

РЕЗОНАНСНЫЕ СОСТОЯНИЯ В МОНОКРИСТАЛЛАХ $\text{PbTe}\langle\text{Tl}\rangle$,
ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ ЧОХРАЛЬСКОГО

Тетеркин В. В., Белоконов С. А.

В теллуриде свинца таллий является акцептором и образует резонансные состояния в валентной зоне [1]. В присутствии дополнительной электроактивной примеси Тl проявляет амфотерные свойства, что связано с особенностями заполнения резонансных состояний дырками [1, 2]. До настоящего времени исследовались легированные Тl полукристаллы и монокристаллы, полученные методом Бриджмена—Стокбаргера [1-4]. Большая концентрация собственных дефектов (вакансий Pb) в p -PbTe обусловила высокие уровни легирования — обычно концентрация примеси в образцах превышала $N_{\text{Tl}} = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. В меньшей степени исследованы свойства монокристаллов с относительно низким уровнем легирования ($N_{\text{Tl}} < 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) при температурах $T \leq 77 \text{ К}$.

В настоящей работе сообщается об особенностях электрофизических свойств монокристаллов $\text{PbTe}\langle\text{Tl}\rangle$, выращенных методом Чохральского. Примесь таллия вводилась в расплав. Концентрация таллия в образцах тщательно контролировалась с помощью химико-спектрального анализа. Были исследованы образцы с концентрацией примеси в твердой фазе $N_{\text{Tl}} = 1.2 \cdot 10^{18} \div 1.8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Концентрация неконтролируемых примесей в образцах не превышала $1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. В нелегированном PbTe, выращенном по тому же методу, концентрация дырок при $T = 4.2 \text{ К}$ составляла $\sim 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а температурные зависимости постоянной Холла R_H имели характерный вид, обусловленный сложным строением валентной зоны [5].

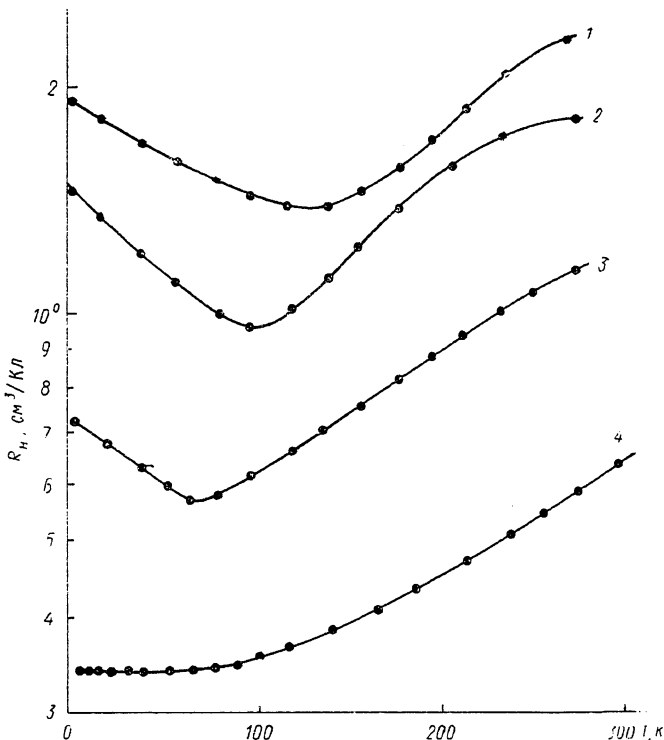
Введение примеси таллия в количестве $N_{\text{Tl}} \geq 1.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ существенным образом изменяло вид зависимостей $R_H(T)$ (см. рисунок). Их особенностью является наличие минимума, сдвигающегося в область низких температур при увеличении концентрации примеси до значений $9.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. При более высоких значениях N_{Tl} падающий участок на зависимостях $R_H(T)$ при $T = 4.2 \text{ К}$ не наблюдался, а качественный вид зависимостей не отличался от исследованных, например, в полукристаллах [6] (см. рисунок). Количественное различие заключается в том, что в монокристаллах с концентрацией дырок при 77 К $p \approx 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ отношение $R_H^{300}/R_H^{77} \approx 1.9$, в то время как в полукристаллах это отношение не превышало 1.5 [6]. Более быстрый рост $R_H(T)$ при 77 К по сравнению с нелегированными кристаллами является одним из доказательств существования резонансных состояний [1]. Показанные на рисунке зависимости $R_H(T)$ в PbTe p -типа проводимости при наличии вырождения носителей и относительно низкого уровня легирования только примесью таллия ранее, по-видимому, не наблюдались. В работе [2] изменение вида зависимостей $R_H(T)$ при изменении степени заполнения резонансной полосы Тl путем дополнительного легирования натрием наблюдалось при значительно более высоких значениях концентрации примеси ($\sim 2 \text{ ат}\%$) и $T \geq 77 \text{ К}$.

