

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ ДЕФЕКТОВ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЯХ АРСЕНИДА ИНДИЯ

А. Н. Баранов, Т. И. Воронина, А. А. Гореленок, Т. С. Лагунова,
А. М. Литвак, А. М. Литвак, М. А. Сиповская, С. П. Старосельцева,
В. А. Тихомирова, В. В. Шерстнев

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия

(Получена 24.03.1992. Принята к печати 26.03.1992)

Исследованы электрические и фотоэлектрические свойства эпитаксиальных слоев арсенида индия. Показано, что использование свинца в качестве нейтрального растворителя при выращивании эпитаксиальных слоев арсенида индия позволяет уменьшить концентрацию примесей и структурных дефектов и получить как более чистые слои (при 77 К концентрация электронов $\sim 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, подвижность $\sim 3 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$), так и полуизолирующие слои (при 77 К концентрация $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, подвижность $\sim 4 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$). Определен энергетический спектр примесей и дефектов (энергии ионизации донорных уровней — $E_D = 0.002, 0.01 \div 0.02, 0.1 \div 0.2$ эВ, акцепторного — $E_A = 0.05$ эВ). Изучены механизм рассеяния и характер распределения центров рассеяния.

Введение. Арсенид индия, полученный методом Чохральского, как и большинство соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$, имеет малое количество структурных дефектов, так как кристаллизуется из раствора-расплава, близкого по составу к стехиометрическому. Материал получается n -типа проводимости с концентрацией электронов $n \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$, подвижностью $\mu \approx 5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при 77 К и $\mu \approx 3 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при 300 К. Проводимость определяется мелкими донорными примесями S, Se, Te, которые всегда присутствуют в исходных компонентах и в материалах контейнеров.

При выращивании InAs методом жидкофазной эпитаксии на подложке InAs необходимо выбирать рабочие температуры ниже температуры плавления подложки. Обычно эта температура на $100 \div 300$ град ниже температуры плавления, и в этом случае жидкая фаза имеет избыток атомов In по отношению к As. При этом можно предположить, что недостаток As приводит к образованию «вакансий» в жидкой фазе, которые в ходе эпитаксии замораживаются и образуют структурные дефекты в твердом InAs. В сочетании с различными примесями эти дефекты могут проявляться как донорные и акцепторные уровни в запрещенной зоне InAs [1].

Чистота и совершенство эпитаксиальных слоев InAs зависят от двух факторов — количества примесных атомов (S, Se, Te) и количества структурных дефектов (как мы предполагаем, $V_{\text{As}} + \text{примесь}$). Очистка исходных материалов возможна различными способами. В частности, в работе [2] за счет удаления летучих примесей с помощью длительного отжига исходных материалов InAs и In удалось понизить их концентрацию в эпитаксиальных слоях InAs на порядок — от 10^{17} до 10^{16} см^{-3} . Что касается структурных дефектов, то в работе [3] было показано, что использование свинца при изготовлении эпитаксиальных слоев арсенида индия методом жидкофазной эпитаксии в изотермических условиях при различной концентрации Pb позволяет изменять соотношение In и As в

растворе-расплаве и дает возможность получать материал с различной концентрацией структурных дефектов. В работе [4] нами использовался свинец в качестве нейтрального растворителя при изготовлении эпитаксиальных слоев GaSb, что позволило уменьшить число вакансий Ga, понизить концентрацию структурных дефектов ($V_{Ga}Ga_{Sb}$) и в результате понизить концентрацию носителей тока на 2 порядка.

Настоящая работа посвящена исследованию электрических и фотоэлектрических свойств эпитаксиальных слоев InAs, полученных методом жидкофазной эпитаксии при различных температурах как без свинца, так и в присутствии свинца в растворе-расплаве, с целью изучения зависимости количества структурных дефектов и примеси от соотношения In и As в растворе-расплаве.

1. Экспериментальные результаты и обсуждение

Эпитаксиальные слои InAs выращивались при различных температурах: 650, 600, 550, 500 °C как без свинца, так и в присутствии свинца. Исходные компоненты для выращивания имели чистоту: In — 0.999, Pb — 0.99999. В качестве подложки был взят арсенид индия, полученный методом Чохральского, с концентрацией электронов $n \approx 3.10 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Толщина полученных эпитаксиальных слоев составляла $40 \div 80 \text{ мкм}$. Образцы для измерений вырезались прямоугольной формы, подложка сошлифовывалась. Измерялись электропроводность σ , коэффициент Холла R , подвижность $\mu = R\sigma$, магнитосопротивление $\Delta\rho/\rho$ и фотопроводимость $\Delta\sigma_\phi$ в интервале температур $77 \div 300 \text{ K}$.

В табл. 1 представлены характеристики эпитаксиальных слоев n -InAs,

Таблица 1

Характеристики слоев n -InAs, полученных обычной ЖФЭ, в сравнении с материалом подложки

Метод изготовления	Температура роста T_p , °C	Состав раствора-расплава, мол%		x_{As}/x_{In}	$T = 300 \text{ K}$		$T = 77 \text{ K}$	
		In	As		$n \cdot 10^{-17}, \text{ см}^{-3}$	$\mu, \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$n \cdot 10^{-17}, \text{ см}^{-3}$	$\mu, \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$
Метод Чохральского (подложка)	940	50	50	1	0.3	23800	0.27	34500
ЖФЭ	650	91.7	8.3	0.09	3.8	14000	3.8	15200
ЖФЭ	600	94.8	5.2	0.055	9	6000	9	6620
ЖФЭ	550	95	5	0.05	33	5770	33	6080

