

# Выращивание и легирование магнием слоев InAs методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений

© Т.И. Воронина, Т.С. Лагунова, С.С. Кижаяев<sup>¶</sup>, С.С. Молчанов, Б.В. Пушный, Ю.П. Яковлев

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

(Получена 27 октября 2003 г. Принята к печати 4 ноября 2003 г.)

Получены эпитаксиальные слои InAs, легированные Mg методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений, и изучены их электрические свойства. Легирование магнием InAs во время роста методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений позволяет получить сильно компенсированный  $p$ -InAs с предельной концентрацией дырок  $p \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и с низкой подвижностью носителей ( $\mu \approx 50 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  при  $T = 300 \text{ К}$ ). При слабом уровне легирования Mg кристаллизуются слои InAs  $n$ -типа проводимости с высокой подвижностью по сравнению с нелегированными слоями  $n$ -InAs за счет связывания нейтральных примесей магнием.

## 1. Введение

Преднамеренно не легированный арсенид индия, полученный различными методами, всегда имеет  $n$ -тип проводимости. Для метода Чохральского (температура роста кристалла  $\sim 900^\circ\text{C}$ ) характерна кристаллизация из раствора–расплава, близкого по составу к стехиометрическому. Материал получается  $n$ -типа проводимости с минимальной концентрацией электронов  $n \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и подвижностью  $\mu \approx 5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  при  $T = 77 \text{ К}$  и  $\mu \approx 2 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  при  $T = 300 \text{ К}$ . Проводимость в этом случае определяется мелкими донорными примесями S, Se и Te с энергией ионизации  $E_1 = 0.002 \text{ эВ}$ , которые всегда присутствуют в исходных компонентах.

В кристаллах, синтезируемых при более низких температурах ( $500\text{--}650^\circ\text{C}$ ) различными эпитаксиальными методами, как показало исследование фотопроводимости и зависимости коэффициента Холла от температуры, кроме вышеупомянутых существуют примеси с энергией активации  $E_2 = 0.02\text{--}0.03 \text{ эВ}$ , обусловленные нарушением стехиометрии в растворе–расплаве при понижении температуры роста пленки. В соответствии с диаграммой состояний при таких температурах InAs кристаллизуется в решетку с недостатком As. В результате возникает донорный структурный дефект „вакансия As + захваченная им примесь“ ( $V_{\text{As}} + \text{примесь}$ ), который увеличивает концентрацию электронов в эпитаксиальной пленке. Соотношение As и In, а следовательно, количество структурных дефектов и концентрация электронов в кристалле зависят от температуры выращивания.

Для получения материала  $p$ -типа чаще всего используют цинк, который хорошо растворяется в InAs и позволяет получить материал с концентрацией дырок  $p > 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Цинк, однако, — быстро диффундирующая примесь, из эпитаксиальных слоев он проникает в подложку, что может повлиять на свойства материала и их воспроизводимость. Кроме того, известно использование Mn как акцептора в InAs. В этом случае макси-

мальная концентрация  $p \approx (5\text{--}8) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Марганец создает глубокие уровни в GaAs, InP, и, возможно, в InAs, поэтому применение Mn в качестве акцепторной примеси уменьшает эффективность люминесценции в приборах.

В данной работе исследуется легирование InAs магнием, так как коэффициент диффузии магния  $D = 1.98 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2/\text{с}$ , в отличие от Zn, у которого  $D = 3.11 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$  [1]. Во всех соединениях  $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ , полученных различными методами, Mg проявлял себя как акцептор, замещая атомы In. Если рассматривать метод газофазной эпитаксии из металлорганических соединений (МОГФЭ), то проводились исследования легирования Mg слоев GaAs [2], InP [3–5], твердых растворов GaInAsP, AlGaInP [4,6,7], InGaAs [4,8], но нет сообщений о введении Mg в слои InAs.

В данной работе впервые сделана попытка вырастить и исследовать слои InAs, легированные Mg, с использованием метода МОГФЭ. Работа посвящена получению эпитаксиальных слоев InAs, легированных Mg, методом МОГФЭ и изучению их электрических свойств. В интервале температур  $T = 77\text{--}300 \text{ К}$  измерялись проводимость, коэффициент Холла  $R$ , подвижность  $\mu$  и магнитосопротивление  $\Delta\rho/\rho$  в образцах с различной степенью легирования Mg. Сопоставлялись результаты, полученные при одной и той же температуре подложки и при одинаковом соотношении компонентов As и In в газовой фазе, но с разной концентрацией Mg.

