

УДК 537.312.62

ОПТИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ У ПОВЕРХНОСТИ ВТСП

Б. П. Захарченя, М. Н. Ткачук, В. Г. Флейшер

Предложен оптический метод измерения локального распределения напряженности магнитного поля на поверхности сверхпроводников и магнетиков. Метод основан на использовании эффекта оптической ориентации спинов электронов в полупроводнике, позволяющего сочетать высокую чувствительность к магнитному полю с высоким пространственным разрешением. Предложенный метод даст возможность изучать распределение токов в сверхпроводнике в ме́йсснеровской области магнитных полей и распределение остаточных токов, циркулирующих в образце при захвате магнитного потока. Результаты проведенных экспериментов подтверждают модель критического состояния, согласно которой после выключения внешнего магнитного поля в сверхпроводнике циркулируют пространственно разделенные токи противоположного направления, обусловленные захватом магнитного потока.

Как показано в [1], пространственное распределение магнитного потока в высокотемпературных сверхпроводниках, находящихся в смешанном состоянии, может существенно влиять на вид кривых намагничивания. При этом ход зависимостей остаточной намагниченности $M_{\text{ост}}$, обусловленной захватом потока, от намагничивающего поля H_0 удается описать на основе модели критического состояния [2]. Согласно этой модели, в сверхпроводнике после выключения поля H_0 циркулируют пространственно разделенные токи противоположного направления, обусловленные захватом магнитного потока.

Для монокристаллического и пленочного образцов удалось получить количественное совпадение экспериментальных и расчетных зависимостей $M_{\text{ост}}(H_0)$, предполагая постоянство градиентов индукции в образцах и независимость критического тока от поля H_0 .

В случае керамических образцов общий характер зависимостей сохраняется, хотя и не удается в тех же упрощающих предположениях получить совпадение расчетных и экспериментальных зависимостей.

Для прямого доказательства наличия пространственно разделенных, циркулирующих в противоположных направлениях, токов, обусловленных захватом потока, нами применен метод оптической локальной магнитометрии. Метод основан на использовании эффекта оптической ориентации спинов в полупроводниках [3], позволяющего сочетать высокую чувствительность к изменениям магнитного поля у поверхности ВТСП с локальным характером измерений.

Рис. 1 поясняет схему эксперимента. Полупроводниковый кристалл A_3B_5 , в котором легко реализуются условия оптической ориентации, закрепляется на поверхности сверхпроводящего образца. Размер зондируемой области определяется диаметром лазерного пятна и расстоянием от слоя, в котором поглощается возбуждающий свет σ , до поверхности сверхпроводника. Электронные спины при отсутствии магнитного поля ориентируются по лучу возбуждающего света, направленного, как показано на рис. 1, вдоль нормали \mathbf{n} к поверхности образца. Наложение внешнего магнитного поля $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{n}$ приводит к появлению поля \mathbf{H} у поверхности сверх-

проводника, которое в общем случае может быть наклонено по отношению к вектору \mathbf{n} . При этом средний спин \mathbf{S} электронов, ориентированных светом в полупроводнике, изменяется по закону

$$\mathbf{S} = \frac{H_{1/2} \mathbf{S}_0 + (\mathbf{S}_0 \mathbf{H}) \mathbf{H} + H_{1/2} [\mathbf{H} \times \mathbf{S}]}{H^2 + H_{1/2}^2}, \quad (1)$$

\mathbf{S}_0 — средний спин электронов при $H=0$; $H_{1/2} = \hbar (\tau + \tau_s) / (\mu_e \tau \tau_s)$; μ_e — магнитный момент электрона в полупроводнике; τ , τ_s — времена жизни и спиновой релаксации электронов.