полученных в данной работе методом обычной жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) при температурах роста $T = 650, 600$ и 550 °C без свинца, в сравнении с кристаллами, полученными методом Чохральского (материал подложки). Показано, что образцы, полученные методом жидкофазной эпитаксии, в отличие от полученных методом Чохральского выращивались из растворов-расплавов, содержащих большее количество индиевой компоненты и недостаток мышьяковистой. При этом в соответствии с диаграммой состояний [3] соотношение x_{As}/x_{In} (отношение мольной доли мышьяка к мольной доле индия) определялось температурой роста и было тем меньше, чем ниже T_p . Как видно из табл. 1, концентрация носителей тока увеличивается с ростом процентного содержания In. Такое изменение концентрации электронов может быть связано, с одной стороны, с увеличением вводимых неконтролируемых примесей, содержащихся в In, с другой — с увеличением

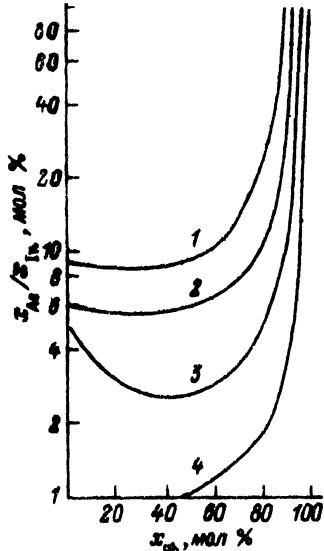


Рис. 1. Расчет зависимости соотношения x_{As}/x_{In} от концентрации свинца в растворе-расплаве при разных температурах. T_p , °C: 1 — 650, 2 — 600, 3 — 550, 4 — 500.

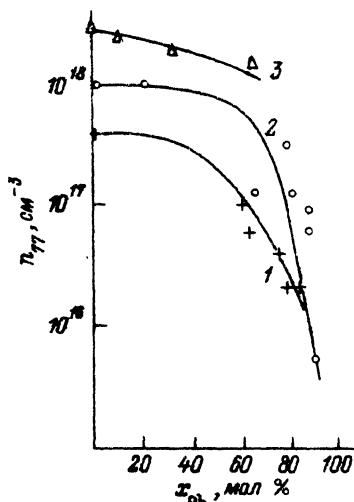


Рис. 2. Зависимость концентрации электронов в эпитаксиальных слоях InAs от концентрации свинца в растворе-расплаве при разных температурах роста. T_p , °C: 1 — 650, 2 — 600, 3 — 550. Температура измерения $T = 77$ К.

донорных структурных дефектов, обусловленных вакансиями мышьяка в решетке. По аналогии с образованием дефектов при отжиге или облучении n -InAs [5] можно считать эти дефекты донорными центрами (V_{As} + примесь).

Использование свинца в качестве нейтрального растворителя позволяет изменить стехиометрический состав в растворе-расплаве при неизменной температуре. Расчетная зависимость соотношения x_{As}/x_{In} от концентрации Pb в расплаве при четырех температурах показана на рис. 1. Видно, что с увеличением концентрации Pb растет концентрация As, т. е. уменьшается концентрация вакансий As.

На рис. 2 приведена экспериментальная зависимость концентрации электронов n при $T = 77$ К для образцов, выращенных в присутствии Pb, от концентрации Pb в растворе-расплаве для трех температур выращивания. Наблюдается уменьшение концентрации электронов для всех температур выращивания с ростом концентрации свинца. Пока содержание Pb в растворе-расплаве было меньше $60 \div 70$ мол%, уменьшение концентрации электронов сопровождалось одновременным увеличением подвижности, а при $x_{Pb} > 80$ мол% наблюдалось резкое падение как концентрации, так и подвижности носителей тока (табл. 2).

Комплексное исследование коэффициента Холла, электропроводности, подвижности, магнитосопротивления и фотопроводимости в интервале температур $T = 77 \div 300$ К позволило изучить механизмы рассеяния носителей тока, энергетический спектр зоны проводимости и запрещенной зоны и таким образом выявить роль свинца в изменении концентрации носителей тока и структурных дефектов, характер распределения примесей и структурных дефектов в эпитаксиальных слоях арсенида индия, полученных при различных температурах. Для исследования зависимости от температуры и магнитного поля величин R , σ , μ , $\Delta\rho/\rho$, а также спектральной зависимости $\Delta\sigma_f$ были выбраны три категории образцов, выращенных при различных температурах (650, 600, 550, 500 °C):

Таблица 2

Характеристики слоев InAs, выращенных ЖФЭ из растворов-расплавов, содержащих свинец

№ об-разца	Т _р , °С	Состав раствора-расплава, мол%				Т = 77 К				f	T = 77 К μ ₀ , см ² /В·с	N _{I77} × 10 ⁻¹⁷ , см ⁻³	N _A × 10 ⁻¹⁷ , см ⁻³	N _D × 10 ⁻¹⁷ , см ⁻³	K = N _A /N _D
		In	As	Pb	(n, p) × 10 ⁻¹⁷ , см ⁻³	μ ₀ , см ² /В·с	B _{р-л}								
							эксперимент	теория							
1	650	91.2	8.22	0	4	13900	0.18	0.08	0.05	14400	4.9	0.45	4.45	0.1	
2	650	32.9	3.7	63.3	0.49	30000	0.1	0.3	0.03	30700	0.6	0.06	0.58	0.1	
3	650	7.19	7.19	85.6	0.2	3930	2.0	0.44	0.05	4070	3.6	1.7	2	0.86	
4	600	94.8	3.2	0	9	6620	—	—	—	—	20	5	147	0.3	
5	600	31.8	1.8	66.3	1.2	20600	0.2	0.22	0.05	21500	1.6	0.2	1.46	0.14	
6	600	4.18	4.18	91.6	0.082	4020	2.2	0.53	0.05	4075	2.7	1	1.1	0.92	
7	550	95	5	0	33	6080	—	—	—	—	48	7.5	40	0.18	
8	550	31.8	0.9	67.6	1.5	6160	—	—	—	—	28	6.5	20	0.3	
9	550	2.5	2.5	95	0.0145	2320	2.0	0.47	0.4	4060	1	0.5	0.8	0.62	
10p	550	2.5	2.5	95	0.46	590	—	—	—	—	—	—	—	—	
i1	500	1.4	1.4	97.2	0.2	4040	2.18	0.45	0.38	6800	1.8	0.82	1.2	0.67	
12p	500	1.4	1.4	97.2	0.29	443	—	—	—	—	—	—	—	—	

Примечание. Образцы 10p и 12p имеют проводимость p-типа.

