

СВОЙСТВА ЭПИТАКСИАЛЬНОГО АРСЕНИДА ИНДИЯ, ЛЕГИРОВАННОГО РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

А. Н. Баранов, Т. И. Воронина, Т. С. Лагунова,
М. А. Сиповская, В. В. Шерстнев, Ю. П. Яковлев

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

(Получена 13.07.1992. Принята к печати 6.08.1992)

Исследованы электрические и фотоэлектрические свойства эпитаксиальных слоев арсенида индия, полученных методом жидкофазной эпитаксии и легированных редкоземельными элементами (иттербием и гадолинием), а также редкоземельными элементами (РЗЭ) в комбинации со свинцом, который использовался в качестве нейтрального растворителя. Показано, что легирование РЗЭ во многом аналогично действию свинца: уменьшается концентрация доноров за счет связывания мелких примесей. При оптимальной концентрации РЗЭ был получен чистый материал с концентрацией электронов $n = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и подвижностью $\mu_{77} = 91\,000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. При одновременном использовании РЗЭ и Pb получен сильно компенсированный материал с концентрацией электронов $n \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Для получения чистых эпитаксиальных слоев $n\text{-InAs}$ с низкой концентрацией и высокой подвижностью электронов используются различные подходы и методы. Так, очистка исходных материалов путем длительного отжига [1] позволила уменьшить концентрацию примесей и понизить концентрацию электронов в эпитаксиальных пленках InAs на порядок (от 10^{17} см^{-3} до 10^{16} см^{-3}). В работе [2] применение свинца в качестве нейтрального растворителя в процессе жидкофазного выращивания $n\text{-InAs}$ уменьшало концентрацию примесей и структурных дефектов. Была определена оптимальная концентрация Pb, при которой получался материал с низкой концентрацией и высокой подвижностью носителей тока. Наилучший материал ($n \approx 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ с подвижностью $\mu_{77} = 35\,000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$) был получен при температуре выращивания 650°C , когда концентрация свинца в растворе-расплаве составляла $\approx 60\%$. В ряде полупроводников $A^{III}B^V$ для понижения концентрации фоновых примесей использовалось легирование редкоземельными элементами (РЗЭ) [3–5]. При этом концентрация электронов и доноров могла быть понижена на 1–2 порядка, а подвижность соответственно возрастала.

Чтобы изучить возможность получения чистого арсенида индия с минимальной концентрацией носителей тока и максимальной подвижностью, в настоящей работе впервые исследованы электрические и фотоэлектрические свойства эпитаксиальных слоев арсенида индия, полученных методом жидкофазной эпитаксии и легированных РЗЭ (иттербием и гадолинием), а также РЗЭ в комбинации с нейтральным растворителем свинцом в оптимальной концентрации.

Экспериментальные результаты и обсуждение

Образцы выращивались на подложке $n\text{-InAs}$ при $T = 650^\circ\text{C}$. Чистота In 0.9999%, Pb 0.99999%. РЗЭ Yb и Cd вводились в жидкой фазе в раствор-расплав, как содержащий Pb в количестве $\approx 60\%$, так и без свинца. Толщина

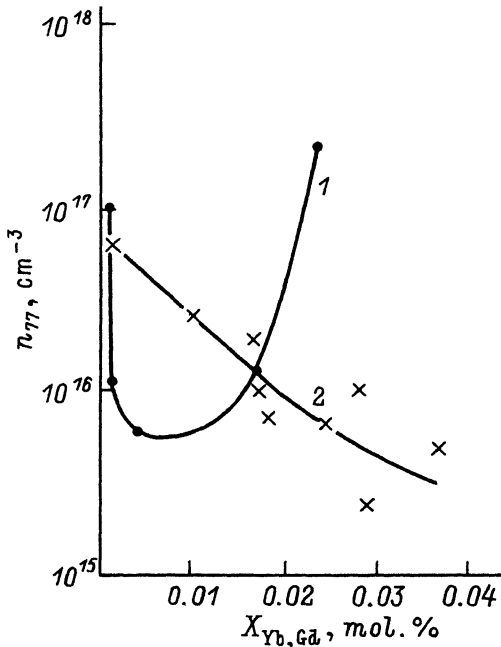


Рис. 1. Зависимость концентрации носителей тока при $T = 77$ К от концентрации примесей редкоземельных элементов Yb и Cd для образцов без свинца (1) и со свинцом (2).

эпитаксиальных слоев составляла 40—80 мкм. Подложка сошлифовывалась. Измерялись электропроводность σ , коэффициент Холла R , подвижность μ , магнитосопротивление $\Delta\rho/\rho$ и фотопроводимость ФП в интервале температур 77—300 К. Определялись концентрация доноров и акцепторов в образцах и их зависимость от степени легирования РЗЭ и наличия свинца в растворе-расплаве. Изучались характер распределения примесей и их энергетический спектр.