Как обычно, в экспериментах по оптической ориентации детектируется степень ρ циркулярной поляризации рекомбинационного излучения с участием ориентированных электронов в геометрии на отражение (в направлении, близком к нормали \mathbf{n} (рис. 1), коллинарной с вектором \mathbf{S}_0). При этом

$$\rho = (\mathbf{S} \cdot \mathbf{n}) = (\mathbf{S} \cdot \mathbf{S}_0) / S_0. \quad (2)$$

Введя в рассмотрение нормальную H_n и тангенциальную H_τ составляющие магнитного поля у поверхности сверхпроводника, из (1), (2) получим

$$\rho = S_0 / [1 + H_n^2 / (H_{1/2}^2 + H_\tau^2)]. \quad (3)$$

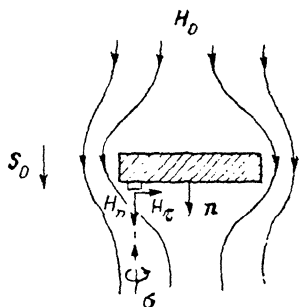


Рис. 1. Схема эксперимента.

Как следует из (3), нормальная составляющая H_n стабилизирует поляризацию люминесценции, а тангенциальная H_τ ее уменьшает. Это позволяет следить за эволюцией магнитного поля в месте расположения полупроводникового детектора при изменении внешнего поля H_0 . Так, в мейсснеровской области полей $H_0 < H_c^*$, (H_c^* — пороговое значение поля, при котором начинается проникновение магнитного потока в образец) $H_n = 0$ и деполяризация люминесценции определяется токами диамагнитного

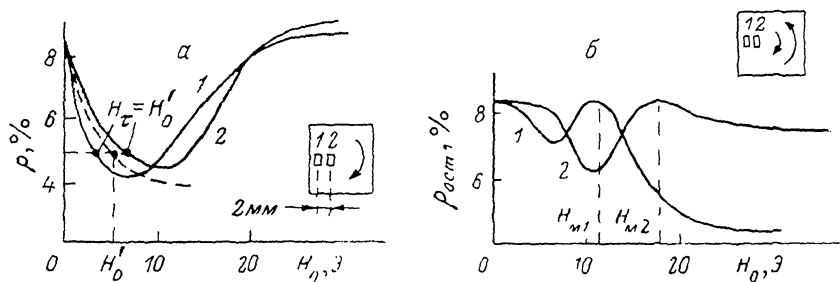


Рис. 2. Деполяризация люминесценции полупроводника.
а — во внешнем поле H_0 ; б — то же, но после выключения поля H_0 .

экранирования, создающими поле H_τ в области лазерного пятна. Это поле может быть как больше внешнего поля H_0 , так и меньше его, в зависимости от положений полупроводникового детектора на поверхности сверхпроводника и лазерного пятна на детекторе.

На рис. 2, а приведены зависимости $\rho(H_0)$, полученные при 77 К с керамическим образцом $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($2 \times 7 \times 7$ мм), при двух положениях (см. вставку) полупроводникового кристалла $\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}$. Штриховая кривая $\rho(H_0)$ соответствует деполяризации люминесценции в поперечном ($H_0 \perp \mathbf{n}$) поле при отсутствии сверхпроводника. Кривая 1, соответствующая положению 1 полупроводникового кристалла вблизи боковой поверхности сверхпроводника, на начальном участке спадает быстрее, чем $\rho_0(H_0)$. Это означает, что величина H_τ , определяемая током диамагнитного экранирования, больше, чем поле H_0 , этот ток создающее. Для полупровод-

никового детектора, расположенного ближе к центру керамики (положение 2), величина H_{τ} меньше и начальный участок кривой 2, соответствующей этому положению, более пологий, чем у кривой $\rho_0(H_0)$. Таким образом, полупроводниковый детектор в условиях оптической ориентации позволяет измерить тангенциальную составляющую магнитного поля, возникающую при сверхпроводящем переходе в поле, нормальном к поверхности сверхпроводника. При этом $H_{\tau} = H'_0$ при $\rho_0(H'_0) = \rho(H_0)$. Возрастание внешнего поля в области значений $H_0 > H_{\tau}^*$, сопровождается проникновением магнитного потока внутрь образца в виде джозефсоновских вихрей или гипервихрей [4]. Как показано в [1], пространственное распределение потока может соответствовать модели критического состояния, согласно которой градиент поля в образце определяется критическим током, а фронт магнитного потока перемещается в глубь образца с ростом внешнего поля. По мере продвижения этого фронта область, в которой циркулирует ток, расширяется. Когда полупроводниковый детектор оказывается внутри этой области, действующая на ориентированные электроны тангенциальная составляющая поля оказывается уменьшенной из-за взаимной компенсации полей токов, текущих по разные стороны от детектора. В то же время нормальная составляющая поля H_n не компенсируется и с ростом поля H_0 увеличивается. Оба этих фактора (уменьшение H_{τ} и увеличение H_n) приводят к возрастанию ρ , что и наблюдается на опыте, причем область полей, где ρ растет, зависит от положения детектора. Можно предположить, что быстрое возрастание ρ после минимума связано с прохождением фронта магнитного потока через область детектора. Этим объясняется смещение в сторону больших полей минимума зависимости $\rho(H)$ для детектора в положении 2 по сравнению с детектором в положении 1. Дальнейшее увеличение внешнего поля приводит к практическому восстановлению начального уровня $\rho(0)$, соответствующего отсутствию внешнего поля или случаю, когда поле $H = H_n$, т. е. когда $H_{\tau}^2 / (H_{\tau}^2 + H_n^2) \ll 1$ (см. (3).)