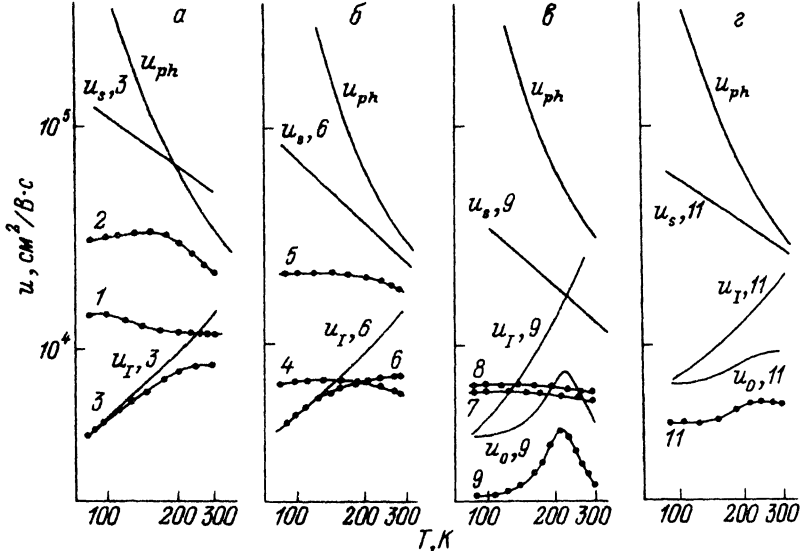


Рис. 3. Температурная зависимость подвижности электронов для эпитаксиальных слоев, полученных при различных температурах. T_p , °C: а — 650, б — 600, в — 550, г — 500. Номера кривых соответствуют номерам образцов в табл. 2. Кривые с точками — значения подвижности непосредственно из измерений; u_{ph} — теоретические значения подвижности для рассеяния на колебаниях решетки; u_I , u_s — подвижности соответственно для рассеяния на ионах примеси и дефектах из эксперимента; u_0 — подвижность в матрице кристалла из эксперимента.

- 1) без свинца в растворе-расплаве;
- 2) с оптимальной концентрацией свинца ($x_{Pb} \approx 60 \div 70$ мол%), когда наблюдалась максимальная подвижность электронов в образцах;
- 3) с максимальным содержанием свинца ($x_{Pb} > 80$ мол%), когда содержание In и As в растворе-расплаве было равным (стехиометрия).

2. Механизмы рассеяния носителей тока

Подвижность и магнитосопротивление — эффекты, чувствительные к механизму рассеяния носителей, а также к характеру и виду рассеивающих центров.

На рис. 3 представлена температурная зависимость подвижности. Номера кривых соответствуют номерам образцов в табл. 2. Как видно из рисунка, в образцах, выращенных с оптимальной концентрацией свинца (образцы 2, 5, 8), подвижность электронов во всем интервале температур выше, чем в исходных образцах, выращенных из раствора-расплава без свинца (образцы 1, 4, 7). Значения подвижности в наиболее чистых образцах 2 и 5 при $T = 300$ К приближаются к теоретическим значениям подвижности, ограниченной рассеянием на колебаниях решетки. Этот результат можно объяснить тем, что введение свинца в раствор-расплавы уменьшает концентрацию In в растворе-расплаве, а следовательно, и число мелких неконтролируемых примесей в нем. Возможно также, что введение Pb приводит к уменьшению содержания элементов VI группы в растворе-расплаве за счет образования соединений PbS, PbSe, PbTe, которые не встраиваются в кристаллическую решетку эпитаксиального слоя, так как имеют решетку другого типа. Кроме того, изменение соотношения In и As в растворе-расплаве в сторону понижения концентрации In уменьшает вероятность образования структурных дефектов донорного типа ($V_{As} + \text{примесь}$). Все эти факторы приводят к уменьшению числа рассеивающих центров и к увеличению подвижности.

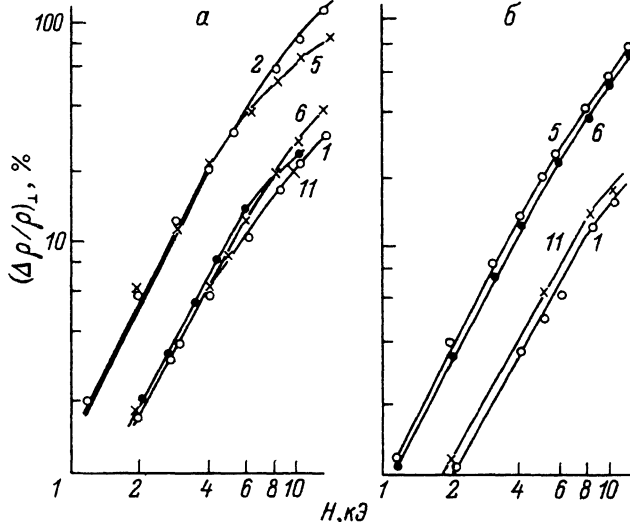


Рис. 4. Зависимость поперечного магнитосопротивления $(\Delta\rho/\rho)_{\perp}$ от напряженности магнитного поля H при 77 (а) и 300 К (б). Номера кривых соответствуют номерам образцов в табл. 2.

