

К Р А Т К И Е С О О Б Щ Е Н И Я

© 1995

**ВЛИЯНИЕ ДОБАВОК Ge НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ
КОМПОНЕНТОВ И СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ ПЕРЕХОД
В ПЛЕНКАХ $\text{Sn}_{1-z}\text{Pb}_z\text{Te:In}$** *С.А.Немов, С.Ф.Мусихин, Р.В.Парфеньев, В.Н.Светлов,
Д.Н.Попов, В.И.Прошин, Д.В.Шамиур*

Санкт-Петербургский государственный технический университет,
195251, Санкт-Петербург, Россия
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 9 июня 1995 г.)

Ранее было показано, что сверхпроводящее состояние в материалах на основе SnTe:In с критической температурой $T_c > 1$ К возникает при заполнении дырками полосы резонансных состояний индия с высокой плотностью состояний, расположенной на фоне разрешенного спектра валентной зоны [1]. В [2] установлено, что методом термического испарения удастся удовлетворительно воспроизвести состав шихты тройного раствора $\text{Sn}_{1-z}\text{Pb}_z\text{Te:In}$ в пленочных структурах в глубине от поверхности. Как и в объемном материале, в таких слоях наблюдался сверхпроводящий переход с $T_c > 1$ К.

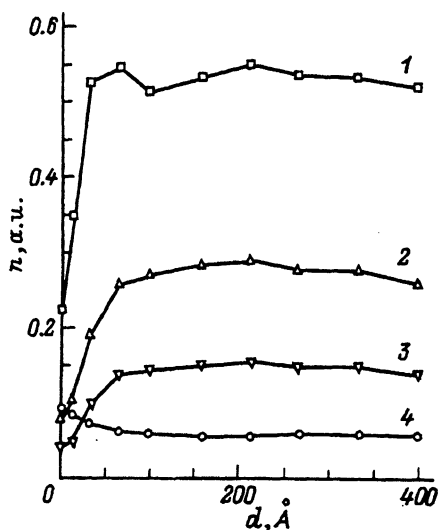
Оже-спектроскопия термически напыленных слоев (толщиной порядка $1 \mu\text{m}$) обнаружила неоднородное распределение компонентов соединения по толщине пленки, особенно In [2]. Концентрация In в приповерхностном ($\sim 500 \text{ \AA}$) слое была максимальной и в 3–5 раз превышала содержание In в глубине пленок. Отмечалось также, что сверхпроводящие свойства термически напыленных пленок определяются в основном некоторым слоем с оптимальным соотношением компонентов материала вблизи поверхности.

Использование лазерной технологии напыления [3,4] также позволяет в основном воспроизводить состав шихты (твердых растворов на основе SnTe:In) в пленках. При этом, однако, сохраняется значительная неоднородность в распределении In по толщине пленок [4]. Детальный анализ экспериментальных данных по электрофизическим, сверхпроводящим свойствам и оже-спектроскопии с учетом специфики лазерной технологии привел авторов [4] к предположению о том, что введение в шихту твердых растворов небольших добавок Ge может улучшить распределение примеси In по толщине слоев и позволит

Номер	Содержание In в шихте, x	Толщина, Å	$\sigma(77 \text{ K}), \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$	$\sigma(300 \text{ K}), \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$	$R(77 \text{ K}), \text{cm}^3/\text{Q}$	T_c, K	$\Delta T_c, \text{K}$
Ли-190	0.08	1900	420	630	$1.3 \cdot 10^{-2}$	1.54	—
Ли-191	0.1	1100	760	830	$4.2 \cdot 10^{-3}$	3.41	0.2
Ли-193	0.16	1700	230	420	$3.28 \cdot 10^{-2}$	3.43	0.4

получить слои со свойствами, более близкими к объемным образцам. Проверке этого предположения посвящена настоящая работа. Основные параметры исследованных слоев, полученных методом импульсно-лазерного напыления, приведены в таблице.