## 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Слои InAs были выращены методом МОГФЭ в реакторе горизонтального типа при атмосферном давлении. Подложки размещались на молибденовом подложкодержателе с резистивным нагревом. Использовались полуизолирующие подложки GaAs, легированные Cr с ориентацией (111), а также подложки InAs(100) ( $n \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ). Общий поток водорода через реактор был 16 л/мин. В качестве источников использовались

<sup>¶</sup> E-mail: serguie@mail.ru

Таблица 1. Характеристики не легированных и легированных Mg эпитаксиальных слоев InAs

№ образца	Количество вводимого в реактор Mg, мкмоль/мин	$T = 300 \text{ K}$				$T = 77 \text{ K}$			
		Тип проводимости	Концентрация носителей заряда, $10^{16} \text{ см}^{-3}$	Подвижность носителей заряда, $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$V_r^+$	Тип проводимости	Концентрация носителей заряда, $10^{16} \text{ см}^{-3}$	Подвижность носителей заряда, $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$V_r^+$
1	0	<i>n</i>	7.76	4450	0.55	<i>n</i>	7.7	4150	1.0
2	0.047	<i>n</i>	7.6	5220	1.1	<i>n</i>	6.4	7840	1.9
3	0.068	<i>n</i>	7.7	6430	0.6	<i>n</i>	6.35	11450	1.4
4	0.190	<i>n</i>	8.06	6320	0.95	<i>n</i>	1.4	9600	1.67
5	0.239	<i>n</i>	6.6	6130	1.1	<i>n</i>	5.8	9200	1.5
6	0.971	<i>n</i>	5.5	4250	0.83	<i>n</i>	1	4000	1.1
7	1.972	<i>n</i>				<i>n</i>			
8	3.223	<i>n</i>				<i>p</i>			
9	15.121	<i>n</i>				<i>p</i>			
10*	15.121	<i>p</i>	180	50		<i>p</i>	125	40	

Примечание. \* Образец 10 выращен при  $570^\circ\text{C}$ , для остальных образцов температура роста была  $600^\circ\text{C}$ .

триметилиндий  $\text{TMIn}$ , разбавленный до 20% в водородоарсин  $\text{AsH}_3$ . Для легирования эпитаксиальных слоев Mg было выбрано соединение бисциклопентадиенил магния  $(\text{C}_5\text{H}_5)_2\text{Mg}$ . Фотолюминесцентные свойства нелегированного InAs, выращенного на подложках InAs, ранее исследовались в работах [9,10], где были также определены оптимальные условия роста слоев: отношение компонентов в газовой фазе  $V/\text{III} = 40$ , температура роста  $600^\circ\text{C}$ , скорость роста  $0.4 \text{ мкм/ч}$ .

Основные характеристики исследованных в настоящей работе не легированных и легированных магнием эпитаксиальных слоев приведены в табл. 1.

Рассмотрим сначала свойства преднамеренно не легированных образцов, которые всегда имели *n*-тип проводимости. Образец 1 является типичным из них. В нем концентрация электронов  $n_{77} = 7.8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и  $n_{300} = 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , подвижность электронов  $\mu_{77} = 4150 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  и  $\mu_{300} = 4450 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Видно, что для такой концентрации носителей тока подвижность электронов очень низкая и обусловлена не только рассеянием на колебаниях решетки и ионах примеси, а какими-то дополнительными факторами, природу которых мы постараемся установить при анализе температурных и полевых зависимостей эффекта Холла, подвижности и магнитосопротивления в этих образцах.

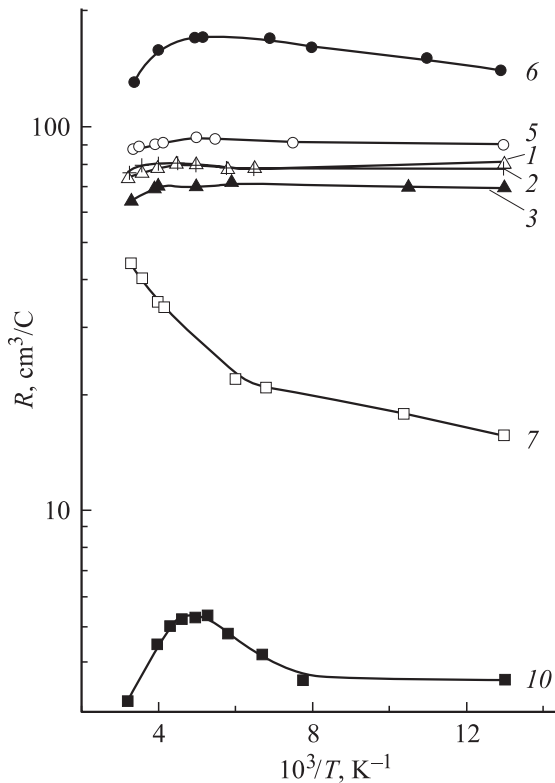
Рассмотрим динамику изменения свойств эпитаксиальных слоев InAs по мере увеличения количества Mg, вводимого в реактор. При легировании вплоть до количества вводимого Mg  $0.068 \text{ мкмоль/мин}$  концентрация электронов остается практически неизменной, но их подвижность возрастает в 2–3 раза (до  $\mu_{77} = 11450 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  в образце 3). При увеличении количества Mg в реакторе до  $0.19 \text{ мкмоль/мин}$  наблюдается уменьшение концентрации электронов и их подвижности в слое. В образце 6  $n_{77} = 5.2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_{300} = 5.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ; подвижность  $\mu_{77} = 4000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ,  $\mu_{300} = 4250 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Это свидетельствует о начале компенсации примесей. При дальнейшем увеличении ко-