При концентрации свинца свыше 80 мол% для всех температур выращивания подвижность значительно ниже, чем в исходных образцах и в образцах с такой же концентрацией носителей тока, но полученных другими методами, в частности методом Чохрального (см. табл. 1, материал подложки). При большом содержании Pb ($x_{Pb} > 80$ мол%) соотношение x_{As}/x_{In} становится ≈ 1 , что, вероятно, может приводить к появлению отдельных вакансий In, которые в свою очередь, создавая дополнительные акцепторы, могут приводить к сильной компенсации примесей и появлению дополнительных центров рассеяния.

Для изучения природы рассеивающих центров в выявлении роли структурных дефектов в рассеянии носителей тока исследовалось поперечное и продольное магнитосопротивление.

На рис. 4 представлены зависимости поперечного магнитосопротивления $(\Delta\rho/\rho)_{\perp}$ от напряженности магнитного поля H при двух температурах (77 и 300 К). Высокие значения $(\Delta\rho/\rho)_{\perp}$ и отклонение от квадратичной зависимости при $H > 5$ кЭ в образцах 2 и 5 (с оптимальной концентрацией свинца) объясняются высокой подвижностью электронов в этих образцах и выполнением условия сильного поля ($\mu H/c > 1$). Коэффициент магнитосопротивления $B_{r\perp}(\Delta\rho/\rho)_{\perp}/(\mu H/c)^2$ в них был близок к теоретическим значениям, определяемым рассеянием на ионах примеси и колебаниях решетки. В образцах с низкой подвижностью электронов (образцы 3, 6, 10), а также в исходном образце 1 $(\Delta\rho/\rho)_{\perp}$ меньше, что связано с более низкой подвижностью в них. Однако отклонение от квадратичной зависимости наступает при $\mu H/c < 1$, т. е. раньше, чем наступает условие сильного поля. Это может указывать на занижение экспериментальной подвижности дополнительным механизмом рассеяния, помимо рассеяния на ионах примеси и колебаниях решетки. Это подтверждается и величиной коэффициента $B_{r\perp}$ в этих образцах — при $T = 77$ К $B_{r\perp}$ значительно выше теоретических значений для рассеяния на ионах примеси (табл. 2).

Для выявления природы дополнительных рассеивающих центров было исследовано продольное магнитосопротивление $(\Delta\rho/\rho)_{\parallel}$ (рис. 5). При $T = 300$ К $(\Delta\rho/\rho)_{\parallel}$ во всех образцах положительно и составляет несколько процентов. При $T = 77$ К в образцах, выращенных при $T_p = 600$ и 650 °С из раствора-расплава с максимальной концентрацией Pb, наблюдается эффект отрицательного

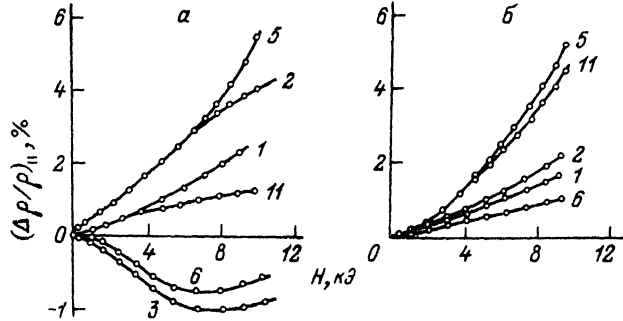


Рис. 5. Зависимость продольного магнитосопротивления $(\Delta\rho/\rho)_{\parallel}$ от напряженности магнитного поля H при 77 (а) и 300 К (б). Номера кривых соответствуют номерам образцов в табл. 2.

магнитосопротивления (образцы 3, б), а в слоях, полученных при $T_p = 550$ и 500°C , $(\Delta\rho/\rho)_{\parallel}$ положительно, как и при $T = 300$ К (образец 11).

Как известно, в изотропном полупроводнике со сферическими изоэнергетическими поверхностями в зоне проводимости, каким является InAs, продольное положительное магнитосопротивление в материале n -типа проводимости должно отсутствовать. Появление положительного $(\Delta\rho/\rho)_{\parallel}$ может быть связано с наличием неоднородного скопления примесей, которые могут искажать пути протекания тока и приводить к занижению подвижности электронов. Теория эффективной среды [6], созданная для материала с такими скоплениями, определяет подвижность и магнитосопротивление следующими формулами:

$$u = u_0 \frac{1 - \frac{3}{2}f}{1 - \frac{3}{4}f},$$

$$(\Delta\rho/\rho)_{\parallel} = 0.3f \left(\frac{u_0 H}{c} \right)^2, \quad (1)$$

где u_0 — подвижность в однородной матрице кристалла, f — доля объема, занятая скоплениями.

Из решения системы уравнений (1) с использованием экспериментальных данных u и $(\Delta\rho/\rho)_{\parallel}$ в области квадратичной зависимости от поля были вычислены u_0 и f при $T = 77$ и 300 К. Из табл. 2 видно, что в образцах, полученных при $T_p = 650$ и 600°C , доля этих скоплений настолько мала ($f \approx 0.05$), что они не сильно сказываются на уменьшении экспериментальной подвижности (ср. u и u_0). В образцах, полученных при $T = 550$ и 500°C , f велико (при комнатной и азотной температурах оно лежит в пределах $0.3 \div 0.4$), экспериментальная подвижность u гораздо ниже u_0 во всем интервале температур (табл. 2 и рис. 3).