Параметры образцов, исследованных в работе, приведены в таблице. На рис. 1 показана зависимость концентрации носителей тока от количества легирующей примеси Yb и Cd для образцов, выращенных без свинца (кривая 1) и со свинцом (кривая 2). Видно, что когда образцы выращивались по обычной технологии без свинца (кривая 1) добавка в раствор-расплав небольшого количества (≈ 0.003

№ образца	Примесь	Концентрация, мол%	T = 300 K		T = 77 K		N_D, cm^{-3}	N_A, cm^{-3}	$K = \frac{N_A}{N_D}$
			n, cm^{-3}	$\frac{\mu}{\text{cm}^2/\text{В}\cdot\text{с}}$	n, cm^{-3}	$\frac{\mu}{\text{cm}^2/\text{В}\cdot\text{с}}$			
Состав раствора-расплава: In = 91.7 мол%, As = 8.3 мол%, Pb = 0									
1	0	0	$1 \cdot 10^{17}$	24000	$1 \cdot 10^{17}$	32000	$1 \cdot 10^{17}$	$2.5 \cdot 10^{15}$	0.01
2	Gd	0.0009	$1.2 \cdot 10^{16}$	23500	$1.05 \cdot 10^{16}$	54200	$1.6 \cdot 10^{16}$	$3.9 \cdot 10^{15}$	0.29
3	Yb	0.003	$6.1 \cdot 10^{15}$	31000	$5.3 \cdot 10^{15}$	91000	$7 \cdot 10^{15}$	$1.1 \cdot 10^{15}$	0.15
4	Yb	0.0173	$1.5 \cdot 10^{16}$	20000	$1.27 \cdot 10^{16}$	42200	$2 \cdot 10^{16}$	$4.7 \cdot 10^{15}$	0.24
5	Yb	0.0234	$2.1 \cdot 10^{17}$	15300	$2.2 \cdot 10^{17}$	21000	$2.1 \cdot 10^{17}$	$3 \cdot 10^{15}$	0.015
Состав раствора-расплава: In = 32.9 мол%, As = 3.7 мол%, Pb = 63 мол%									
6	0	0	$6 \cdot 10^{16}$	21600	$6 \cdot 10^{16}$	35000	$6.9 \cdot 10^{16}$	$4.5 \cdot 10^{15}$	0.07
7	Yb	0.01	$2.4 \cdot 10^{16}$	22000	$2.5 \cdot 10^{16}$	32000	$3.3 \cdot 10^{16}$	$9 \cdot 10^{15}$	0.27
8	Yb	0.016	$2.1 \cdot 10^{16}$	27800	$1.9 \cdot 10^{16}$	49800	$2.4 \cdot 10^{16}$	$3.4 \cdot 10^{15}$	0.14
9	Gd	0.017	$1.1 \cdot 10^{16}$	24000	$1 \cdot 10^{16}$	54000	$1.4 \cdot 10^{16}$	$2.7 \cdot 10^{15}$	0.20
10	Gd	0.018	$7.5 \cdot 10^{15}$	21300	$7 \cdot 10^{15}$	38000	$1.3 \cdot 10^{16}$	$5.9 \cdot 10^{15}$	0.44
11	Yb	0.0247	$8.3 \cdot 10^{15}$	20500	$6.3 \cdot 10^{15}$	38500	$1.4 \cdot 10^{16}$	$5.8 \cdot 10^{15}$	0.41
12	Gd	0.0283	$4.1 \cdot 10^{16}$	25000	$1.2 \cdot 10^{16}$	46800	$1.6 \cdot 10^{16}$	$4.3 \cdot 10^{15}$	0.27
13	Yb	0.0289	$4.7 \cdot 10^{15}$	13000	$2.5 \cdot 10^{15}$	15200	$1.3 \cdot 10^{16}$	$8 \cdot 10^{15}$	0.59
14	Yb	0.037	$6.8 \cdot 10^{15}$	27000	$5.5 \cdot 10^{15}$	44000	$1.2 \cdot 10^{16}$	$5.2 \cdot 10^{15}$	0.43