Как показано в [3], положение резонансного уровня изменяется в зависимости от содержания примеси от $E_{\text{Tl}} = 0.16 \text{ эВ}$ при $N_{\text{Tl}} = 0.3 \text{ ат}\%$ до $E_{\text{Tl}} = 0.21 \text{ эВ}$ при $N_{\text{Tl}} = 2.0 \text{ ат}\%$. При более низких значениях N_{Tl} данные по положению резонансного уровня отсутствуют. Если предположить, что E_{Tl} не зависит от N_{Tl} до значений $\sim 0.3 \text{ ат}\%$, то увеличение концентрации дырок при $T \geq 4.2 \text{ К}$ в образцах с концентрацией Тl, меньшей $9.8 \cdot 10^{18}$, нельзя связать с заполненным электронами резонансным уровнем, лежащим глубоко в валентной зоне. В этом случае должны преимущественно осуществляться термические забросы дырок на резонансный уровень при $T \geq 4.2 \text{ К}$.

Зависимости $R_H(T)$ нельзя объяснить, например, существованием двух уровней. Как видно из рисунка, холловская концентрация дырок $p = 1/|eR_H|$ при 4.2 К растет с увеличением N_{Tl} , и в образцах с содержанием примеси $1.8 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ $p_{4.2} \approx 1.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Поскольку таллий в PbTe находится преимущественно в виде однозарядных ионов Tl^+ , можно сделать вывод, что до значений

$N_{T1}=1.8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ в исследованных образцах не образуются электроактивные дефекты в количествах, сравнимых с N_{T1} .

Объяснить зависимость $R_H(T)$ можно, основываясь на результатах работы [3], по зависимости положения резонансного уровня от концентрации таллия и степени его заполнения дырками. Для этого необходимо допустить, что при 4.2 К в образцах с $N_{T1} < 9.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ резонансный уровень расположен выше уровня Ферми. Поскольку из-за гибридизации зонных и примесных состояний уровень может быть значительно уширен (образуется полоса резонансных состояний [3, 4]), необходимо, чтобы выше уровня Ферми находился центр его тяжести. Вследствие относительно низкой плотности примесных состояний заполнение уровня может изменяться в широких пределах путем термических



Температурные зависимости постоянной Холла R_H в монокристаллах PbTe(Tl) .

Концентрация примеси, см^{-3} : 1 — $1.2 \cdot 10^{18}$, 2 — $2.4 \cdot 10^{18}$, 3 — $9.8 \cdot 10^{18}$, 4 — $1.8 \cdot 10^{19}$.

забросов на уровень электронов из зонных состояний. Действительно, в образцах с $N_{T1}=1.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ разность концентраций дырок при $T=130 \text{ К}$, соответствующей минимуму $R_H(T)$, и при 4.2 К $\Delta p \approx 1.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Уменьшение R_H обусловлено переходом электронов из зонных состояний на резонансный уровень. Степень заполнения уровня электронами в минимуме $k \geq 0.5$, поэтому при $T > 130 \text{ К}$ наблюдаются преимущественные забросы дырок на уровень.