Если считать, что при $T = 77$ К подвижность в матрице u_0 определяется только рассеянием на ионах примеси и фононах, т. е. $1/u_0 = 1/u_i + 1/u_{ph}$, то можно, выделив u_i , определить концентрацию ионов примесей из соотношения

$$N_{I77} = \frac{u_i^{\text{теор}}}{u_i^{\text{эксп}}} n_{77}, \quad (2)$$

где $u_i^{\text{теор}}$ — теоретические значения подвижности для некомпенсированных образцов, рассчитанные по формуле Брукса—Харринга [7]. Учитывая зависимость концентрации n от температуры, можно построить зависимость $u_i = f(T)$, которая

представлена на рис. 3 для ряда образцов с низкой подвижностью (образцы 3, 6, 9, 11). Суммарная подвижность u' , определяемая из соотношения $1/u' = 1/u_I + 1/u_{ph}$, в температурном диапазоне (77 ÷ 300) К отличается от подвижности в матрице u_0 , что указывает на существование дополнительного механизма рассеяния, вносящего в подвижность вклад u_s , т. е.

$$\frac{1}{u_0} = \frac{1}{u_I} + \frac{1}{u_{ph}} + \frac{1}{u_s}. \quad (3)$$

Характер зависимости u_s от температуры во всех образцах приблизительно одинаковый $u_s \sim T^{-(0.7+0.9)}$ (рис. 3), что согласуется с теорией рассеяния на «убийцах подвижности» [8], когда рассеяние происходит на областях пространственного заряда, образованных небольшими скоплениями примесей (2—5 примесных центров), искажающие пути протекания тока, как было показано выше, незначительны в образцах, полученных при $T_p = 650$ и 600 °С, так как доля объема, занятая ими, составляет 3 ÷ 5. В образцах, полученных при $T_p = 550$ и 500 °С, напротив, доля объема, занятая крупными скоплениями, гораздо выше (до 40%).

С учетом всех механизмов рассеяния была рассчитана при $T = 77$ К подвижность, ограниченная рассеянием на ионах примеси, — u_I , и из соотношения (2) определены концентрация ионов N_{I77} , а также концентрации акцепторов $N_A = (N_{I77} - n_{77})$ доноров $N_D = N_A + n_{300}$ и степень компенсации $K = N_A/N_D$ (табл. 2). Из таблицы видно, что при всех температурах выращивания использование оптимальных концентраций свинца в растворе-расплаве ($x_{Pb} \approx 60 \div 70$ мол%) понижает концентрацию и электронов, и доноров, и акцепторов. При дальнейшем увеличении концентрации свинца в растворе-расплаве при всех температурах выращивания понижается концентрация электронов и доноров, но при этом возрастает концентрация акцепторов, создается сильно компенсированный материал (степень компенсации $K = N_A/N_D = 0.7 \div 0.9$). В ряде случаев при $T_p = 550$ и 500 °С получается материал p -типа проводимости (табл. 2, образцы 10 p , 12 p).

Рассмотрим теперь энергетический спектр доноров и акцепторов.

3. Энергетический спектр примесей и дефектов

Комплексное исследование коэффициента Холла, электропроводности, фотопроводимости, а также отрицательного магнитосопротивления позволяет изучить особенности энергетического спектра на дне зоны проводимости и в запрещенной зоне арсенида индия в зависимости от температуры выращивания и наличия свинца в растворе-расплаве.

На рис. 6 представлена температурная зависимость коэффициента Холла и электропроводности для ряда наиболее типичных образцов. При высоких концентрациях электронов ($n \geq 6 \cdot 10^{16}$ см⁻³) во всех слабо компенсированных образцах R и σ не зависят от температуры (образцы 2, 5). Это связано с тем, что в них выполняется условие сильного легирования $Na_B^3 \gg 1$ (a_B — боровский радиус, $a_B = 280$ Å). Уровень Ферми при $T = 77$ и 300 К лежит выше дна зоны проводимости, проводимость осуществляется по обычным зонным состояниям.

В сильно компенсированных образцах 3 и 6, полученных при $T = 650$ и 600 °С, в области температур $T > 200$ К имеет место небольшой наклон в зависимостях $R(1/T)$ и $\sigma(1/T)$, соответствующий энергии активации $E_{D1} \approx 0.1 \div 0.2$ эВ. В этих же образцах при $T = 77$ К наблюдается отрицательное магнитосопротивление (рис. 5). Появление отрицательного магнитосопротивления в этих образцах, так же как в сильно компенсированном арсениде индия,

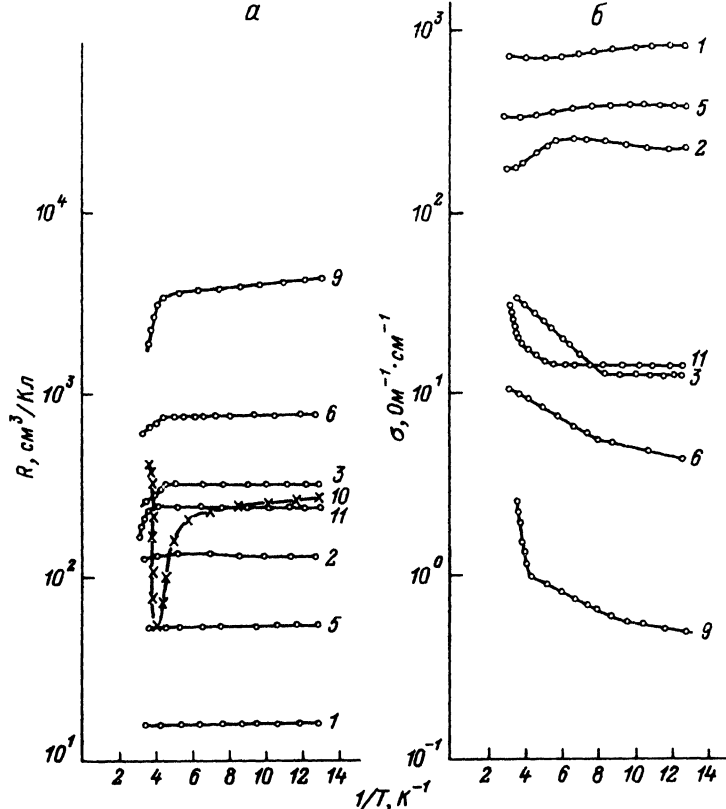


Рис. 6. Температурная зависимость коэффициента Холла (а) и электропроводности (б). Номера кривых соответствуют номерам образцов в табл. 2.

