

ПЛОСКОСТЬ ДВОЙНИКОВАНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО КРИСТАЛЛА – ДВУМЕРНЫЙ СВЕРХПРОВОДНИК

М.С.Хайкин, И.Н.Хлюстиков

Обнаружена сверхпроводимость плоскости двойникования (301) кристалла олова при температурах $T_c < T < T_c + 0,15\text{K}$. Для объяснения явления введено новое представление о "двумерном металле", образуемом: кристаллической решеткой плоскости двойникования; двумерной группой электронов, движущихся параллельно плоскости двойникования; двумерными фононами плоскости двойникования.

В работе [1] было найдено и изучено явление сверхпроводимости деформированных кристаллов олова, возникающей при температурах $T_c < T < T_c + 0,15\text{K}$ в области магнитных полей $H < 5\text{Э}$ (T_c – критическая температура массивного металла). Сверхпроводимость обнаруживалась по появлению диамагнитного момента M_D и увеличению электропроводности образца. Измерения делались при помощи S QID; методика и прибор описаны в работах [1, 2]. Предполагалось что причина явления заключается в возникновении сверхпроводимости вдоль дислокаций.

Однако, выяснилось что сверхпроводимость [1] связана не с дислокациями, а с плоскостью двойникования (ПД). Действительно, кристаллы олова, деформированные так, чтобы исключить двойникование (без характерного "хруста") показали отсутствие M_D . Другой показательный опыт состоял в следующем. Длинный кристалл, не обладавший моментом M_D , был изогнут посередине и его средняя часть рекристаллизована так, что на одной границе кристаллов различие их ориентаций отвечало ПД, а на другой – отличалось на $10 \pm 15^\circ$. В результате первая граница представляла собой ПД, а вторая – слой дислокаций. Измерения обнаружили M_D только от первой границы. Другой образец был получен механическим двойникование: двойник толщиной 0,2 мм находился в середине образца, который показал M_D вдвое больше (две

ПД), чем образец с одной ПД. Отметим еще один вывод из этих опытов: возможное концентрирование примесей на границах кристаллов в процессе рекристаллизации не играет роли в явлении.

Образцы изготавлялись следующим путем. Из расплава олова чистоты 99,999% от двух затравочных кристаллов, ориентированных нужным образом, выращивался бикристалл ($\phi 6$ длиной 50 мм) в котором ПД (301) располагалась вдоль (или поперек) направления роста. Затем из бикристалла электроискрой вырезались образцы размером $\sim 1 \text{ mm}^3$, поверхности которых глубоко стравливались. Контролем служил образец, приготовленный так же и из того же бикристалла, но не содержащий ПД: такой образец M_D не обнаруживал.

Запись опыта по измерению $M_D(H)$ (с точностью $\sim 10\%$, при $T = \text{const}$) образца, содержащего ПД, приведена на рис. 1, а. Для сравнения на рис. 1, б дана запись момента M_Φ флюктуаций сверхпроводящей фазы в монокристалле такого же объема. Скачок M_M (рис. 1, а) при поле H_M вызван переходом части образца — слоя, содержащего ПД — из метастабильного нормального состояния к сверхпроводимости.

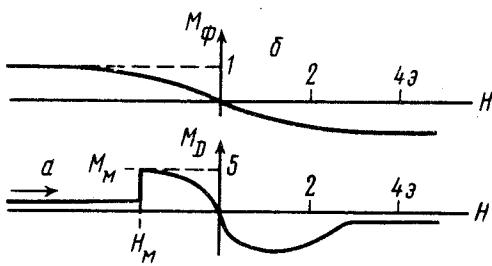


Рис. 1. а — Запись магнитного момента бикристалла Sn, содержащего плоскость двойникования (301); перо самописца двигалось слева направо. б — Магнитный момент флюктуаций сверхпроводящей фазы в монокристалле Sn. Магнитный момент образца в нормальном состоянии исключен компенсацией в приборе [1, 2]

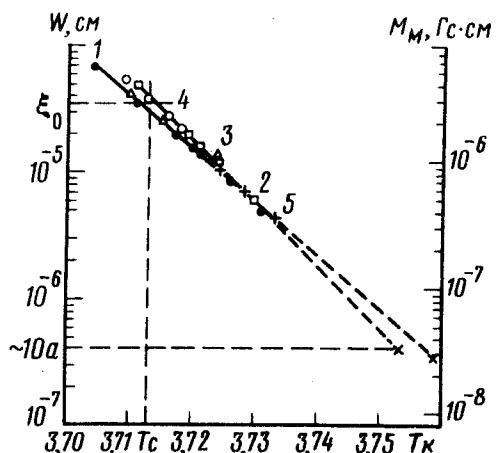


Рис. 2. Графики значений M_M , взятых из записей, подобных рис. 1, а, и эквивалентной толщины сверхпроводящего слоя w для разных образцов: 1 — двойник роста, фронт кристаллизации || (301), $H \parallel [010]$; 2 — то же, $H \parallel [103]$; 3 — то же, $H \parallel [301]$; 4 — механический двойник с двумя плоскостями двойникования, $H \parallel [010]$; 5 — двойник роста, фронт кристаллизации || (301), $H \parallel [010]$

