

НЕРАВНОВЕСНОЕ МЕТАЛЛИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ

В СПЛАВАХ $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$

*Б.А.Акимов, Н.Б.Брандт, С.А.Богословский
Л.И.Рябова, С.М.Чудинов*

Обнаружено, что в сплавах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te} + 0,5 \text{ ат.}\% \text{ In}$ при температурах ниже 20К в квантующем магнитном поле процессы перетекания носителей между индиевым уровнем и зоной проводимости являются долговременными (порядка нескольких часов). Последнее обстоятельство позволило получить металлическое состояние системы с медленно сокращающейся во времени поверхностью Ферми.

1. Известно, что в сплавах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te} + 0,5 \text{ ат.}\% \text{ In}$ ($0,22 \lesssim x \lesssim 0,28$) при $T = 4,2\text{К}$ внешним давлением индуцируются переходы диэлектрик – диэлектрик [1, 2]. В диэлектрическом состоянии примесный уровень In [3] расположен в пределах запрещенного промежутка ϵ_{gL} , а концентрация носителей в L -зонах обусловлена лишь термической генерацией и может достигать крайне низких значений $\sim 10^2 \text{ см}^{-3}$. При сближении и инверсии L -зон под давлением в некотором интервале $p_1(x) < p < p_2(x)$ при $x < 0,26$ происходит перекрытие индиевого уровня с зоной проводимости (рис. 1, а), а при $x \gtrsim 0,26$ с валентной зоной. Энергия Ферми возникающего при этом металла достигает максимума в точке инверсии зон $p = p_i$.

2. В настоящей работе исследованы осцилляционные и гальваномагнитные эффекты в сплавах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te} + 0,5 \text{ ат.}\% \text{ In}$ ($0,22 \lesssim x \lesssim 0,28$) под давлением до 18 кбар в магнитных полях до 60 кэ в интервале температур 2 – 50К. Полученные экспериментальные данные иллюстрируются на примере сплава с $x = 0,25$.

На рис. 1, б представлена энергетическая диаграмма сплава с $x = 0,25$, являющаяся одним из разрезов (вертикальная линия) диаграммы, изображенной на рис. 1, а. На диаграмме указано взаимное расположение зоны проводимости и индиевого уровня при $p = 5,4 \text{ кбар}$, $T = 4,2\text{К}$,

$H = 0$ [1]. При этих условиях концентрация носителей в зоне проводимости составляет $n_0 \approx 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Энергия перекрытия индиевого уровня с зоной проводимости совпадает с $\epsilon_F \approx 10 \text{ мэВ}$. Энергетическая щель $\epsilon_{gL} \approx 20 \text{ мэВ}$. (валентная зона на рис. не показана); эффективный g -фактор носителей в зоне $\tilde{g} \approx 1,9$ [1]. При $T = 2\text{К}$ в полях $H < 10 \text{ кэ}$ у сплава наблюдаются осцилляции Шубникова – де Гааза (ШДГ) (рис. 2, кривая 1).

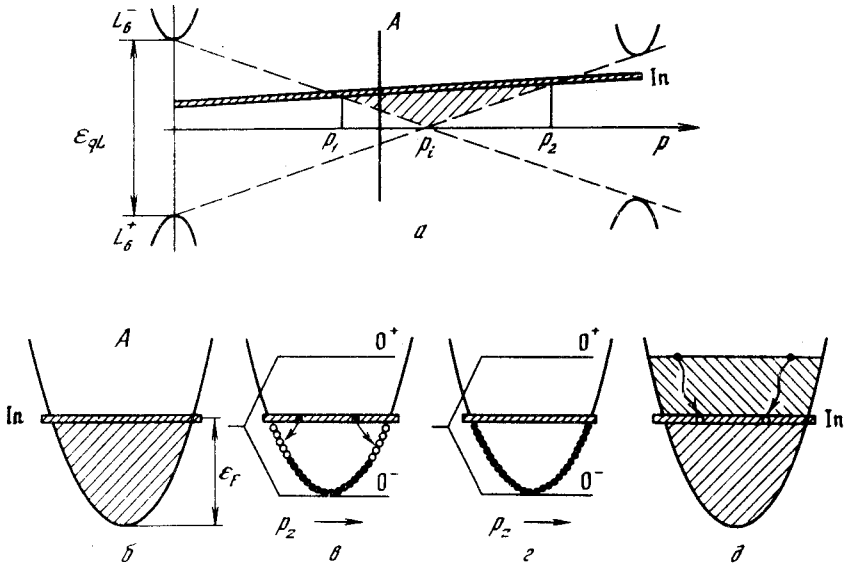


Рис. 1. Энергетические диаграммы, иллюстрирующие цикл получения неравновесного металла

