

Причем с увеличением концентрации вакансий цинка вероятность таких пере-
скоков будет увеличиваться.

Прогрев кристаллов ZnSe : Li в течение 15 мин при температуре выше 200 °С
в нейтральной атмосфере приводил к деградации дырочной проводимости. Ис-
следование под люминесцентным микроскопом ЛЮМAM-И1 поверхности прогретых
образцов указывает на образование в них макроскопических скоплений,
которые наблюдаются в виде пятен размером ~2 мкм. В образцах ZnSe : Li, не
подвергнутых подобной обработке, таких особенностей не обнаружено.

Указанный факт позволяет предположить, что уменьшение электропровод-
ности при прогреве образцов происходит вследствие выделения лития из
кристаллической решетки в виде вкраплений второй фазы. Подобный процесс
может протекать двояким образом: либо путем выхода атома Li в нейтральной
форме в междоузлие из узла катионной подрешетки, либо путем перезарядки
примесного атома и его кулоновского взаимодействия с отрицательно заряженной
дислокацией. Указанное состояние дислокаций в ZnSe обсуждается, например,
в [7].

Таким образом, сравнительно малая экспериментально определенная величина
энергии активации процесса диффузии лития в ZnSe является причиной быстрой
деградации дырочной проводимости кристаллов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] J. L. Merz, K. Nassau, J. W. Shiever. Phys. Rev. B, 8, 1444 (1973).
- [2] R. N. Bhargava, R. J. Seymour, B. J. Fitzpatrick, S. P. Herko. Phys. Rev. B, 20, 407 (1979).
- [3] D. J. Chadi, K. J. Chang. Appl. Phys. Lett., 55, 575 (1989).
- [4] А. Н. Краснов, Ю. Ф. Ваксман, Ю. Н. Пургов, В. В. Сердюк. Деп. в УкрИНТЕИ. 1992. № 390, Ук-92.
- [5] М. Е. Агельменев, А. Н. Георгобиани, З. П. Илюхина, М. С. Клейбанов, А. Д. Левит, Л. С. Леп-
нев. Изв. АН СССР. Неорг. матер., 25, 731 (1989).
- [6] G. F. Neumark. J. Appl. Phys., 51, 3383 (1980).
- [7] S. Myhajlenko, J. L. Batstone, H. J. Hutchinson, J. W. Steeds. J. Phys. C, 17, 6477 (1984).

Редактор Л. В. Шаронова

ФТП, том 27, вып. 3, 1993

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК $(\text{Sn}_{0.8}\text{Ge}_{0.2})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОГО НАПЫЛЕНИЯ

С. Ф. Мусихин, С. А. Немов, В. И. Прошин, И. Е. Семин,
Д. В. Шамшур, А. В. Березин, С. Д. Имамкулиев

Санкт-Петербургский государственный технический университет, 195251, Санкт-Петербург, Россия
(Получено 15.07.1992. Принято к печати 20.07.1992)

В настоящей работе исследованы электрофизические свойства, в том числе,
связанные с явлением сверхпроводимости, пленочных образцов в системе твердых
растворов $(\text{Sn}_{0.8}\text{Ge}_{0.2})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$, полученных методом лазерного вакуумного на-
пыления соединения на слюдяные подложки. Как известно [1], этот метод
обеспечивает высокую воспроизводимость состава мишени в получаемой пленке,
даже в случае такого сложного четверного состава, как исследуемый нами.

В качестве источника лазерного излучения был использован твердотельный
лазер ЛТИ-205 на основе алюмо-иттриевого граната, легированного ниодимом
(YAG (Nd)), с излучением на длине волны 1.06 мкм. Энергия в импульсе

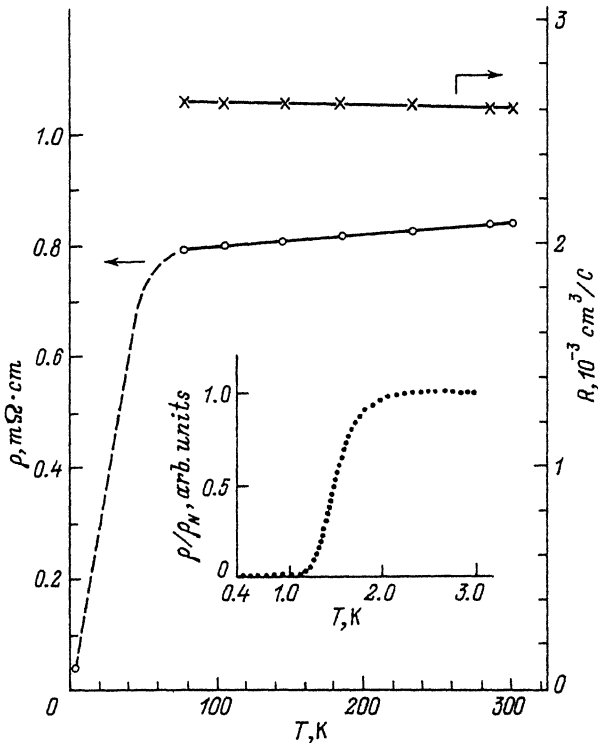


Рис. 1. Температурные зависимости удельного сопротивления ρ и коэффициента Холла R пленки $(\text{Sn}_{0.8}\text{Ge}_{0.2})_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Te}$. На вставке — температурная зависимость сопротивления пленки при низких температурах.