Описанный метод позволяет изучить распределение остаточных токов, циркулирующих в образце при захвате магнитного потока. На рис. 2, б представлены зависимости $\rho_{\text{ост}}(H_0)$ для тех же положений детекторов, что и на рис. 2, а, но полученные после выключения внешнего поля H_0 . Каждая точка этих кривых получена после выдержки образца в соответствующем поле H_0 и после выключения этого поля. Таким образом, измеряется величина $\rho_{\text{ост}}(H_0)$ в поле $H \simeq 0$ (земное поле скомпенсировано с точностью до ~ 0.01 Э). Прохождение кривых рис. 2, б осуществлялось после охлаждения ниже температуры сверхпроводящего перехода в нулевом поле, причем намагничивающее поле последовательно увеличивалось. Для воспроизведения кривых без отогрева образца применялась стандартная операция «размагничивания», заключающаяся в наложении переменного поля на частоте 50 Гц с начальной амплитудой больше $H_{\text{макс}}$ с последующим медленным уменьшением амплитуды поля до нуля.

Как видно из рис. 2, б, характер начальных участков кривых $\rho_{\text{ост}}(H_0)$ совпадает с кривыми рис. 2, а, причем заметное уменьшение $\rho_{\text{ост}}(H_0)$ в области малых H_0 свидетельствует о малости H_{τ}^* .

Основное отличие кривых на рис. 2, б заключается в повторном уменьшении ρ при $H > H_m$ после выхода на максимальное значение при $H = H_m$, соответствующее $\rho_{\text{макс}} \approx S_0$. Наличие такого максимума и зависимости $\rho_{\text{ост}}(H_0)$ однозначно доказывает компенсацию действия тангенциальных составляющих магнитного поля, создаваемого циркулирующими в образце токами, обусловленными захватом магнитного потока в узком диапазоне намагничивающих полей вблизи $H_0 \simeq H_m$.

Таким образом, этот эксперимент подтверждает рассмотренную ранее [1] возможность описания наблюдаемых на эксперименте зависимостей остаточной намагниченности от намагничивающего поля как результата суперпозиции токов, циркулирующих в образце в противоположных направлениях. Тангенциальные составляющие полей, создаваемых этими токами, направлены в противоположные стороны, так что для i -го положе-

ния детектора имеется поле $H_i = H_m$, когда эти составляющие компенсируют друг друга.

Следует отметить, что положение характерных точек зависимостей $\rho(H)$ и $\rho_{\text{ост}}(H)$, получаемых в описанном эксперименте, очень чувствительно к технологии изготовления керамики и, особенно, к состоянию ее поверхностного слоя.

Авторы благодарны Ю. П. Степанову за изготовление керамических образцов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Блинов Е. В., Семенченко М. Г., Флейшер В. Г., Захарченя Б. П., Кулешов П. П., Степанов Ю. П. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. № 3. С. 147—151.
- [2] Bean C. P. // Rev. Mod. Phys. 1964. V. 36. N 1. P. 31—33.
- [3] Optical Orientation, Mod. Probl. of Cond. Matt. Sci. / Ed. F. Meier, B. P. Zakharchenya. North—Nolland Publ., 1984. 364 с.
- [4] Соинин Э. Б. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. № 8. С. 415—418.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
3 марта 1989 г.