На рис. 2 изображена зависимость $M_M(T)$ для нескольких образцов, выражаемая, как и в работе [1], формулой:

$$M_M(T) = M_C \exp [- (T - T_C)/\tau]$$

При $M_C = 3 \cdot 10^{-6}$ Гс·см, $\tau = 0,01$ К. Значения M_M приведены к единице площади ПД; эта площадь определяется по размерам образца. Поскольку M_M обусловлен магнитной восприимчивостью слоя, содержащего ПД, определим "эквивалентную" толщину слоя w , полагая, что он имеет диамагнитную восприимчивость сверхпроводника $\chi_s = -1/4\pi$ (полный Мейсснер — эффект без учета фактора формы). Шкала w дана на рис. 2, из которого видно, что

$$\max w(T) \approx w(T_c) \approx \xi_0,$$

где ξ_0 — длина когерентности.

Следующим путем определим $\min w(T)$. Измеренная на опыте зависимость $H_M(T)$ линейна [1]; экстраполируя эту зависимость к $H_M(T_0) = 0$, получим значения T_0 (измерения в этой области невозможны вследствие слабости сигнала). Затем экстраполируем графики рис. 2 до T_0 и находим

$$\min w(T) \approx w(T_0) \approx 10 a,$$

где a — период решетки.

Обратимся теперь к обсуждению причины явления. В этой связи возникает следующая гипотеза. ПД (x, y) является плоскостью симметрии бикристалла, в котором двойники занимают полупространства z и $-z$. Поэтому энергетический спектр электронов, движущихся вблизи ПД (почти) параллельно ей, изобразится пояском поверхности Ферми, симметричным относительно своей средней линии, лежащей в плоскости (p_x, p_y). Таких поясков может быть несколько: они образуются вдоль линий пересечения плоскостью (p_x, p_y) двух поверхностей Ферми бикристалла. Близость по z к ПД (x, y) многих электронов определяется большой пространственной протяженностью волновых пакетов электронов, имеющих большую длину свободного пробега. Таким образом в бикристалле в слое толщиной $\sim \xi_0$ возникает обособленная двумерная экстремальная группа электронов (отсутствующая в монокристалле металла), скорости которых почти параллельны ПД. Вместе с тем в фононном спектре бикристалла появляется ветвь двумерных фононов — колебаний ПД. В результате этих двух явлений в бикристалле образуется слой "двумерного металла" привязанный к ПД, со своими электронами и фононами, взаимодействие которых не выводит их из этой двумерной системы. Это взаимодействие, в частности, может быть куперовским, что и приведет к сверхпроводимости металла в ПД, обнаруженной в данной работе.

Отметим, что в рассматриваемой ситуации могут играть роль и другие явления: магнитные поверхностные уровни [3] и уровни Тамма [4]. Вопрос об уровнях энергии и явлениях, возникающих вследствие взаимодействия электронов с поверхностью металла, рассмотрен в теоретической работе Стерна [5].

Следует подчеркнуть еще одно обстоятельство, на которое указывают результаты этой работы. В обычном явлении повышения T_c металла вследствие его деформации, которое принято относить за счет

дислокаций, очевидно, основную роль играют не дислокации, а плоскости двойникования.

В заключение заметим, что явление возникновения "двумерного металла" в плоскости двойникования должно иметь место в кристаллах — двойниках любых металлов, сверхпроводящих и не сверхпроводящих и обнаруживаться, наряду со сверхпроводимостью, также и в других эффектах. Эти соображения открывают перспективы разносторонних исследований "двумерного металла", как нового физического объекта.

П.Л.Капице авторы благодарны за внимание и интерес к работе, Л.П.Питаевскому и В.С.Эдельману — за обсуждение, Г.С.Чернышеву — за техническую помощь.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
8 января 1981 г.

Литература

- [1] И.Н.Хлюстиков, М.С.Хайкин. ЖЭТФ, 75, 1158, 1978.
- [2] И.Н.Хлюстиков, М.С.Хайкин. ПТЭ, №2, 184, 1980.
- [3] М.С.Хайкин. УФН, 96, 409, 1968.
- [4] И.М.Лифшиц, С.И.Пекар. УФН, 56, 531, 1955.
- [5] E.A.Stern. Phys. Rev., 162, 565, 1967.