составляла 0.3 Дж при длительности 30 нс. Напыление пленок производилось на слюдяные подложки при давлении 10^{-3} – 10^{-5} Тор и температуре подложки в диапазоне $T_s = 30$ – 300 °C через контактные маски, изготовленные из нержавеющей стали. Напыление при давлении $\sim 10^{-3}$ Тор производилось в присутствии буферного газа.

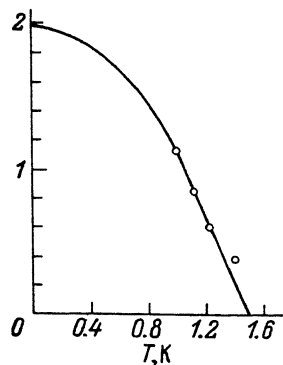
В качестве мишени были использованы объемные образцы в системе твердых растворов $(\text{Sn}_{0.8}\text{Ge}_{0.2})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ [2], приготовленные по металлокерамической технологии и представлявшие собой поликристаллы с размером зерна $d \sim 100$ мкм. Состав шихты контролировался методом рентгеноструктурного анализа. В качестве базового материала был выбран твердый раствор с содержанием германия 20 ат% и индия 16 ат%, объемные образцы которого имеют переход в сверхпроводящее состояние с критической температурой $T_c \approx 2$ – 3 К.

Полученные пленки представляли собой крупноблочные монокристаллы. Толщина пленок оценивалась методом эллипсометрии и обычным интерфер-

Электрофизические параметры пленок, изготовленных из шихты $(\text{Sn}_{0.8}\text{Ge}_{0.2})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ ($x = 0.16$). $T = 300$ К.

№ образца	$10^{20} p_i, \text{cm}^{-3}$	$0\text{M}^{-1} \rho_i, \text{cm}^{-1}$	$R_H, \text{cm}^2/\text{B}\cdot\text{c}$	$T_s, \text{°C}$
ЛИ-57/1	23.0	1150	3.2	90
ЛИ-58/1	3.7	330	5.5	60
ЛИ-59/1	3.6	200	3.5	160
ЛИ-60/1	2.2	85	2.4	30
ЛИ-87/2	7.0	490	4.3	120

Рис. 2. Температурная зависимость второго критического магнитного поля H_{c2} пленки $(\text{Sn}_{0.8}\text{Ge}_{0.2})_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Te}$. Точки — эксперимент, линия — расчет по формуле (1).



ренционным методом. Она была в пределах 500—900 Å. Для получения количественных оценок электрофизических параметров пленок их толщина полагалась равной 600 Å. Все пленочные образцы, как и объемные, обладали проводимостью p -типа. Параметры пленок и условия их изготовления приведены в таблице. Концентрация дырок p определялась из коэффициента Холла R , измеренного при комнатной температуре: $p = (eR)^{-1}$. Холловская подвижность дырок $(R\sigma)$ определялась из данных холловских измерений и электропроводности σ .

Как видно из таблицы, с ростом температуры осаждения при фиксированном давлении концентрация дырок в пленке растет и приближается к ее величине в массивном образце ($p \approx 5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$). Одновременно растет подвижность дырок в пленках. Следует отметить, что полученные пленки обладают большими холловскими подвижностями дырок, чем массивные образцы (для них при 300 K $R\sigma \approx 1.4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$), что указывает на более высокое структурное совершенство пленок. Дальнейшее повышение температуры подложки невозможно, так как при $T_s > 150^\circ \text{C}$ активно идет процесс реиспарения напыляемой пленки.

Высокие значения концентрации дырок, а также результаты измерений температурной зависимости коэффициентов Холла и удельного сопротивления в диапазоне температур 77—300 K (как видно из рис. 1, $R(T) \approx \text{const}$, а сопротивление растет приблизительно линейно с коэффициентом $d \ln \rho / dT \approx 4 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$) свидетельствуют о том, что полученные пленки твердых растворов $(\text{Sn}_{0.8}\text{Ge}_{0.2})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ являются сильно легированными полупроводниками. Об этом же свидетельствуют низкие значения коэффициента термоэдс S — порядка десятков мкВ/К при комнатной температуре. (Знаки коэффициентов Холла и термоэдс также совпадают, они положительные).

Обращает на себя внимание значительное падение сопротивления образца при понижении температуры от 77 до 4.2 K ($\rho_{77}/\rho_{4.2} \approx 20$), которое свидетельствует, с одной стороны, о высоком структурном совершенстве пленок, с другой стороны, о значительном вкладе в подвижность дырок рассеяния на колебаниях кристаллической решетки при температуре $T > 77 \text{ K}$.

