \sigma \alpha \frac{W L}{\kappa S}$ ,

где  $\sigma$  — электропроводность,  $\alpha$  — термоэдс,  $\kappa$  — теплопроводность,  $L$  — длина образца. Численные оценки с использованием экспериментально полученных кинетических коэффициентов<sup>3,4</sup> показывают, что в наших образцах эти токи могут быть достаточно сильными:  $j/W \sim 10^2\text{ А/см}^2 \cdot \text{Вт}$ . Как показано в<sup>5</sup> в условиях протекания по образцу под действием электрического поля  $E$  столь сильного тока, что его магнитное поле существенно влияет на движение носителей заряда, в поперечном сечении образца возникает компенсированная система циркуляционных токов, величина которых пропорциональна  $E^2$ . В нашем случае роль  $E$  играет продольный градиент температуры, поэтому эффект растет с  $W$  быстрее, чем по линейному закону. Наложение внешнего продольного магнитного поля приводит, по-видимому, к раскомпенсации системы циркуляционных токов в поперечном сечении, давая при этом наблюдаемый нами парамагнитный эффект.

Автор благодарен В.Я.Кравченко и В.Ф.Гантмахеру за обсуждения.

#### Литература

1. Жилев И.Н. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 270.
2. Гуревич Л.Э. Письма в ЖЭТФ, 1970, 11, 269.
3. Жилев И.Н., Межов-Деглин Л.П. ЖЭТФ, 1976, 70, 971.
4. Копылов В.Н., Межов-Деглин Л.П. ЖЭТФ, 1973, 65, 720.
5. Pipkin A.C., Rivlin R.S. J. Math. Phys., 1962, 3, 369.