личества вводимого Mg, начиная с  $3.223 \text{ мкмоль/мин}$  (образец 8), происходит перекомпенсация примесей и слои InAs имеют *p*-тип проводимости (при  $T = 77 \text{ K}$ ) с очень низкой подвижностью ( $\mu_{77} = 180 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ). При  $T = 300 \text{ K}$  проводимость имеет электронный характер. Такая же картина наблюдается при количестве вводимого Mg  $15.121 \text{ мкмоль/мин}$ . Дырочный тип проводимости как при  $T = 300 \text{ K}$ , так и при  $T = 77 \text{ K}$  удалось получить при той же концентрации Mg, но только при снижении температуры выращивания до  $T = 570^\circ\text{C}$ . При этом слои имели концентрацию дырок  $p_{77} = 1.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $p_{300} = 1.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  с низкой подвижностью  $\mu_{77} = 40 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ,  $\mu_{300} = 51 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  и очень плохой морфологией слоев.

### 3. Анализ результатов

Перейдем к анализу полученных результатов. Рассмотрим вначале температурную зависимость коэффициента Холла  $R$  для всех исследованных образцов. На рис. 1 приведена зависимость  $R$  от обратной температуры. Видно, что как в исходном образце 1, так и во всех легированных Mg, кроме образца 7, коэффициент Холла практически не изменяется, что указывает на вырожденные электронного газа. Только при высоких температурах ( $T > 210 \text{ K}$ ) намечается небольшое уменьшение  $R$ , связанное, возможно, с проявлением более глубоких уровней (не водородоподобных) в запрещенной зоне ( $E_D \approx 0.02 \text{ эВ}$ ). В образце 7 наблюдается аномальный ход зависимости  $R$  от  $1/T$ , что можно объяснить сильной компенсацией примесей, в результате которой возникают флуктуации потенциала и искажение дна зоны проводимости и валентной зоны „хвостами“ плотности состояний. В этом случае коэффициент Холла, согласно теории [11], не отражает концентрацию носителей тока. Проводимость осуществляется по уровню протекания.

В образце 10 с проводимостью *p*-типа, полученном при  $T = 570^\circ\text{C}$ , имеет место наличие макси-



**Рис. 1.** Зависимость коэффициента Холла от обратной температуры. Номера кривых соответствуют номерам образцов в табл. 1.

му на температурной зависимости эффекта Холла, что указывает на проводимость по примесной зоне ( $p \approx 1.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) аналогично InAs, легированному Zn, полученному методом Чохральского.

Остановимся на анализе подвижности носителей тока в исследованных образцах. Известно, что подвижность, как и магнитосопротивление, — эффекты, чувствительные к механизму рассеяния, а также к виду рассеивающих центров. На рис. 2 представлены температурные зависимости подвижности. Видно, что во всех образцах, даже в исходном не легированном образце 1, в интервале температур 77–300 К экспериментальные значения подвижности  $\mu_e$  очень низкие. Обычно понижение подвижности может быть вызвано компенсацией носителей тока. Однако форма температурной зависимости (слабая зависимость от температуры при низких температурах) не говорит в пользу этого предположения, а указывает на существование каких-то дополнительных механизмов рассеяния  $\mu_{def}$ , кроме рассеяния на колебаниях решетки  $\mu_{lat}$  и ионах примеси  $\mu_{ion}$ . Экспериментальная подвижность складывается из этих трех компонентов:

$$1/\mu_e = 1/\mu_{ion} + 1/\mu_{lat} + 1/\mu_{def}. \quad (1)$$

В свою очередь  $\mu_{def}$  может определяться несколькими механизмами рассеяния. Во-первых, это могут быть объемные пространственные заряды (ОПЗ), которые

наиболее сильно занижают подвижность при комнатной температуре. Обусловленная ими подвижность  $\mu_s$  зависит от температуры:  $\mu_s \propto T^{-0.9}$  [12]. Во-вторых, это крупные нейтральные скопления примесей и дефектов, искажающие линии тока и понижающие подвижность. Воспользовавшись теорией эффективной среды [13], можно определить подвижность в проводящей матрице  $\mu_0$  кристалла и долю объема, занимаемую скоплением. Еще один вид дополнительного рассеяния создают нейтральные атомы примеси; подвижность  $\mu_N$  в этих случаях не зависит от температуры и

$$\mu_N = 3.08 \cdot 10^{19}/N, \quad (2)$$

где  $N$  — концентрация нейтральных примесей.