3. При $T \gtrsim 20\text{К}$ характер зависимости холловской разности потенциалов U_x от магнитного поля при $H \parallel \langle 100 \rangle$ (рис. 3, а, кривая 3) согласуется с теоретическими расчетами, учитывающими следующие обстоятельства. В сильном магнитном поле квантование спектра происходит только для электронов в зоне проводимости, так как эффективная подвижность носителей по примесному уровню при концентрации $N_{In} \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$, составляет $\nu \sim 10^{-5} \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{сек}$. Положение индиевого уровня остается фиксированным относительно середины запрещенной зоны. За ультраквантовом пределе $H_{укп}$ магнитных полей под уровнем Ферми остается последняя O^- подзона Ландау. Число состояний в этой подзоне растет $\sim \hbar\omega p_z$ ($\hbar\omega$ – циклотронная частота), в результате чего происходит перетекание носителей с индиевого уровня в подзону O^- . Процесс перетекания в освободившиеся состояния условно изображен на рис. 1, в. Увеличение концентрации электронов при $H > H_{укп}$ приводит к тому, что при $H \approx H_{укп}$ зависимость U_x от H имеет излом и при $H > H_{укп}$ для $\tilde{g} \approx 1,9$ более медленно возрастает в магнитном поле.

Ситуация качественно изменяется при понижении температуры ниже $T = T_0 \approx 20\text{К}$. На зависимостях U_x от H при вводе и выводе поля (со скоростью 8 кэ/мин) появляется гистерезис (кривые 1, 2 на рис. 3, а),

связанный с тем, что величина U_x при фиксированном значении поля медленно уменьшается во времени до равновесного значения (рис. 3, б). Долговременные релаксации в сильном поле наблюдаются у всех исследованных сплавов. Время релаксации τ уменьшается до значения $\tau \ll 1$ сек при увеличении давления до 15 кбар или температуры до $T = T_0 \approx 20$ К (характерная температура $T = T_0$ также уменьшается с давлением). В слабых полях $H \ll H_{\text{укп}}$ (без предварительного введения поля) гистерезис отсутствует.

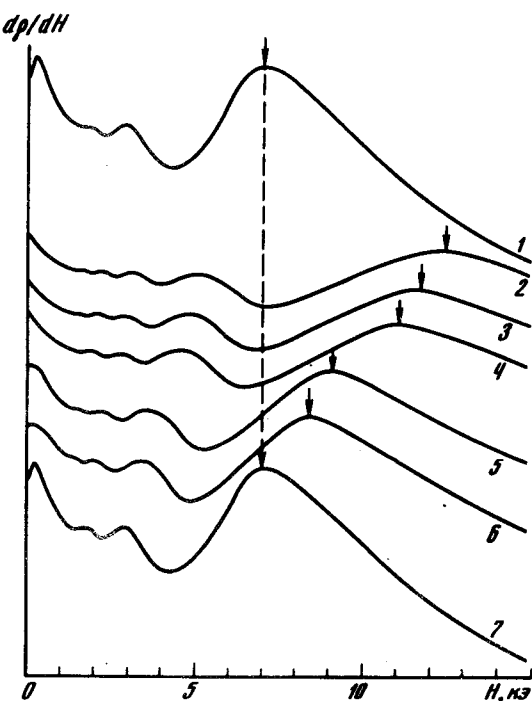


Рис. 2. Вид записи осцилляций $d\rho/dH$ для сплава $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te + 0,5$ ат. % In при $p = 5,4$ кбар, $H \parallel \langle 100 \rangle$ соответствующей равновесному (1,7) и неравновесному (2 – 6) состояниям (см. текст)

Совокупность имеющихся результатов определенно указывает на то, что наблюдаемые явления связаны с процессами перетекания носителей между индиевым уровнем и зоной проводимости, времена которых по причинам, остающимся нам неясными, достигают очень больших значений при низких температурах.