Важным аргументом в пользу хорошей воспроизводимости в пленках свойств и состава шихты могло быть наблюдение перехода в сверхпроводящее состояние. В связи с этим были выполнены низкотемпературные (0.4÷4.2 K) исследования сопротивления пленок в магнитных полях $H \leq 1.5 \text{ Т}$. На пленке ЛИ-57 действительно наблюдался переход в сверхпроводящее состояние с критической температурой $T_c \approx 1.48 \text{ К}$ и шириной перехода $(0.1-0.9)\rho_N \Delta T \approx 0.6 \text{ К}$ (см. вставку на рис. 1, ρ_N — сопротивление в нормальном состоянии), которое разрушалось в магнитном поле. Параметры перехода в сверхпроводящее состояние — критическая температура T_c и второе критическое магнитное поле H_{c2} — определялись из условия $\rho \approx 0.5 \rho_N$. Температурная зависимость H_{c2} изображена точками на рис. 2. Зависимость $H_{c2}(T)$ вблизи T_c приблизительно линейна с коэффициентом $|\partial H_{c2} / \partial T|_{T \rightarrow T_c} \approx 2.1 \text{ Т/К}$ (что более чем в два раза больше по сравнению с объемными образцами). Сплошной линией на рис. 2 показана расчетная зависимость $H_{c2}(T)$, вычисленная по формуле

$$H_{c2}(T) = H_{c2}(0) [1 - (T/T_c)^2]. \quad (1)$$

Экстраполированное к нулевой температуре критическое магнитное поле для исследованной пленки составляет $H_{c2}(0) \approx 2$ Т. Отметим, что подобное высокое значение критического магнитного поля характерно для объемной сверхпроводимости в полупроводниках $A^{IV}B^{VI}$ с примесями элементов III группы [3].

Используя данные по сверхпроводимости и явлениям переноса, как и в работах [3, 4], можно оценить плотность состояний в нормальном состоянии на уровне Ферми $N(0)$. Несмотря на грубость этих оценок, оказывается, что величина $N(0)$, определенная из параметров перехода в сверхпроводящее состояние, значительно превосходит плотность состояний, оцененную из термоэда и концентрации дырок в параболической модели. Этот результат согласуется с данными для других материалов $A^{IV}B^{VI}$ с примесями элементов III группы, в частности, с данными для $PbTe(Tl)$ [4], и свидетельствует о наличии примесных резонансных состояний на фоне разрешенного спектра (в данном случае примесных состояний индия на фоне валентной зоны $Sn_{0.8}Ge_{0.2}Te$).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] А. Н. Жерихин. В кн.: Современные проблемы лазерной физики. Т. 1, 197. М. (1990).
- [2] А. В. Березин, М. К. Житинская, С. А. Немов, Р. В. Парфеньев, Д. В. Шамшур. ФТТ, 34, 1216 (1992).
- [3] R. V. Parfeniev, I. A. Drabkin, D. V. Mashovets, V. I. Kaidanov, S. A. Nemov, D. V. Shamshur. In: New. physikal problems in electronic materials. Singapore—New Jersey—London—Hong Kong, 238 (1991).
- [4] В. И. Кайданов, С. А. Немов, Р. В. Парфеньев, Д. В. Шамшур. Письма ЖЭТФ, 35, 517 (1982).

Редактор Л. В. Шаронова

ФТП, том 27, вып. 3, 1993

ДИНАМИЧЕСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ КОМПЕНСИРОВАННОГО КРЕМНИЯ ПРИ ВСЕСТОРОННЕМ ГИДРОСТАТИЧЕСКОМ СЖАТИИ

А. Абдураимов, С. З. Зайнабидинов, О. О. Маматкаримов,
И. Г. Турсунов, О. Химматкулов

Ташкентский государственный университет им. В. И. Ленина, 700095, Ташкент, Узбекистан
(Получено 12.05.1992. Принято к печати 27.07.1992)

Авторами [1, 2] было показано, что в образцах $Si(Mn)$ тензочувствительность физических параметров эффектов фотопроводимости (ФП), остаточной ФП и температурно-электрической неустойчивости (ТЭН) намного превосходит тензочувствительность исходных параметров образцов (удельное сопротивление, концентрация и подвижность носителей тока). Но эти исследования относятся к области анизотропного давления, в то время как на практике часто реализуются условия измерения изотропных давлений (газов, жидкостей и др.). В настоящее время измерение изотропных давлений производится косвенными путями, т. е. тензопреобразователями мембранного типа с полупроводниковыми элементами чувствительного к ориентированной деформации сжатия или растяжения [3, 4]. Сложность конструкции ограничивает минимальность размеров тензодатчиков, от которых зависит уровень вносимых собственных помех. Поэтому исследования тензосвойств полупроводников и увеличение их тензочувствительности при изотропных давлениях являются актуальными.