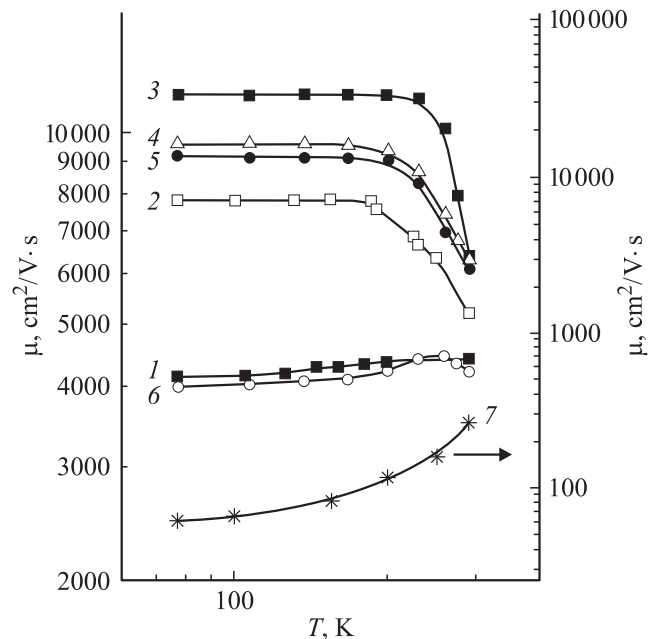
Полная картина механизмов рассеяния в исследуемых образцах может быть получена при совокупном анализе подвижности и магнитосопротивления, как поперечного  $(\Delta\rho/\rho)^\perp$ , так и продольного  $(\Delta\rho/\rho)^\parallel$ . Поперечное магнитосопротивление  $(\Delta\rho/\rho)^\perp$ , т.е. изменение сопротивления в магнитном поле, направленном перпендикулярно линиям тока в образце, аддитивно складывается из физического  $(\Delta\rho/\rho)_{phys}$ , обусловленного лоренцевской подвижностью, и компоненты  $(\Delta\rho/\rho)_{inhom}$ , обусловленной существованием различных неоднородностей (скоплением дефектов, примесей, дислокаций и т.д.):

$$\Delta\rho/\rho = (\Delta\rho/\rho)_{phys} + (\Delta\rho/\rho)_{inhom}. \quad (3)$$

Физическое магнитосопротивление

$$\Delta\rho/\rho = B_r(\mu H/c)^2 \quad (4)$$

в слабых полях (до  $\mu H/c \leq 1$ ) пропорционально  $H^2$ , а коэффициент  $B_r$  определяется механизмами рассеяния



**Рис. 2.** Зависимость подвижности от температуры. Номера кривых соответствуют номерам образцов в табл. 1.

Таблица 2. Результаты расчетов величин  $N_A, N_D, N_N$  и  $k$

№ образца	Количество вводимого Mg, мкмоль/мин	$\mu_{Lor}$ , см <sup>2</sup> /В·с	$\mu_0$ , см <sup>2</sup> /В·с	$f$	$\mu_s^{300}$ , см <sup>2</sup> /В·с	$\mu_s^{77}$ , см <sup>2</sup> /В·с	$\mu_N^{77}$ , см <sup>2</sup> /В·с	$N_A$ , 10 <sup>16</sup> см <sup>-3</sup>	$N_D$ , 10 <sup>17</sup> см <sup>-3</sup>	$N_N$ , 10 <sup>15</sup> см <sup>-3</sup>	$k$
1	0	14300	5500	0.2	7600	28000	13400	6.2	1.4	23	0.44
2	0.047	22000	7840		7140	27800	21700	2.55	1.05	1.4	0.24
3	0.068	25000	11450		9500	37000	50000	2	1.05	0.6	0.2
4	0.190	25000	9800		9170	35700	25000	2	9.2	1.2	0.22
5	0.239	25000	9600		9260	36000	28000	1.9	1.07	1.1	0.18
6	0.971	8400	4200	0.06	5460	21300	13900	11	1.65	2.2	0.66
7	1.972		920	0.56							