4. Явление долговременного перетекания носителей можно использовать для создания неравновесного металлического состояния. При введенном и фиксированном магнитном поле $H > H_{\text{укп}}$ процесс перетекания (длящийся при $T = 2$ К несколько часов) можно ускорить с помощью короткого (~ 3 мин) импульса температуры: $2\text{К} \rightarrow 20\text{К} \rightarrow 2\text{К}$. Этой операцией равновесное состояние в поле (рис. 1, в) "замораживается". Так как обратный процесс перетекания также является длительным, при быстром (~ 3 мин) выводе поля и фиксированной температуре $T = 2$ К концентрация $n_H > n_0$ почти сохраняется и уровень Ферми в зоне проводимости повышается (рис. 1, д). Как показывает расчет при $H = 60$ кэ $n_H \approx 2n_0$. Такое состояние системы является неравновесным и поверхность Ферми медленно сокращается. На рис. 2 кривая 2 соответствует первой записи осцилляций ШдГ после проведенной процедуры. Пери-

од осцилляций на кривой 2 соответствует концентрации $n^* \approx 2n_0$. Кривые 3 – 6 записаны соответственно через 5, 10, 30 и 60 мин. Отчетливо видно смещение экстремумов осцилляций в область более слабых полей, соответствующие сокращению поверхности Ферми во времени. Кривая 7, совпадающая с первой, получена после кратковременного нагрева образца $2\text{K} \rightarrow 20\text{K} \rightarrow 2\text{K}$ при $H = 0$. При этом образец возвращается в исходное равновесное состояние. Таким образом, цикл получения неравновесного состояния полностью обратим.

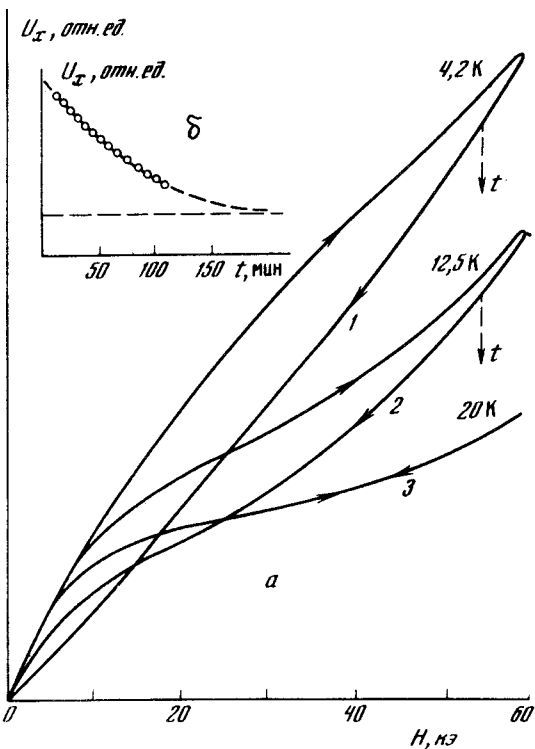


Рис.3. а – Автоматическая запись зависимости $U_x(H)$ для сплава $\text{Pb}_{0,75}\text{Sn}_{0,25}\text{Te} + 0,5 \text{ ат. \% In}$ при $p = 5,4$ кбар, $H \parallel \langle 100 \rangle$ и различных температурах; б – временная зависимость U_x при $H = 60$ кэ, $T = 2\text{K}$

Очевидно, что размеры неравновесной, сокращающейся во времени поверхности Ферми зависят, при прочих равных условиях, от величины приложенного магнитного поля и могут быть сделаны очень большими (в пределе до $n^* \sim N_{1n} \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$).

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
18 октября 1978 г.

Литература

[1] В.А.Акимов, Н.В.Брандт, Л.И.Рябова, С.М.Чудинов. J. de Physique, Colloque C6, suppl. an №8, 39, 1079, 1978.
 [2] Б.А.Акимов, Р.С.Вадхва, В.П.Зломанов, Л.И.Рябова, С.М.Чудинов. ФТП, 11, 1077, 1977.
 [3] А.А.Аверкин, В.И.Кайданов, Р.Б.Мельник. ФТП, 5, 91, 1971.