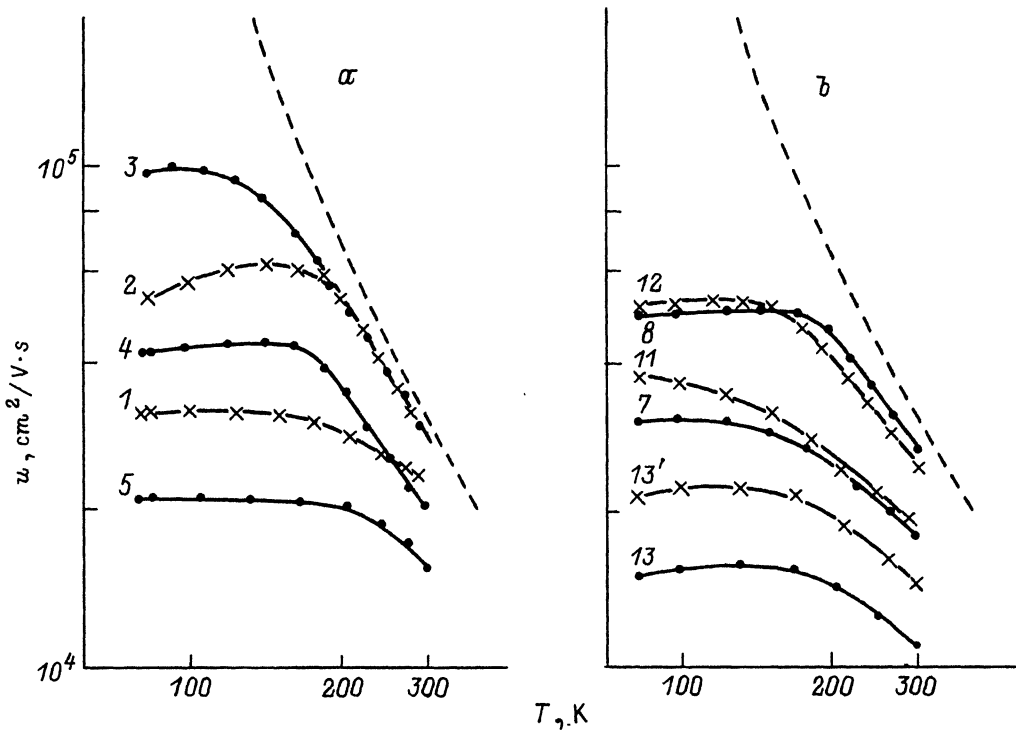


Рис. 2. Зависимость подвижности от температуры для образцов без свинца (а) и со свинцом (б). Номера кривых соответствуют номерам образцов в таблице. 13' — подвижность μ_0 в матрице для образца № 13. Пунктир — теоретическая кривая для рассеяния на колебаниях решетки [6].

мол%) РЗЭ (как Yb, так и Cd) резко уменьшает концентрацию электронов (от 10^{17} см^{-3} до $6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$), при этом подвижность увеличивается и в наилучшем образце № 3 ($n = 6.1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) при температуре жидкого азота $\mu_{77} = 91\,000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, при комнатной температуре $\mu_{300} = 31\,000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. При дальнейшем увеличении концентрации РЗЭ в растворе-расплаве (приблизительно до 0.02 мол%) концентрация электронов слегка возрастает, а при концентрации РЗЭ свыше 0.02 мол% концентрация электронов резко увеличивается. Подвижность в образцах при $T = 77 \text{ К}$ уменьшается с ростом концентрации носителей тока (см. таблицу).

Иначе зависит концентрация электронов от количества РЗЭ при наличии свинца в растворе-расплаве (кривая 2). В этих образцах концентрация носителей тока непрерывно падает от $6 \cdot 10^{16}$ до $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ с увеличением РЗЭ в растворе-расплаве (от 0 до 0.037 мол%). Подвижность носителей тока в них несколько ниже, чем в образцах, полученных без свинца. Особенно это характерно для образцов № 10—14, в которых уменьшение концентрации носителей тока ниже 10^{16} см^{-3} приводит не к росту, а к падению их подвижности (см. таблицу, рис. 2, 3).

Для определения концентрации доноров N_D и акцепторов N_A в образцах исследовалась температурная зависимость подвижности, которая, как известно, в совершенных образцах определяется рассеянием на ионах примесей u_i и на колебаниях решетки u_{ph} : $1/u = 1/u_i + 1/u_{ph}$. Экспериментальная зависимость подвижности от температуры дана на рис. 2. Видно, что в наиболее чистых образцах № 2 и 3 без свинца (рис. 2, а) эта экспериментальная величина при $T > 150 \text{ К}$ близка к теоретической зависимости для рассеяния на колебаниях