полученном методом Чохральского [9], может быть связано с наличием хвоста плотности состояний у дна зоны проводимости. Для существования отрицательного магнитосопротивления необходимо условие слабой локализации электронов при наличии металлической проводимости, т. е. когда существуют такие состояния в потенциальных ямах, по которым электроны движутся почти как свободные, но задерживаются на них несколько дольше, чем в остальной части кристалла (слабо локализованы).

Среднеквадратичная флуктуация потенциала γ может быть оценена по формуле [10]

$$\gamma = 2\pi \frac{e^2}{\kappa} N_I^{1/2} r_s^{1/2}, \quad (4)$$

где κ — диэлектрическая проницаемость ($\kappa = 14.5$), N_I — полное число ионов, r_s — дебаевский радиус экранирования:

$$r_s = \frac{1}{2} a_B \left(\frac{\pi}{3} \right)^{1/6} (n a_B^3)^{-1/6}. \quad (5)$$

Потенциальные ямы имеют локализованные энергетические уровни для электронов, если выполняется условие

Таблица 3

№ образца	$T_p, ^\circ\text{C}$	$(N_I = N_A + N_D) \times 10^{-17}, \text{см}^{-3}$	$r_s, \text{Å}$	$\gamma, \text{эВ}$	Из R, σ	Из фотопроводимости		
					$E_D, \text{эВ}$	$E_g, \text{эВ}$ ($T = 80 \text{ K}$)	$E_D, \text{эВ}$	$E_A, \text{эВ}$
3	650	3.7	115	0.025	0.01	0.40	—	—
6	600	2.1	127	0.018	0.015	0.38	0.02	—
9	550	1.3	178	0.017	0.002	0.40	0.02	0.05
					0.015		0.2	
					0.2			
11	500	2	100	0.017	0.01	0.41	0.2	0.05
					0.15			
12p	500	—	—	—	—	0.40	0.2	0.05

$$\gamma > \hbar^2 / 2mr^2 \quad \text{или} \quad 2\gamma mr^2 / \hbar^2 > 1 \quad (6)$$

(r — размер ямы, $r \sim r_s$).

Значения γ и r_s для наших образцов даны в табл. 3. Условие $2\gamma mr^2 / \hbar^2 > 1$ выполняется, т. е. существуют локализованные состояния в потенциальных ямах. Такие потенциальные ямы могут образовываться небольшими скоплениями примесей (2 ÷ 5 примесных центров) и занижать подвижность, о чем говорилось выше.

Уровень Ферми в этих образцах при $T = 77 \text{ K}$ находится вблизи дна зоны проводимости, с ростом температуры вырождение снимается. При $T > 200 \text{ K}$ можно видеть активационные процессы из этих ям. При комнатной температуре величина кинетической энергии электронов $3/2 kT = 0.037 \text{ эВ}$, т. е. она становится порядка глубины наиболее вероятных ям, и состояния в хвостах у дна зоны проводимости опустошаются.

При подсветке этих образцов σ и n при $T = 77 \text{ K}$ увеличивались, а при $T = 300 \text{ K}$ оставались неизменными, что также может быть связано с переходом носителей тока из хвостов плотности состояний в зону проводимости при $T = 77 \text{ K}$ и опустошением хвостов при комнатной температуре.

В сильно компенсированных образцах 9 и 11, полученных при $T_p = 550$ и $500 ^\circ\text{C}$, на температурных зависимостях $R(1/T)$ и $\sigma(1/T)$ наблюдаются три наклона. Наиболее резкое изменение R и σ имеет место при $T > 250 \text{ K}$, где наклоны $R(1/T)$ и $\sigma(1/T)$ характеризуют центры с энергией активации $E_{D_2} = 0.1 \div 0.2 \text{ эВ}$. При более низких температурах ($120 < T < 250 \text{ K}$) на температурной зависимости $\sigma(1/T)$, так же как в образцах 3 и 6, наблюдается наклон, соответствующий энергии $E_D \approx 0.01 \div 0.02 \text{ эВ}$. В образце 9 (с минимальной концентрацией электронов при $T < 120 \text{ K}$) наблюдается наклон, соответствующий энергии $E_{D_3} \approx 0.002 \text{ эВ}$. В образцах p -типа (образец 10p) при $T > 200 \text{ K}$ наблюдается переход к собственной проводимости.

Появление наклона E_{D_3} при низких температурах ($T < 120 \text{ K}$) согласуется с энергией активации мелких водородоподобных примесных состояний под дном зоны проводимости ($E_D^0 = 13.5 m^*/\kappa^2 = 0.0017 \text{ эВ}$). Энергия активации $E_{D_1} = 0.01 \div 0.02 \text{ эВ}$, как и в образцах, полученных при $T_p = 650$ и $600 ^\circ\text{C}$, может быть связана с небольшими скоплениями структурных донорных центров, образующими хвосты плотности состояний в зоне проводимости. Энергия активации $E_{D_2} = 0.1 \div 0.2 \text{ эВ}$, по-видимому, связана с новыми структурными дефектами.