и теоретически не может быть больше 0.56. Как видно из табл. 1, во всех исследуемых образцах  $B_r > 0.56$ , что указывает на заниженные значения подвижности и существование дополнительных механизмов рассеяния или неоднородностей. На рис. 3 представлена зависимость величины  $(\Delta\rho/\rho)^\perp$  от  $H$  при  $T = 77$  К. Во всех образцах в слабых магнитных полях ( $H < 4-5$  кЭ)  $(\Delta\rho/\rho)^\perp$  возрастает  $\propto H^2$ , а при более высоких полях наблюдается отклонение от квадратичной зависимости. Интересно, что окончание квадратичной зависимости зависит от подвижности носителей тока в образцах, но наступает при более низких магнитных полях, чем это следовало бы из условия  $\mu H/c = 1$ , где  $\mu$  — экспериментальная подвижность. Этот факт указывает на то, что подвиж-

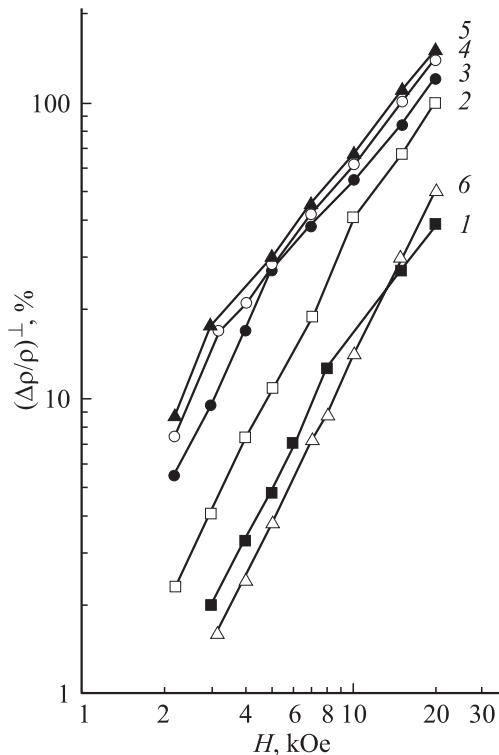


Рис. 3. Поперечное магнитосопротивление  $(\Delta\rho/\rho)^\perp$  в зависимости от напряженности магнитного поля при  $T = 77$  К. Номера кривых соответствуют номерам образцов в табл. 1.

ность Лоренца  $\mu_{Lor}$ , обусловленная рассеянием на ионах примеси и колебаниях решетки, значительно больше, чем измеренная экспериментальная подвижность Холла. Значение  $\mu_{Lor}$ , рассчитанное из условия  $\mu H/c = 1$ , где  $H$  — поле, при котором кончается квадратичная зависимость, у всех образцов приведено в табл. 2. Это значение подвижности мы использовали при расчете концентрации доноров и акцепторов в исследованных образцах.

Основным индикатором определения вида неоднородностей в образце является продольное магнитосопротивление  $(\Delta\rho/\rho)^\parallel$ , т.е. случай, когда векторы  $H$  и  $I$  параллельны.

В однородном изотропном полупроводнике, каким является InAs, продольное магнитосопротивление должно отсутствовать, т.е.  $(\Delta\rho/\rho)^\parallel = 0$ . Если образец неоднороден, то  $(\Delta\rho/\rho)^\parallel$  может отличаться от нуля. Возможны две ситуации:  $(\Delta\rho/\rho)^\parallel > 0$  и  $(\Delta\rho/\rho)^\parallel < 0$ .

Если  $(\Delta\rho/\rho)^\parallel$  имеет положительное значение, то это указывает на существование крупных нейтральных скоплений, приводящих к искажению путей протекания тока. При этом кинетические эффекты описываются теорией эффективной среды следующим образом:

$$\sigma = \sigma_0(1 - 3/2f), \tag{5}$$

$$R = R_0/(1 - 3/4f), \tag{6}$$

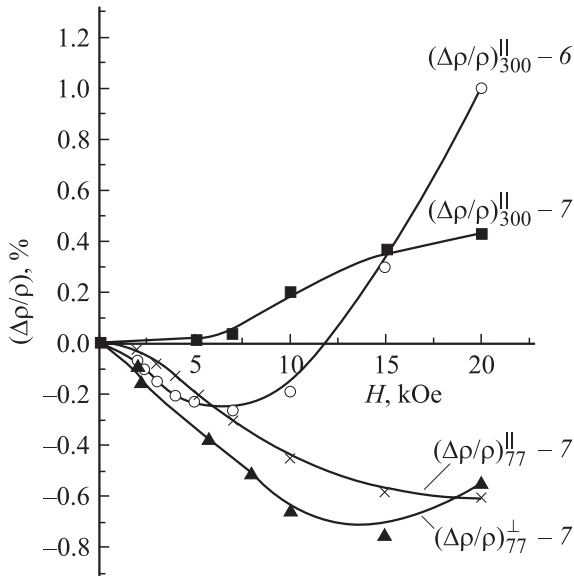
$$\mu = \mu_0(1 - 3/2f)/(1 - 3/4f), \tag{7}$$

$$(\Delta\rho/\rho)^\parallel = 0.3f(\mu_0 H/c)^2, \tag{8}$$

где  $\sigma_0, R_0, \mu_0$  определяют эти параметры в матрице кристалла, а  $f$  — доля объема, занятая неоднородностями.