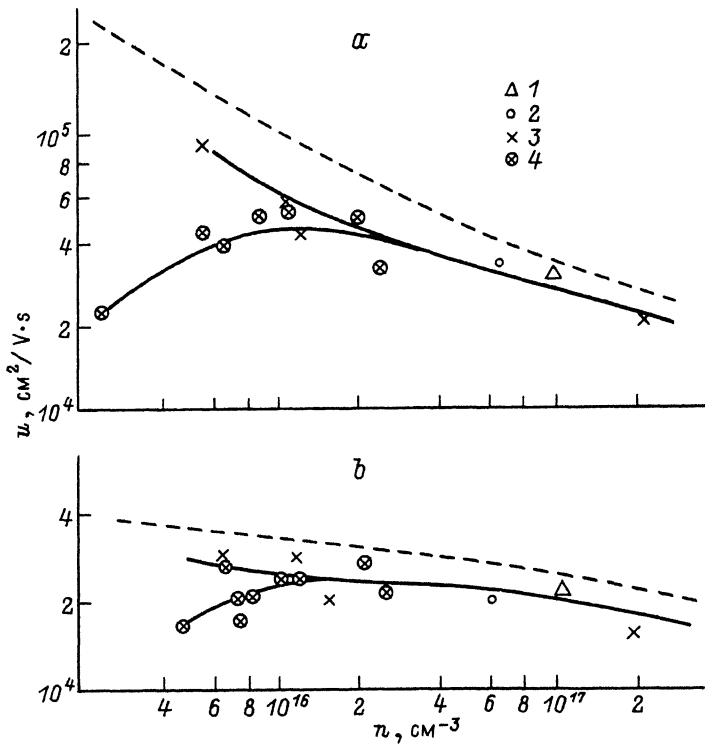


Рис. 3. Зависимость подвижности электронов ($a - T = 77 \text{ K}$, $b - T = 300 \text{ K}$) от концентрации для образцов: 1 — без Pb и без PЗЭ, 2 — с Pb без PЗЭ, 3 — без Pb с PЗЭ, 4 — с Pb и с PЗЭ. Пунктир — теоретические кривые для рассеяния на решетке и ионах примеси [6, 7].

решетки [6], а при более низких температурах — к рассеянию на ионах примеси. В большинстве образцов со свинцом (рис. 2, b), а также в образцах № 4, 5 с большим содержанием PЗЭ (без Pb) (рис. 2, a), характер зависимости подвижности от температуры сохраняется, но значения подвижности занижены во всем интервале температур. Такое снижение подвижности, особенно при высоких температурах, свидетельствует о наличии дополнительных центров рассеяния и не позволяет непосредственно из подвижности определить концентрацию примесей. Известно, что такими дополнительными центрами рассеяния могут быть скопления примесей, неоднородности, дислокации, при этом в зависимости от размеров этих образований их влияние на электрические свойства кристаллов различно. Небольшие скопления примесей (2—3 атома) с размерами, не превышающими длину свободного пробега электрона, создают вокруг себя области пространственного заряда (ОПЗ), которые действуют как «убийцы подвижности» типа Вайсберга, при этом подвижность, обусловленная ОПЗ, $u_s \sim T^{-0.9}$ [8]. Более крупные образования или скопления примесей с размерами, значительно превышающими длину свободного пробега электронов, могут занимать значительную часть кристалла, искривлять линии тока и занижать подвижность при всех температурах приблизительно одинаково.

Для выявления природы дополнительных центров рассеяния было исследовано поперечное и продольное магнитосопротивление, которое очень чувствительно к наличию различных скоплений и неоднородностей. Известно, что поперечное магнитосопротивление $(\Delta\rho/\rho)^\perp$ можно представить в виде суммы

$$(\Delta\rho/\rho)^\perp = (\Delta\rho/\rho)_{\text{phys}} + (\Delta\rho/\rho)_{\text{nonhomo}}$$

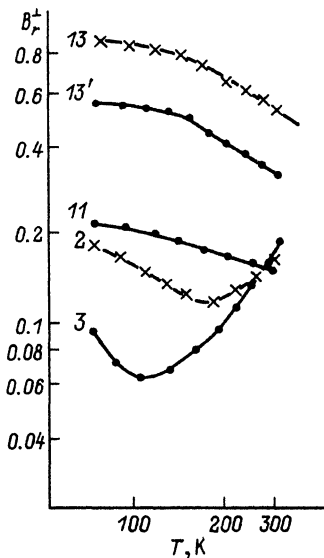


Рис. 4. Зависимость коэффициента магнитосопротивления B_r^+ от температуры. Номера кривых соответствуют номерам образцов в таблице. 13' — коррелированные значения B_r^+ в образце № 13.

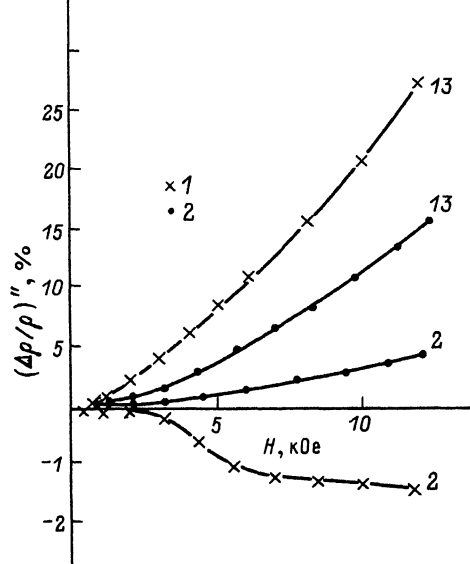


Рис. 5. Зависимость продольного магнитосопротивления от напряженности магнитного поля для образцов № 2 и 13 при T, K : 1 — 77, 2 — 300.

