

## О ФАЗОВОЙ ДИАГРАММЕ СВЕРХПРОВОДНИКОВ С ПЛОСКОСТЬЮ ДВОЙНИКОВАНИЯ

В.П.Минеев, К.В.Самохин

Институт теоретической физики им.Л.Д.Ландау  
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 8 января 1993 г.  
После переработки 23 февраля 1993 г.

В работе предложена модель, объясняющая экспериментально наблюдаемую зависимость поля абсолютной неустойчивости переохлажденного нормального состояния в кристаллических сверхпроводниках с плоскостью двойникования (ПД). Обсуждается фазовая диаграмма  $H - T$  в олове с ПД.

Сверхпроводимость, локализованная вблизи ПД в кристаллах, была открыта И.Н.Хлюстиком и М.С.Хайкиным около десяти лет назад (см. обзоры <sup>1,2</sup>). Экспериментально установлено, в частности, что температура перехода в сверхпроводящее состояние в окрестности ПД –  $T_d$  может быть как больше, так и меньше температуры объемного сверхпроводящего перехода  $T_c$  (в дальнейшем полагаем, что  $T_d > T_c$ ). Исследовано также поведение локализованной вблизи ПД сверхпроводимости в магнитном поле и влияние ее на возникновение объемной сверхпроводимости <sup>3</sup>.

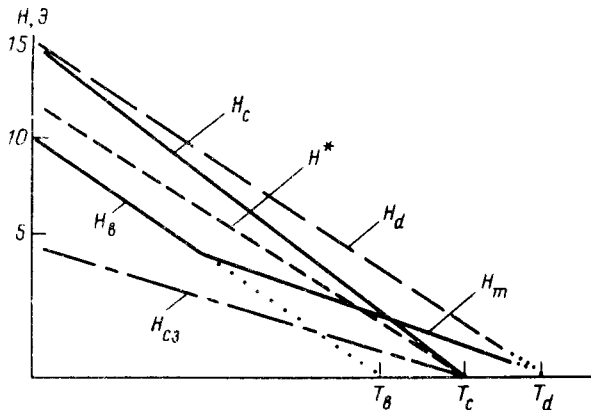


Рис.1

Наблюдаемая в эксперименте картина (для олова с углом при вершине двойникового клина  $\alpha = 1,4 \cdot 10^{-3}$ ) приведена на рис.1 <sup>4</sup>. Приняты следующие обозначения:  $H_d(T)$  – критическое магнитное поле термодинамического равновесия с нормальным и сверхпроводящим состояниями ПД,  $H_m(T)$  – критическое поле переохлаждения (поле абсолютной неустойчивости) нормального состояния ПД,  $H_b(T)$  – поле, ниже которого невозможно переохладить объем образца с ПД,  $H^*(T)$  – критическое поле переохлаждения образца со сверхпроводимостью ПД. На рисунке показано также объемное критическое поле

$H_c(T)$  и поле поверхностной сверхпроводимости  $H_{c3}(T)$  для олова (сверхпроводника I-го рода). Температура  $T_b$  получается экстраполяцией  $H_b(T)$  до пересечения с осью температур. Отметим, что ориентацию поля относительно ПД в эксперименте проконтролировать невозможно.

Существенной особенностью данной фазовой диаграммы является то, что поле абсолютной неустойчивости нормального состояния  $H_m$  параллельно полю  $H_{c3}$ , в отличие, например, от экспериментов для ниобия<sup>1,2</sup>, где  $H_m$  параллельно  $H_{c2}$ .

Для нахождения поля абсолютной неустойчивости нормального состояния ПД (на рис.1 - линии  $H_m$  и  $H_b$ ) напомним функционал Гинзбурга-Ландау (ГЛ) с учетом изменения условий возникновения сверхпроводимости вблизи ПД и конечности коэффициента отражения электронов от ПД<sup>5</sup> (ось  $z$  перпендикулярна ПД):

$$F = F_v + F_s,$$

$$F_v = \int dV \left\{ a_0 \tau |\psi|^2 + \frac{b}{2} |\psi|^4 + \frac{1}{4m} |D_i \psi|^2 + \frac{1}{8\pi} B^2 \right\}, \quad (1)$$

$$F_s = \int dV \left\{ \gamma(\mathbf{r}) (|\psi_+|^2 + |\psi_-|^2) + \frac{1}{4m\alpha} |\psi_+ - \psi_-|^2 \delta(z) \right\},$$

где  $D_i = -i\nabla_i - \frac{2e}{c} A_i$ ,  $\mathbf{B} = \text{rot} \mathbf{A}$  - магнитное поле,  $\psi_{\pm} = \psi(z = \pm 0)$ .  $\gamma(\mathbf{r})$  - локализованная вблизи ПД функция, характеризующая изменение сверхпроводящей константы связи (далее полагаем  $\gamma(\mathbf{r}) = -\gamma\delta(z)$ ); а  $\alpha$  определяется прозрачностью ПД.