Среди исследованных нами образцов только в трех (образцы 1, 6 и 7) продольное магнитосопротивление принимало положительные значения. Зная в них  $(\Delta\rho/\rho)^\parallel$ , можно определить  $\mu_0$  и  $f$ . Результаты приведены в табл. 2. Для этих образцов  $\mu_0$  — подвижность в матрице — использовалась в качестве экспериментальной подвижности при расчете  $N_A, N_D$  и степени компенсации

$$k = N_A/N_D. \tag{9}$$



**Рис. 4.** Продольное и поперечное магнитосопротивление для образцов 6 и 7 в зависимости от напряженности магнитного поля при  $T = 77$  и  $300$  К. Номера кривых соответствуют номерам образцов в табл. 1.

Теперь обратимся к случаю, когда  $(\Delta\rho/\rho)^{\parallel} < 0$ . Это возможно при хаотическом распределении примесей в сильно легированных и сильно компенсированных материалах, когда степень компенсации примесей  $k \approx 0.7$ , и возникают флуктуации потенциала, искажения дна зоны проводимости, появляются „хвосты“ плотности состояний. На рис. 4 приведена зависимость  $(\Delta\rho/\rho)^{\parallel}$  и  $(\Delta\rho/\rho)^{\perp}$  от поля  $H$  для образцов 6 и 7 при  $T = 77$  и  $300$  К.

Как уже отмечалось ранее, занижение подвижности может быть вызвано существованием в кристаллах нейтральных примесей. Мы предполагаем наличие таких дефектов в тех образцах, в которых учет крупных дефектных образований по теории эффективной среды и объемных пространственных зарядов в сумме с рассеянием на колебаниях решетки и ионах примеси не дает экспериментальной подвижности. Необходимо добавить рассеяние на нейтральных примесях. Таким образом,

$$1/\mu_e = 1/\mu_{lat} + 1/\mu_{ion} + 1/\mu_s + 1/\mu_N. \quad (10)$$

Проследим весь ход расчетов параметров исследуемых образцов. При  $T = 300$  К находим  $\mu_s$  из соотношения

$$1/\mu_e = 1/\mu_{lat} + 1/\mu_{ion} + 1/\mu_s. \quad (11)$$

Так как при  $T = 300$  К  $\mu_{ion} \gg \mu_{lat}$ , то

$$1/\mu_s = 1/\mu_e - 1/\mu_{lat}, \quad (12)$$

$$\mu_{lat} \approx 20\,000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}.$$

Учитывая температурную зависимость  $\mu_s \propto T^{-0.9}$ , находим  $\mu_s$  при  $T = 77$  К. Тогда при  $T = 77$  К:

$$1/\mu_0 = 1/\mu_{lat} + 1/\mu_{ion} + 1/\mu_s + 1/\mu_N, \quad (13)$$

так как

$$1/\mu_{Lor} = 1/\mu_{lat} + 1/\mu_{ion}, \quad (14)$$

то

$$1/\mu_N = 1/\mu_0 - 1/\mu_{Lor} - 1/\mu_s. \quad (15)$$

Зная все члены в правой части соотношения, находим  $\mu_N$ , а из формулы (2) концентрацию нейтральных примесей  $N$  (табл. 2).

Концентрацию ионов примеси  $N_{ion}$ , концентрацию доноров  $N_D$ , акцепторов  $N_A$  и степень компенсации  $k = N_A/N_D$  определяем из сравнения теоретического значения подвижности, обусловленной рассеянием на колебаниях решетки и ионах примеси, рассчитанного для данной концентрации носителей тока, с экспериментальными значениями, определяемыми по концу квадратичной зависимости  $(\Delta\rho/\rho)^{\perp}$  от  $H$ :