Первый член $(\Delta\rho/\rho)_{\text{phys}} = B_r^+ (uH/c)^2$ определяется только механизмом рассеяния, и, согласно теории для невырожденных полупроводников, $B_r^+ = 0.56$ для рассеяния на ионах примеси и $B_r^+ = 0.1$ для рассеяния на колебаниях решетки. При промежуточных температурах B_r^+ определяется смешанным механизмом рассеяния и должно проходить через минимум. Существование второго члена $(\Delta\rho/\rho)_{\text{nonhomo}}$ свидетельствует о наличии различных скоплений и неоднородностей в кристалле.

Как видно из рис. 4, в образцах с высокой подвижностью (образцы № 2, 3) минимум температурной зависимости B_r^+ находится приблизительно при той же температуре, что и максимум подвижности, что свидетельствует о смене механизма рассеяния при этой температуре. В образцах с низкой подвижностью (образцы № 11, 13) минимум B_r^+ не наблюдается в точке максимума подвижности. Величина B_r^+ при комнатной температуре для всех образцов выше теоретической, а для образца № 13 с очень низкой подвижностью B_r^+ выше теоретических значений во всем интервале температур. Это подтверждает наше предположение о том, что помимо рассеяния на ионах примеси и колебаниях решетки существуют дополнительные центры рассеяния (скопления примесных центров), причем, видимо, различной природы в образцах с высокой и с низкой подвижностью.

Определить размеры и характер рассеивающих центров позволяет исследование продольного магнитосопротивления $(\Delta\rho/\rho)^1$. Известно, что в изотропном примесном полупроводнике, каким является $n\text{-InAs}$, продольное магнитосопротивление должно отсутствовать. В наших образцах с высокой подвижностью носителей тока (образец № 2) наблюдается небольшое отрицательное продольное магнитосопротивление (ОМС) при $T = 77$ К и очень небольшое положительное продольное магнитосопротивление при $T = 300$ К; а в образцах с очень низкой подвижностью (образец № 13) $(\Delta\rho/\rho)^1$ было положительным как при $T = 300$ К, так и при $T = 77$ К (рис. 5).

Появление ОМС при низких температурах наблюдалось и ранее в n -InAs и связывалось со взаимодействием электронов в области металлической проводимости и вблизи перехода металл—диэлектрик [9, 10].

Положительное продольное магнитосопротивление свидетельствует о наличии крупных скоплений с размерами много больше длины свободного пробега электронов, которые искажают пути протекания тока и к которым применима теория эффективной среды [11].

Согласно этой теории, можно выделить долю крупных скоплений и определить истинную подвижность в матрице кристалла по формулам

$$u = u_0 \frac{1 - 3/2f}{1 - 3/4f}, \quad (\Delta\rho/\rho)^n = 0.3f \left(\frac{u_0 H}{c} \right)^2,$$

где u_0 — подвижность в матрице кристалла, а f — доля объема, занимаемая скоплениями. Решая эту систему уравнений, зная u и $(\Delta\rho/\rho)^n$, можно определить u_0 и f . Во всех образцах с высокой подвижностью $f = 0.03$ — 0.05 и подвижность u_0 близка к экспериментальной, т. е. крупные скопления примесей отсутствуют. В образцах с низкой подвижностью и низкой концентрацией носителей тока, которые могли быть получены только в присутствии свинца и при высоких концентрациях РЗЭ ($Pb \approx 60$ мол%, РЗЭ ≥ 0.28 мол%), доля объема, занятая неоднородностями, возрастает. В частности, в образце № 13 $f_{300} \approx f_{77} = 0.225$, подвижность в матрице u_0 значительно выше экспериментальной (рис. 2, б), что свидетельствует о наличии крупных образований, искривляющих пути протекания тока.

Полученные значения u_0 позволяют определить коррелированные значения коэффициента магнитосопротивления $B_r^0 = (\Delta\rho/\rho)^+ \left(\frac{c}{u_0 H} \right)^2$, которые оказались все равно выше, чем для рассеяния только на ионах примеси и колебаниях решетки (рис. 4), что указывает, как и температурный ход подвижности, на существование дополнительного механизма рассеяния с подвижностью u_s . Таким образом, экспериментальная подвижность во всем интервале температур определяется тремя механизмами: $1/u_0 = 1/u_l + 1/u_{pb} + 1/u_s$.

На рис. 3 представлена зависимость экспериментальной подвижности от концентрации носителей тока при $T = 77$ К и $T = 300$ К в сравнении с теоретическими подвижностями, рассчитанными для двух механизмов рассеяния: на ионах примеси и колебаниях решетки ($1/u = 1/u_l + u_{pb}$). При этом u_{pb} была взята из работы [6], а подвижность u_l рассчитывалась по формуле Брукса—Херринга [7] с учетом изменения эффективной массы m^* из-за непараболичности зоны проводимости:

$$u_l = 3.2 \cdot 10^{15} \kappa^2 \left(\frac{m}{m^*} \right)^{1/2} T^{3/2} \frac{1}{N_l \left[\ln(1+b) - \frac{b}{b+1} \right]},$$

$$b = 1.3 \cdot 10^{14} \kappa \frac{m^* T^2}{m n},$$

где диэлектрическая проницаемость $\kappa = 14.5$, эффективная масса на дне зоны проводимости $m^* = 0.024 m$, N_l — полная концентрация ионов примесей.