Распределение основных компонентов по толщине пленки, полученное из анализа оже-спектров, приведено на рисунке, из которого видно, что введение Ge в шихту твердых растворов $\text{Sn}_{1-z}\text{Pb}_z\text{Te}:\text{In}$ ($z = 0.35$) действительно приводит к более однородному распределению In по толщине пленок по сравнению с [2,4]. При этом сверхпроводящий переход, наблюдавшийся в исследованных пленках, становится более резким (менее размытым по температуре по сравнению с данными [3,4]). Ширина перехода ΔT , оцениваемая как разность значений температуры, соответствующей $0.9\rho_N$ и $0.1\rho_N$ (ρ_N — удельное сопротивление пленки в нормальном состоянии), в лучших пленках составляла $\Delta T \approx 0.2-0.4 \text{ K}$, что сравнимо с объемными легированными полупроводниками на основе $\text{SnTe}:\text{In}$, где $\Delta T_c \leq 0.1 \text{ K}$ [1]. Также наблюдается заметное уменьшение различий в T_c пленок и шихты (для объемных образцов твердого раствора $(\text{Pb}_{0.4}\text{Sn}_{0.6})_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Te}$ $T_c \approx 4 \text{ K}$ [2]). На основе полученных результатов можно предположить, что сверхпроводящие свойства тонких пленок с добавками Ge, полученных лазерным напылением, в большей степени определяются объемом слоя.



Распределение основных компонентов по толщине тонкой пленки, полученной лазерным напылением из шихты $(\text{Pb}_{0.35}\text{Sn}_{0.65})_{0.9}\text{In}_{0.1}\text{Te}$ с добавкой Ge. 1 — Te, 2 — Sn, 3 — Pb, 4 — In. n — атомная концентрация.

Таким образом, введение добавок Ge в шихту $\text{Sn}_{1-z}\text{Pb}_z\text{Te:In}$ позволяет улучшить распределение примеси In по толщине пленок, приготовленных методом лазерного напыления, и приблизить критическую температуру к ее значению в объемных образцах.

Работа выполнена при финансовой поддержке INTAS 93, проект № 1555.

Список литературы

- [1] Бушмарина Г.С., Дробкин И.А., Компаниец В.В., Парфеньев Р.В., Шамшур Д.В., Шахов М.А. ФТТ 28, 4, 1094 (1986).
- [2] Бакулин Е.А., Данилов В.А., Парфеньев Р.В., Светлов Н.В., Шамшур Д.В., Шахов М.А. ФТТ 35, 1, 173 (1993).
- [3] Мусихин С.Ф., Немов С.А., Прошин В.И., Семин И.Е., Шамшур Д.В., Берзин А.В., Имамулиев С.Д. ФТП 27, 3, 513 (1993).
- [4] Попов Д.И., Мусихин С.Ф., Немов С.А., Парфеньев Р.В., Макарова Т.Л., Светлов В.Н. ФТТ 37, 1, 194 (1995).

УДК 535.592.539.144.4

© Физика твердого тела, том 37, № 11, 1995
Solid State Physics, vol. 37, N 11, 1995

РЕЗОНАНСНОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ ЯДЕРНОЙ СПИНОВОЙ СИСТЕМЫ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ GaAs/AlGaAs

В.К.Калевич, Б.П.Захарченя

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 17 июля 1995 г.)

При оптической ориентации электронов в полупроводниках угловой момент за счет сверхтонкого взаимодействия передается в систему спинов ядер решетки. Этот процесс приводит к охлаждению ядерной спиновой системы (ЯСС), что в магнитном поле сопровождается ее поляризацией [1]. При постоянной круговой поляризации возбуждающего света поляризация ядер происходит весьма эффективно. Она наблюдается в широком диапазоне изменения магнитного поля как в объемных кристаллах [1], так и в квантово-размерных пленках [2,3]. Когда возбуждающий свет имеет знакопеременную круговую поляризацию, процесс поляризации ядер существенно подавляется. Связано это с тем, что вследствие больших времен спиновой релаксации ядер их средний спин не успевает следить за быстрым изменением направления поляризации электронов. В этом случае единственной причиной, приводящей к поляризации ЯСС, является ее охлаждение в поле поляризованных электронов (поле Найта), которое осциллирует с частотой модуляции поляризации света. При этом во внешнем магнитном поле, перпендикулярном возбуждающему лучу, поляризация ядер осуществляется в узкой области полей вблизи резонансного значения $H_0 = \omega_0/\gamma$, где ω_0 — частота модуляции поляризации света, γ — гиромагнитное отношение ядер [4,5]. В объемных полупроводниках такой эффект был обнаружен в [4]. Ниже описывается первое наблюдение резонансного охлаждения в квантовых ямах.