$$N_{ion} = (\mu_{theor}/\mu_{Lor77}) \cdot n_{77}, \quad (16)$$

$$N_A = (N_{ion} - n_{77})/2, \quad (17)$$

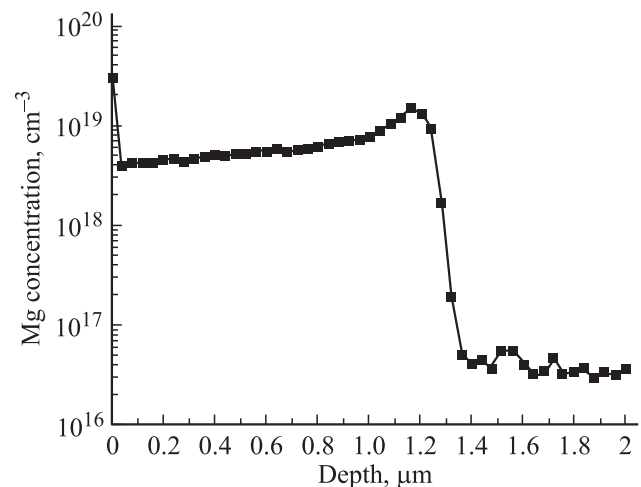
$$N_D = N_A + n_{300}, \quad (18)$$

$$k = N_A/N_D.$$

Результаты расчетов  $N_A$ ,  $N_D$ ,  $N_N$  и  $k$  приведены в табл. 2.

На рис. 5 показан профиль изменения концентрации атомов Mg в образце 8, измеренный методом вторичной ионной масс-спектропии. Из рисунка видно, что концентрация атомов Mg в слое составляет  $3-5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и что она изменяется ступенчато на границе эпитаксиального слоя InAs и подложки. Концентрация атомов Mg в подложке находится на уровне порога чувствительности оборудования  $\sim 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

Причина того, почему не удается получить  $p$ -тип проводимости при температуре роста  $600^\circ\text{C}$ , остается неясной. Возможно, в данном случае ситуация сходна с той, которая наблюдалась при легировании Mg слоев InP [4], когда, начиная с определенной концентрации атомов Mg в слое, магний встраивается как замещающий



**Рис. 5.** Распределение атомов Mg по толщине в образце 8.

акцептор и вдобавок как промежуточный донор, что приводит к образованию донорно-акцепторных пар. Снижение температуры роста до 570°C приводит к росту коэффициента сегрегации Mg, и механизмы встраивания, вероятно, другие.

В процессе легирования Mg эпитаксиальных слоев InAs происходило оседание Mg на стенках реактора и внутри газовой системы, что приводило к фоновому легированию Mg эпитаксиальных слоев InAs. Таким образом, наблюдался эффект „остаточной памяти“, который ранее наблюдался другими авторами при легировании Mg эпитаксиальных слоев GaAs, InP и твердых растворов InGaAs [2,5,7].

#### 4. Заключение

Подводя итог сказанному, можно сделать следующие выводы. Исследованные нами нелегированные эпитаксиальные пленки InAs, выращенные методом газовой эпитаксии из металлоорганических соединений, всегда имели *n*-тип проводимости ( $n \approx 7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) с достаточно низкой подвижностью ( $\mu_{77} \approx 4000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ), что обусловлено большим числом дефектов, а также высокой концентрацией мелких доноров и акцепторов ( $N_A = 5.3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_D = 1.3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , степень компенсации  $k = 0.4$ ). Существенное снижение подвижности происходит также из-за большой концентрации нейтральных примесей ( $N_N = 4.3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ), которые, возможно, представляют собой неионизованный структурный дефект с энергией активации  $E_D \approx 0.02 \text{ эВ}$  ( $V_{As} + \text{примесь}$ ).

При легировании слоев Mg вначале, при очень низком количестве вводимого Mg (0.047 мкмоль/мин), резко возрастает экспериментальная подвижность до  $\mu_{77} = 7800 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ , а концентрация электронов практически не меняется. При этом, как видно из табл. 2, в 30 раз падает концентрация нейтральных примесей (с  $4.3 \cdot 10^{16}$  до  $1.6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) и исчезает снижение подвижности за счет искривления путей протекания (отсутствует  $(\Delta\rho/\rho)^{\parallel}$ ). Дальнейшее увеличение концентрации Mg в эпитаксиальных пленках (0.068 мкмоль/мин) повышает подвижность электронов, практически не изменяя их концентрацию. Степень компенсации во всех этих образцах постоянна (0.2–0.24), концентрация доноров и акцепторов не изменяется. Еще больше падает концентрация нейтральных примесей (до  $\sim 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  в образце 3). Все эти факты могут свидетельствовать о том, что в исследованных нами эпитаксиальных пленках при легировании Mg атомы остаточных примесей, возможно, вступают в реакцию с магнием, уменьшая концентрацию нейтральных центров.