Энергии активации дефектов и примесей, определенные из температурных зависимостей R и σ , коррелируют с энергетическим положением центров, проявляющихся в фотопроводимости. Перейдем к рассмотрению фотопроводимости.

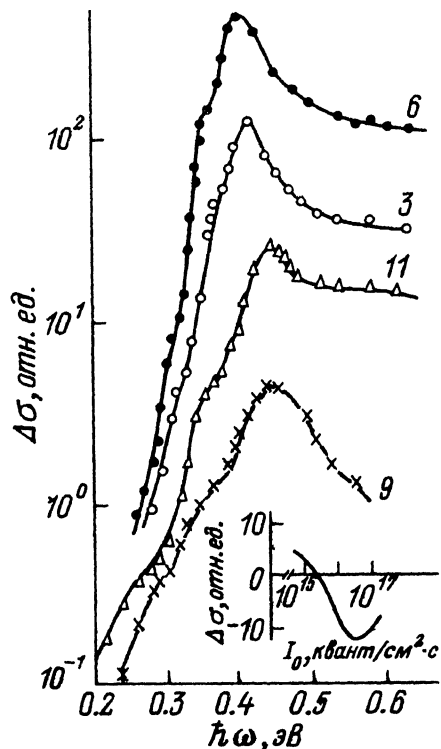


Рис. 7. Спектральная зависимость фотопроводимости в компенсированных образцах n -InAs. $T = 80$ К. Номера кривых соответствуют номерам образцов в табл. 2. На вставке — эффект отрицательной фотопроводимости.

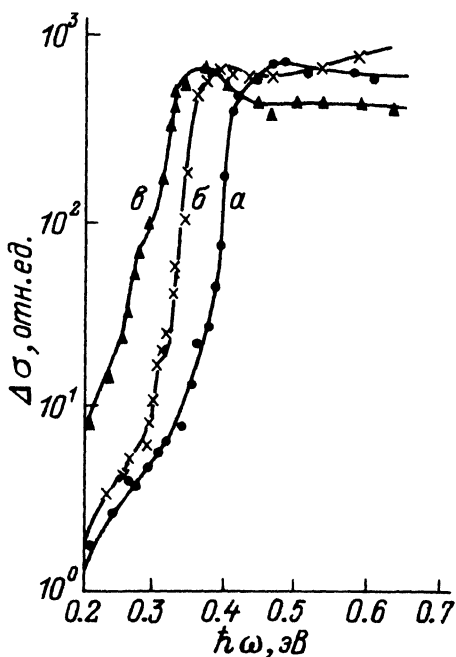


Рис. 8. Спектральные зависимости фотопроводимости в p -InAs при различных температурах измерения. Образец 12р. Т, К: а — 80, б — 200, в — 300.

На рис. 7 и 8 показаны спектральные зависимости примесной и собственной фотопроводимости сильно компенсированных образцов, выращенных при различных температурах.

Ширина запрещенной зоны (E_g), определенная по полуспаду длинноволнового края собственной фотопроводимости, дана в табл. 3. Мы видим, что в образцах 3 и 9 при $T = 80$ К $E_g = 0.4$ эВ, что совпадает с E_g в кристаллическом InAs. В образце 6, характеризующемся большой степенью компенсации, ширина запрещенной зоны несколько уменьшается, что, так же как и возникновение отрицательного магнитосопротивления, может быть связано с наличием хвостов плотности состояний у дна зоны проводимости. При концентрации носителей $n > 2 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ (образец 11) наблюдается небольшое увеличение E_g , что связано со сдвигом уровня Ферми выше дна зоны проводимости и заполнением электронами состояний на дне зоны. В образце p -типа (табл. 2, образец 12р), представленном на рис. 8 (кривые, снятые при различных температурах, приведены к одной и той же величине фотопроводимости в максимуме), ширина запрещенной зоны с ростом температуры уменьшается от $E_g = 0.4$ при $T = 80$ до $E_g = 0.33$ эВ при $T = 300$ К. Определенный при этом коэффициент температурного изменения запрещенной зоны составляет $\Delta E_g / \Delta T \approx 3 \cdot 10^{-4}$ эВ/К.

Обратимся к примесной фотопроводимости. В образце 6 с наибольшей степенью компенсации ($K = 0.92$) видна ступенька примесной ФП (рис. 7, кривая б), связанная, вероятно, с переходом электронов из валентной зоны на примесный

центр. По энергии фотонов $h\nu$ она соответствует энергетическому положению уровня $E_c - 0.02$ эВ. Такая же энергия активации наблюдалась в этих образцах и на температурных зависимостях коэффициента Холла и проводимости (рис. 6, кривые б).

В образцах 9 и 11, выращенных соответственно при $T_p = 550$ и 500 °С, хорошо виден уровень $E_v + 0.05$ эВ. Мы наблюдаем переходы с него в зону проводимости при $h\nu = 0.35 \div 0.36$ эВ. В этих образцах проявляется также глубокий центр $E_c - 0.2$ эВ (переходы при $h\nu = 0.2 \div 0.3$ эВ). В образце p -типа (рис. 8) наблюдаем те же центры. При этом, так как при $T = 77$ К уровень $E_c - 0.2$ эВ расположен почти в середине запрещенной зоны, возбуждение электронов с этого уровня в зону проводимости (в случае материала n -типа) и из валентной зоны на уровень (в материале p -типа) мы наблюдаем при одних и тех же энергиях фотонов $h\nu$. Этот уровень $E_c - 0.2$ эВ, который наблюдался и в температурных зависимостях R и σ (рис. 6, кривые 9, 11), по-видимому, является донорным структурным дефектом, связанным с вакансией As [1], и возникает в результате сильно некоррелируемого распределения примесей и структурных дефектов при выращивании эпитаксиальных слоев при $T_p = 550$ и 500 °С. По-видимому, с таким же некоррелируемым распределением примесей и дефектов связано и появление образцов p -типа.