Более низкие значения экспериментальной подвижности (сплошные линии на рис. 3) по сравнению с теоретической (прерывистые линии на рис. 3) свидетельствуют о наличии дополнительного механизма рассеяния с подвижностью u_s , который, как и в исследованных ранее [2] образцах, определяется рассеянием на объемных зарядах. Так как, согласно теории Вайсберга, вклад

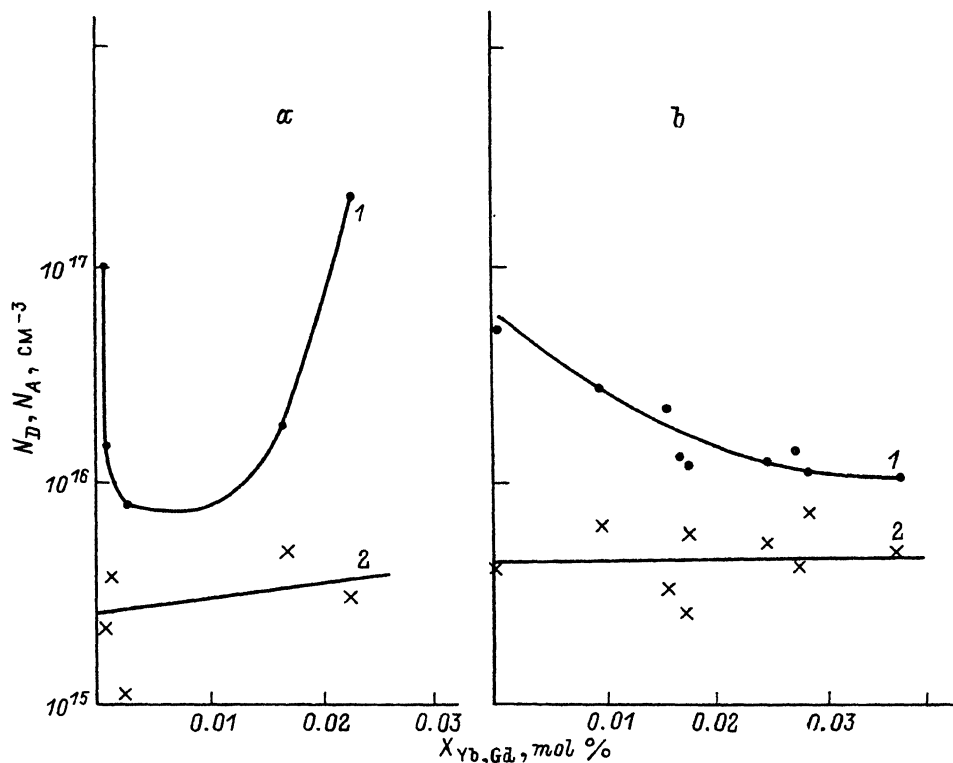


Рис. 6. Зависимость концентрации доноров N_D (1) и акцепторов N_A (2) от концентрации РЗЭ для образцов: а — без Pb, б — с Pb.

этого механизма рассеяния наиболее значителен при комнатной температуре, то при этой температуре из сопоставления экспериментальной подвижности и теоретической (рис. 3, в) можно легко выделить u_s^{300} и затем из закона $u_s \sim T^{-0.9}$ определить u_s^{77} . Учитывая все 3 механизма рассеяния, можно рассчитать u_i^{exp} при $T = 77$ К и найти концентрацию ионов примеси при температуре жидкого азота: $N_i^{77} = u_i^{\text{th}}/u_i^{\text{exp}} \cdot n_{77}$. Концентрации акцепторов N_A и доноров N_D можно определить по формулам $N_A = (N_i^{77} - n_{77})/2$ и $N_D = N_A + n_{300}$; степень компенсации $K = N_A/N_D$. Значения N_D , N_A и K даны в таблице, их зависимость от концентрации РЗЭ — на рис. 6, а, б.

Как видно из рис. 6, концентрация акцепторов N_A во всех образцах практически не зависит от уровня легирования РЗЭ и присутствия свинца в растворе-расплаве и сохраняется приблизительно постоянной: $N_A \approx (3-6) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Концентрация доноров зависит от концентрации РЗЭ, так же как и концентрация носителей тока n . Сравнивая образцы, полученные без свинца и в присутствии свинца, можно видеть, что минимальная концентрация доноров $N_D = 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ получена в образцах без свинца при содержании РЗЭ ≈ 0.003 мол %. В образцах, полученных в присутствии Pb, концентрация доноров падает не так резко с ростом концентрации РЗЭ и достигает значений $\approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при содержании РЗЭ ≈ 0.02 мол %.