В работах<sup>1,2</sup> полагалось, что  $\alpha = 0$  (ПД прозрачна для электронов). В этом случае линеаризованное уравнение Гинзбурга-Ландау в магнитном поле, следующее из (1), имеет вид одномерного уравнения Шредингера с потенциалом, являющимся суммой потенциала гармонического осциллятора и притягивающей  $\delta$ -функции. Анализ получающегося трансцендентного уравнения на  $H_m$  (см. ниже) приводит к упомянутой выше зависимости  $H_m \parallel H_{c2}$ .

Мы рассмотрим противоположный предельный случай малой прозрачности ПД. При  $\alpha \rightarrow \infty$  ПД фактически является изолирующей прослойкой. Тогда правый и левый двойники можно рассматривать независимо и ставить задачу о нахождении  $H_m$  для полупространства.

В дальнейшем удобно работать в безразмерных переменных<sup>5</sup>:

$$F_v = \int dV \left\{ t |\tilde{\psi}|^2 + \frac{1}{2} |\tilde{\psi}|^4 + |(-i\tilde{\nabla}_i - a_i)\tilde{\psi}|^2 + k^2 h^2 \right\}, \quad (2)$$

где

$$t = \frac{T - T_c}{T_d - T_c}, \quad \tilde{\psi} = \frac{\psi}{\psi_d}, \quad \tilde{x}_i = x_i \frac{\sqrt{\tau_d}}{\xi}, \quad a_i = A_i \frac{2\pi\xi\sqrt{\tau_d}}{\Phi_0}, \quad h_i = B_i \frac{2\pi\xi^2}{\Phi_0\tau_d},$$

$$\psi_d = \sqrt{\frac{a_0\tau_d}{b}}, \quad \tau_d = \frac{T_d - T_c}{T_c};$$

$\Phi_0 = \frac{hc}{2e}$  - квант потока,  $k$  - параметр ГЛ (далее волнистую линию над обозначениями опускаем).

Пусть магнитное поле направлено вдоль оси  $y$ ,  $\mathbf{a} = (hz, 0, 0)$  и  $\psi = \psi(x, z)$ . Из (2) получаем следующее уравнение ( $z > 0$ ):

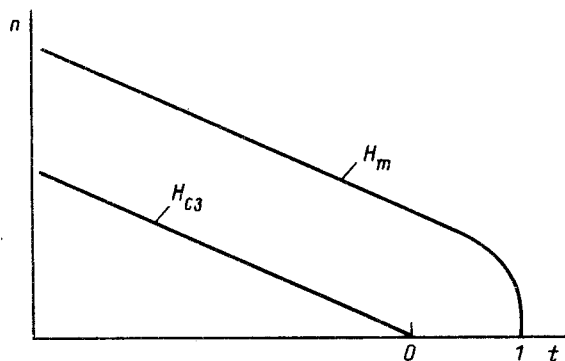


Рис.2

этом получаются следующие результаты. В области больших полей  $h \gg 1$  имеем  $H_m(T) \parallel H_{c3}(T)$ ; в области малых полей, пренебрегая вторым слагаемым в числителе, приходим к уравнению (7), которое в пределе  $h \rightarrow 0$ ,  $t \rightarrow 1$  дает  $h \sim \sqrt{1-t}$ . Качественная зависимость  $H_m(T)$  изображена на рис.2.

Таким образом, предположение с малой прозрачности двойниковой границы в олове для электронов позволяет объяснить экспериментально наблюдаемую зависимость поля абсолютной неустойчивости нормального состояния.

Происхождение излома  $H_m - H_b$ , по-видимому, объясняется тем, что при двойниковании в кристалле образуются области, характеризующиеся другой температурой перехода  $T_b$  и другой длиной когерентности  $\xi_0$ , что приводит к иному наклону поля абсолютной неустойчивости.

Авторы благодарны И.Н.Хлюстикову за обстоятельное разъяснение экспериментальной ситуации и полезные обсуждения.

- 
1. I.N.Khlyustikov and A.I.Buzdin, Adv. Phys. **36**, 271 (1987).
  2. И.Н.Хлюстиков, А.И.Буздин, УФН **155**, 47 (1988).
  3. И.Н.Хлюстиков, ЖЭТФ **94**, 311 (1988).
  4. И.Н.Хлюстиков, ЖЭТФ **96**, 2073 (1989).
  5. А.Е.Кошелев, ЖЭТФ **95**, 1860 (1989).
  6. П. де Жен, Сверхпроводимость металлов и сплавов, М.: Мир, 1968.
  7. А.Ф.Никифоров, В.Б.Уваров, Специальные функции математической физики, М.: Наука, 1978.