В этих же образцах 9 и 11 в отличие от образцов 3 и 6 при увеличении интенсивности падающего света I_0 в области собственного поглощения можно наблюдать уменьшение равновесной проводимости, т. е. при $T > 77$ К с ростом I_0 выше некоторого значения возникает отрицательный сигнал фотопроводимости (ОФП) (см. вставку на рис. 7). Надо сказать, что полное изменение проводимости при освещении может быть выражено следующим образом [11]:

$$\Delta\sigma_\phi = (\Delta\sigma_n + \Delta\sigma_u), \quad (7)$$

где $\Delta\sigma_n = eu (\partial n / \partial I_0) I_0$ — обычная концентрационная фотопроводимость, $\Delta\sigma_u = eu (\partial u / \partial I_0) I_0$ — фотопроводимость, обусловленная возможным изменением подвижности носителей заряда. И если при освещении уменьшение подвижности в образце преобладает над ростом концентрации носителей заряда, т. е. $\Delta\sigma_u > \Delta\sigma_n$, то наблюдается ОФП. В исследуемых образцах уменьшение подвижности носителей при достаточно большой интенсивности света может происходить из-за роста при освещении концентрации заряженных центров, уменьшающих как u_i , так и u_s [см. формулу (3)]. При этом возможна оптическая перезарядка глубокого уровня $E_c - 0.2$ эВ. Этот донорный центр, расположенный ниже уровня Ферми, может являться центром прилипания для возбужденных светом дырок. При дальнейшем увеличении интенсивности света рост концентрации захваченных на него дырок замедляется, тогда как концентрация свободных носителей, возбужденных светом, продолжает расти, что ведет к уменьшению ОФП (см. вставку на рис. 7).

Считая, что время релаксации $\tau_{\text{ОФП}}$ достигает величины порядка секунды и связано с параметрами уровня соотношением .

$$\tau_{\text{ОФП}} = \frac{1}{N_v \gamma_{pi}} \exp\left(\frac{E_i}{kT}\right) \quad (8)$$

(где N_v — эффективная плотность состояний в валентной зоне, E_i — энергия уровня относительно валентной зоны), можно определить γ_{pi} — коэффициент захвата дырок на этот центр, который, как оказалось, составляет $\sim 2 \cdot 10^{-5}$ см³/с. Переход к положительной фотопроводимости, при котором превалирующим становится процесс термогенерации дырок с уровня, должен происходить при $T > 300$ К ($E_i > 3 \div 5 kT$), что и наблюдалось на опыте.

Заключение. 1. Таким образом, в качестве нейтрального растворителя позволяет изменять электрофизические свойства эпитаксиальных слоев арсенида индия. Варьируя содержание свинца в растворе-расплаве, можно выращивать как чистые слои InAs с низкой концентрацией носителей тока и высокой подвижностью, так и полужолирующие слои с высоким удельным сопротивлением. Это влияние Pb на свойства эпитаксиальных слоев InAs обусловлено двумя факторами: изменением концентрации и типа структурных дефектов из-за изменения соотношения In и As в расплаве, а также возможным уменьшением фона донорных примесей из-за связывания их в жидкой фазе в соединения свинца типа PbS, PbSe, PbTe и др.

2. Определен энергетический спектр примесей и дефектов в InAs. Обнаружены донорные уровни ($E_D = 0.002, 0.01 \div 0.02$ и $0.1 \div 0.2$ эВ) и акцепторный уровень ($E_A = 0.05$ эВ), причем самый глубокий донорный уровень наблюдается только в образцах, выращенных при низкой температуре. Сделан вывод о природе обнаруженных уровней.

3. Изучены механизм рассеяния электронов и характер распределения примесей. Сделан вывод о наличии в исследованных образцах небольших скоплений рассеивающих центров, искажающих дно зоны проводимости. Показано, что при низких температурах выращивания могут образовываться и более крупные скопления.

Авторы выражают благодарность Ю. П. Яковлеву за полезное обсуждение результатов работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] А. А. Величко, В. А. Илюшин. *Обзоры по электрон. техн. Сер. 6. Материалы*, 9, 100 (1974).
- [2] R. I. Harrison, R. A. Houston. *J. Cryst. Growth.*, 78, 257 (1986).
- [3] А. Н. Баранов, А. А. Гореленок, А. М. Литвак, В. В. Шерстнев, Ю. П. Яковлев. *ЖНХ*, 37 (1992).
- [4] А. Н. Баранов, Т. И. Воронина, Т. С. Лагунова, И. Н. Тимченко, З. И. Чугуева, В. В. Шерстнев, Ю. П. Яковлев. *ФТП*, 23, 780 (1989).
- [5] О. Маделунг. *Физика полупроводниковых соединений III и V групп*, 477. М. (1967).
- [6] M. H. Cohen. *Phys. Rev. Lett.*, 30, 696 (1973).
- [7] Ф. Д. Блатт. *Теория подвижности электронов в твердых телах*, 224. М.—Л. (1963).
- [8] H. Brooks. *Adv. Electron. Phys.*, 33, 1817 (1962).
- [9] Г. Гарягдыев, О. В. Емельяненко, Н. В. Зотова, Т. С. Лагунова, Д. Н. Наследов. *ФТП*, 7, 700 (1973).
- [10] Л. В. Келдыш, Г. П. Прошко. *ФТТ*, 5, 3378 (1963).
- [11] Л. Г. Парицкий, С. М. Рывкин. *ФТП*, 1, 718 (1967).

Редактор Л. В. Шаронова