Ранее [2] нами было показано, что использование свинца в качестве нейтрального растворителя изменяет концентрацию и тип структурных дефектов ($V_{As} + \text{МП}$), а также уменьшает концентрацию мелких фоновых примесей (МП),

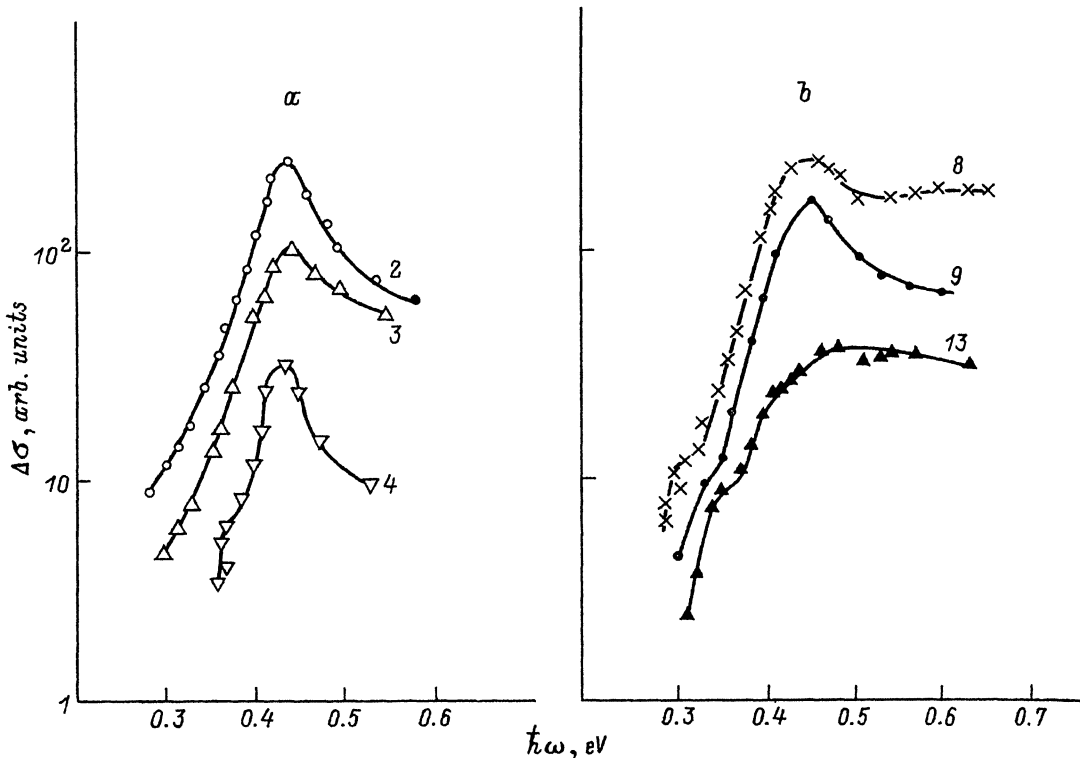


Рис. 7. Спектральные зависимости фотопроводимости для образцов без Pb (а) и с Pb (b). Номера кривых соответствуют номерам образцов в таблице.

возможно, за счет образования в растворе-расплаве соединений PbS, PbSe, PbTe и др. Влияние РЗЭ, по всей вероятности, сводится также к уменьшению концентрации мелких примесей путем образования соединений их с РЗЭ. Так как в образцах со свинцом они уже в основном связаны в соединения типа PbS, PbSe, PbTe, то изменение концентрации носителей тока при введении РЗЭ происходит медленно: концентрация плавно падает с ростом РЗЭ (кривая 1, рис. 6, b). При отсутствии свинца в растворе-расплаве концентрация n и N_D падает резко (кривая 1, рис. 6, a), так как, по-видимому, РЗЭ убирают мелкие фоновые примеси. Возрастание же концентрации носителей тока и доноров при больших концентрациях РЗЭ (рис. 1 и 6, a) объяснить трудно. Возможно, сами РЗЭ могут образовывать какие-то донорные структурные дефекты в сочетании с вакансиями мышьяка (например, $V_{As} + \text{РЗЭ}$). В образцах, полученных в присутствии свинца, таких вакансий As мало и новые дефекты не образуются (рис. 6, b).

Исследование фотопроводимости позволяет получить сведения об энергетическом спектре примесей и структурных дефектов. На рис. 7 представлены спектральные зависимости фотопроводимости наиболее чувствительных образцов (величина запрещенной зоны E_g при $T = 80$ К составляет 0.4 эВ). На рис. 7, a представлены кривые для образцов, выращенных в отсутствие свинца в растворе-расплаве и при различном легировании РЗЭ. При введении в расплав РЗЭ в количестве 0.0009—0.003 мол% наблюдается лишь монотонный спад длинноволнового края фотопроводимости (образцы № 2, 3). С увеличением же содержания РЗЭ (≈ 0.02 мол%) на кривой 4 в области примесной фотопроводимости заме-

ген всплеск сигнала при энергии фотонов ≈ 0.38 эВ, что соответствует переходу электронов из валентной зоны на уровень с энергетическим положением $E_c - 0.015$ эВ. Можно предположить, как уже говорилось выше, что при больших концентрациях РЗЭ вакансии мышьяка захватывает атомы РЗЭ и образует центр ($V_{As} + \text{РЗЭ}$) с такой же энергией активации (0.01—0.015 эВ), что и наблюдаемый ранее по температурной зависимости коэффициента Холла [2] центр ($V_{As} + \text{МП}$).