Перекомпенсация в пленках InAs:Mg становится заметной при количестве вводимого Mg 3.223 мкмоль/мин (образец б): падает концентрация электронов и их подвижность, увеличивается концентрация акцепторов, возрастает степень компенсации ( $k = 0.66$ ). При этом

в таких сильно легированных и сильно компенсированных образцах возникает при  $T = 77 \text{ К}$  отрицательное поперечное  $(\Delta\rho/\rho)^{\perp}$ , а при  $T = 300 \text{ К}$  небольшое продольное магнитосопротивление  $(\Delta\rho/\rho)^{\parallel}$ . Одновременное существование этих двух эффектов свидетельствует о наличии в пленках небольшого количества крупных нейтральных скоплений, искажающих линии тока (по теории эффективной среды  $f = 0.06$ ,  $\mu_0 = 920$ ), а также о наличии флуктуаций потенциала, создающих хвосты плотности состояний. При количестве Mg > 3.223 мкмоль/мин компенсация носителей тока еще больше возрастает (образец 7), что проявляется в аномальной температурной зависимости постоянной Холла (рис. 1). При температуре  $T = 77 \text{ К}$  существует отрицательное магнитосопротивление, а при комнатной температуре — положительное продольное магнитосопротивление, свидетельствующее о наличии крупных скоплений (по теории эффективной среды подвижность в матрице  $\mu_0 = 920$ , доля объема, занятая неоднородностями,  $f = 0.56$ ) (рис. 4).

Смена знака проводимости в эпитаксиальных пленках происходила при потоке Mg 3.223 мкмоль/мин. При  $T = 77 \text{ К}$  был *p*-тип проводимости, а при  $T = 300 \text{ К}$  наблюдался *n*-тип проводимости. Образцы с дырочным типом проводимости ( $p = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) надежно получались лишь при более низкой температуре выращивания (570°C), однако подвижность носителей заряда в них была очень низкой.

Таким образом, легирование магнием InAs во время роста методом МОГФЭ позволило получить сильно компенсированный *p*-InAs с предельной концентрацией дырок  $p \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и с низкой подвижностью носителей ( $\mu \approx 50 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  при  $T = 300 \text{ К}$ ). Следует отметить, что при слабом уровне легирования Mg (0.068 мкмоль/мин) кристаллизовались слои InAs *n*-типа проводимости с более высокой подвижностью по сравнению с нелегированными слоями *n*-InAs за счет связывания нейтральных примесей магнием.

#### Список литературы

- [1] П.И. Баранский, В.П. Клочков, И.В. Потыкевич. *Полупроводниковая электроника* (Киев, Наук. думка, 1975) с. 424.
- [2] M. Kondo, C. Anayama, H. Sekiguchi, T. Tanahashi. *J. Cryst. Growth*, **141**, 1 (1994).
- [3] A.W. Nelson, L.D. Westbrook. *J. Cryst. Growth*, **68**, 102 (1984).
- [4] E. Veuhoff, H. Baumeister. *J. Cryst. Growth*, **105**, 353 (1990).
- [5] E. Veuhoff, H. Baumeister, J. Rieger, M. Gorgel, R. Treichler. *J. Electron. Mater.*, **20** (12), 1037 (1991).
- [6] R. Winterhoff, P. Raisch, V. Frey, W. Wagner, F. Scholz. *J. Cryst. Growth*, **195**, 132 (1998).
- [7] G.J. Bauhuis, P.R. Hageman, P.K. Larsen. *J. Cryst. Growth*, **191**, 313 (1998).
- [8] M. Ohkubo, J. Osabe, T. Shiojima, T. Yamaguchi, T. Nino-miya. *J. Cryst. Growth*, **170**, 177 (1997).

- [9] Т.И. Воронина, Н.В. Зотова, С.С. Кижаяев, С.С. Молчанов, Ю.П. Яковлев. ФТП, **33** (10), 1168 (1999).
- [10] S.S. Kizhayev, N.V. Zotova, S.S. Molchanov, Y.P. Yakovlev. IEEE Proc. Optoelectron., **149** (1), 36 (2002).
- [11] А.Я. Шик. Письма ЖТФ, **20**, 14 (1974).
- [12] L.R. Weisberg. J. Appl. Phys., **33** (5), 1817 (1962).
- [13] M.H. Cohen, J. Jorther. Phys. Rev. Lett., **30**, 696 (1973).

Редактор Л.В. Беляков

## The growth and magnesium doping of InAs alloys by metalorganic vapor phase epitaxy

*T.I. Voronina, T.S. Lagunova, S.S. Kizhayev, S.S. Molchanov, B.V. Pushnyi, Yu.P. Yakovlev*

Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** Epitaxial layers of a magnesium-doped InAs have been grown by metal-organic vapor phase epitaxy. The electrical properties of these layers were studied. Magnesium doping of InAs during metal-organic vapor phase epitaxy allows of fabricating a highly compensated *p*-InAs with the maximum hole density (up to  $p \sim 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) and low carriers mobility ( $\mu \sim 50 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$  at  $T = 300 \text{ K}$ ). Because of the neutral admixtures binding by magnesium, the slightly Mg-doped *n*-type InAs layers have a higher carriers mobility in comparison with the intentionally undoped *n*-InAs layers.