При увеличении N_{T1} резонансный уровень сдвигается в глубь зоны. В образце с $N_{T1}=9.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ отмеченная выше разность — $\Delta p \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, что можно объяснить входением уровня Ферми в полосу резонансных состояний. Наконец, при $N_{T1}=1.8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ $R_H(T)$ не зависит от температуры до 80 К, а $p_{4,2} \approx N_{T1}$. Это означает, что уровень Ферми расположен вблизи середины полосы резонансных состояний, а переходы носителей из зонных состояний на уровень, и наоборот, равновероятны. При использовании зонных параметров PbTe , приведенных в [7], было оценено положение уровня Ферми в исследованных образцах. При 4.2 К он отстоит от потолка зоны $\{L_6^+$ на расстояние $E_F - E_{T1} = -0.055 \div -0.160 \text{ эВ}$. В образцах с наибольшим содержанием примеси можно принять $E_{T1} = E_F$. В образцах с наименьшим содержанием примеси уменьшение постоянной Холла начинается с 4.2 К, поэтому можно, по-видимому, принять,

что при низких температурах резонансный уровень расположен выше уровня Ферми на расстоянии $\sim kT$.

Движение резонансного уровня в глубь зоны в образцах с $N_{\text{Tl}} \leq 9.8 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ может быть связано не только с изменением концентрации примесей, но и с изменением соотношения концентрации таллия и вакансий свинца. Вакансии свинца при этом могут играть роль, аналогичную примеси натрия в PbTe с $N_{\text{Tl}} \sim 2 \text{ ат}\%$ [3]. Из вышесказанного следует, что в теллуриде свинца с относительно невысоким уровнем легирования положение резонансного уровня может зависеть от способа приготовления кристаллов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Кайданов В. П., Равич Ю. И. // УФН. 1985. Т. 145. В. 1. С. 51—86.
- [2] Кайданов В. И., Немов С. А., Равич Ю. И., Зайцев А. М. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 9. С. 1613—1617.
- [3] Машкова Т. Р., Немов С. А. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 10. С. 1864—1867.
- [4] Кайданов В. И., Немов С. А. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 3. С. 542—550.
- [5] Равич Ю. И., Ефимова Б. А., Смирнов И. А. Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbTe, PbSe, PbS. М., 1968. 384 с.
- [6] Грузинов Б. Ф., Драбкин И. А., Елисева Ю. Я., Лев Е. Я., Нельсон И. В. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 7. С. 1308—1313.
- [7] Сизов Ф. Ф., Тетеркин В. В., Пляцко С. В. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 9. С. 1608—1611.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Получено 3.03.1989
Принято к печати 10.07.1989

ФТП, том 23, вып. 11, 1989

НАПРЯЖЕНИЯ НЕСООТВЕТСТВИЯ В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ $\text{Pb}_{0.93}\text{Sn}_{0.07}\text{Se}-\text{PbS}_{0.05}\text{Se}_{0.95}$

Гайдуков Ю. П., Гаськов А. М., Малинский И. М.,
Никифоров В. Н., Васильева О. Н.

Одним из основных механизмов деградации полупроводниковых приборов, используемых в оптоэлектронике и инфракрасной спектроскопии, является генерация дислокаций в эпитаксиальных гетероструктурах, обусловленная напряжениями несоответствия в переходных слоях. Напряжения возникают как из-за рассогласования постоянных кристаллических решеток компонентов структуры, так и из-за различия их коэффициентов теплового расширения. Последнее происходит вследствие того, что синтез гетероструктур осуществляется обычно при температурах, существенно превышающих их рабочую температуру. Задачей настоящего исследования являлась оценка напряжений несоответствия в перспективной гетероструктуре $\text{Pb}_{0.93}\text{Sn}_{0.07}\text{Se}-\text{PbS}_{0.05}\text{Se}_{0.95}$, согласованной по параметру кристаллической решетки.

Напряжения несоответствия σ в гетероструктуре определяются профилем распределения элементов в переходном слое (в данном случае Pb, Sn, Se и S) и связанным с ним градиентом постоянной решетки a , а также упругими постоянными компонентов структуры C_{ij} .

В модели «жесткого сцепления» [1] напряжения рассчитываются по формуле

$$\sigma(\Delta a) = \frac{E}{1-\nu} f, \quad (1)$$

где E — модуль Юнга, ν — коэффициент Пуассона. Функция $f = \Delta a/a$ описывает изменение постоянной решетки в переходном слое, возникающее из-за взаимодиффузии элементов. Модуль Юнга и коэффициент Пуассона характеризуют