Теперь рассмотрим спектральные зависимости для образцов, легированных РЗЭ в присутствии свинца в растворе-расплаве (рис. 7, б). В этом случае при незначительном содержании РЗЭ (кривые 8, 9) донорные уровни $E_D = 0.01 - 0.015$ эВ отсутствуют и соответствующие им переходы на спектральной зависимости при $h\nu = 0.38$ эВ не наблюдаются. При содержании же РЗЭ ≈ 0.029 мол% на кривой 13 в этой области примесной фотопроводимости четко виден максимум, связанный с фотоионизацией уровня 0.015 эВ. По всей вероятности, это и есть центр, образованный вакансией мышьяка с примесями РЗЭ. На кривых фотопроводимости в области $h\nu = 0.34 - 0.35$ эВ заметен и второй максимум. Эти переходы можно связать с акцепторным уровнем $E_v + 0.05$ эВ, упоминавшимся в работе [2]. Он расположен в нижней половине запрещенной зоны, поэтому не проявляется в температурной зависимости коэффициента Холла. Наблюдаемый же фотосигнал соответствует фотовозбуждению с него электронов в зону проводимости.

Заключение. 1. Таким образом, при введении в раствор-расплав РЗЭ их влияние на свойства полученных эпитаксиальных слоев во многом аналогично влиянию свинца, используемого в качестве нейтрального растворителя, который связывает мелкие примеси, создавая химические соединения.

2. Легирование редкоземельными элементами Yb и Gd в небольших количествах (≈ 0.003 мол%) позволяет понизить концентрацию носителей тока в эпитаксиальных слоях *n*-InAs на 1.5 порядка за счет уменьшения концентрации доноров. Подвижность при этом возрастает до значений, близких к теоретическим.

3. При легировании *n*-InAs редкоземельными элементами в больших количествах (> 0.02 мол%) концентрация носителей тока и доноров увеличивается, что связано, по-видимому, с появлением новых дефектов. Можно предположить, что это дефект типа $V_{As} + \text{РЗЭ}$.

4. При легировании Yb и Gd эпитаксиальных слоев арсенида индия, выращенных с нейтральным растворителем (Pb ≈ 60 мол%), концентрация носителей тока и доноров уменьшается на 2 порядка, однако подвижность при этом гораздо ниже теоретической, что связано, с одной стороны, с появлением дополнительных центров рассеяния (скоплений примесей), а с другой стороны, с ростом степени компенсации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] R. J. Harrison, P. A. Houston. *J. Cryst. Growth.*, 78, 257 (1986).
- [2] А. Н. Баранов, Т. И. Воронина, А. А. Гореленок, Т. С. Лагунова, А. М. Литвак, М. А. Сиповская, С. П. Старосельцева, В. А. Тихомирова, В. В. Шерстнев. *ФТП*, 26, 1612 (1992).
- [3] Т. И. Воронина, Т. С. Лагунова, Б. Е. Саморуков, Н. А. Стругов. *ФТП*, 22, 147 (1983).
- [4] Н. Т. Баграев, А. Н. Баранов, Т. И. Воронина, Ю. П. Толпаров, Ю. П. Яковлев. *Письма ЖТФ*, 11, 117 (1985).
- [5] Н. Т. Баграев, Л. С. Власенко, К. А. Гацоев, А. Т. Гореленок, А. В. Каматин, В. В. Мамутин, Б. В. Пушный, В. К. Тибилов, Ю. Н. Толпаров, А. Е. Шубин. *ФТП*, 18, 83 (1984).
- [6] D. L. Rode. *Phys. Rev. V*, 3, 3287 (1971).
- [7] Д. Д. Блатт. *Теория подвижности электронов в твердых телах*. М.—Л. (1963).
- [8] L. R. Weisberg. *J. Appl. Phys.*, 33, 1817 (1962).

- [9] Т. И. Воронина, О. В. Емельяненко, Т. С. Лагунова, З. И. Чугуева, З. Ш. Яновицкая. ФТП, **18**, 743 (1984).
- [10] Т. И. Воронина, О. В. Емельяненко, Т. С. Лагунова, Д. Д. Недеогло. ФТП, **20**, 1025 (1986).
- [11] M. H. Cohen. Phys. Rev. Lett., **30**, 696 (1973).

Редактор В. В. Чалдышев
