

Электрофизические свойства твердых растворов p -GaAs $_{1-x}$ Sb $_x$, легированных германием

© Т.Ю. Аллен¹, Т.А. Полянская

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

(Получена 20 августа 1996 г. Принята к печати 16 сентября 1996 г.)

Были исследованы эпитаксиальные пленки p -GaAs $_{1-x}$ Sb $_x$, легированные Ge ($x = 0 \div 0.1$; $N_{Ge} = 0.01 \div 10$ ат% в жидкой фазе; концентрация дырок при комнатной температуре $(0.06-40) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), выращенные методом жидкофазной эпитаксии. Обнаружено, что при одной и той же концентрации Ge в жидкой фазе концентрация дырок в твердом растворе примерно в 2 раза больше, чем в GaAs, независимо от содержания Sb. Найдены энергия активации германиевого акцептора $\epsilon_1 = (22 \pm 2)$ мэВ и критическая концентрация перехода металл-диэлектрик $p_c = (3.9 \pm 0.3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для $x = 0.06$.

Интенсивное развитие современной оптоэлектроники в значительной мере связано с применением соединений А^{III}В^V и их твердых растворов. Использование эпитаксиальных пленок твердых растворов GaAs $_{1-x}$ Sb $_x$ ($0 < x < 0.2$) позволяет, изменяя содержание сурьмы, а следовательно, ширину запрещенной зоны активного слоя, получить набор оптоэлектронных приборов в интервале длин волн $0.9 \div 1.13$ мкм. Выращивание эпитаксиальных слоев на подложках GaAs позволяет использовать их как широкозонное окно для ввода излучения. Опубликованные ранее работы [1-4] посвящены специально не легированным пленкам GaAs $_{1-x}$ Sb $_x$ (n -тип проводимости), в то время как пленки p -типа практически не исследовались. В ряде приборов (p - n -переходы, фотокатоды с отрицательным электронным средством) слой GaAs $_{1-x}$ Sb $_x$ p -типа является одной из активных областей. Поэтому исследование электрофизических свойств твердого раствора GaAs $_{1-x}$ Sb $_x$ p -типа проводимости весьма актуально.

Типичными примесями для получения эпитаксиальных слоев p -GaAs $_{1-x}$ Sb $_x$ являются Zn и Ge [5,6]. Германий проявляет амфотерные свойства: он может образовывать доноры в узлах подрешетки галлия Ge_{Ga}^+ и акцепторы в узлах подрешетки мышьяка Ge_{As}^- . В GaAs [7] и в твердых растворах GaAs $_{1-x}$ Sb $_x$ [6], выращенных из галлиевых растворов-расплавов, концентрация вакансий As превышает концентрацию вакансий Ga, что и обуславливает p -тип проводимости этих материалов при легировании Ge. Так как германий имеет меньшую величину давления насыщенного пара, чем Zn, использование Ge в качестве легирующей примеси является более предпочтительным для изготовления слоев p -типа проводимости с воспроизводимыми параметрами.

Мы исследовали твердые растворы GaAs $_{1-x}$ Sb $_x$ с содержанием Sb в твердой фазе от 0 до 10.5%. Доля же Ge в жидкой фазе варьировалась от 0.01 до 10 ат%, что позволяло получать слои с концентрацией дырок при комнатной температуре от $5.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$

до $3.4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Толщина пленок составляла в среднем $15 \div 20$ мкм. Образцы для измерений изготавливались методом фотолитографии в форме двойного холловского креста. Контакты были сделаны путем вжигания In на контактные площадки образца. Для исследования отбирались образцы, на которых разница напряжений, измеряемых на двух парах потенциальных зондов, не превышала 2%.

На рис. 1 показана зависимость холловской концентрации дырок при комнатной температуре $p_{295} = 1/eR_H^{295}$ (R_H^{295} — коэффициент Холла при $T = 295$ К, $H \cong 3$ кГс) от содержания Ge для образцов с разным составом по сурьме. Видно, что при одной и той же концентрации Ge в жидкой фазе концентрация дырок в GaAs ($x = 0$, кривая a) примерно в 2 раза ниже, чем в твердом растворе с $x \geq 3\%$ (кривая b). При этом, по-видимому, для изменения концентрации дырок в твердом растворе (по сравнению с GaAs) достаточно введения Sb на уровне 1% или менее, поскольку в диапазоне содержания Sb от 3% до 10.5% концентрация дырок не зависит от x (см. рис. 1, кривая b). Подвижность дырок уменьшается при введении Sb (рис. 2). Возможно, что эти факты объясняются влиянием Sb на ансамбль точечных дефектов в GaAs, в частности на концентрацию электрически активных центров (Ge_{As}^- , Ge_{Ga}^+ и т.п.). Так, например, в работе [10]

Основные характеристики образцов GaAs $_{0.94}$ Sb $_{0.06}$

Образец	Ge, ат%	d , мкм	$T = 295$ К	
			$\mu_H = R_H \sigma$, см/В · с	$p_{295} = 1/eR_H$, 10^{18} см^{-3}
1	0.01	15	153	0.056
2	0.05	12	118	0.35
3	0.1	18	158	0.45
4	0.2	18	110	0.67
5	0.2	21	83.8	1.17
6	0.3	20	85.6	1.20
7	0.5	18	87.6	2.20
8	0.6	19	79.8	2.74
9	0.7	20	66.7	3.59
10	1	16	55.6	6.0

¹ В настоящее время: Physics Department, University of Tennessee at Chattanooga, TN 37403 Chattanooga, USA

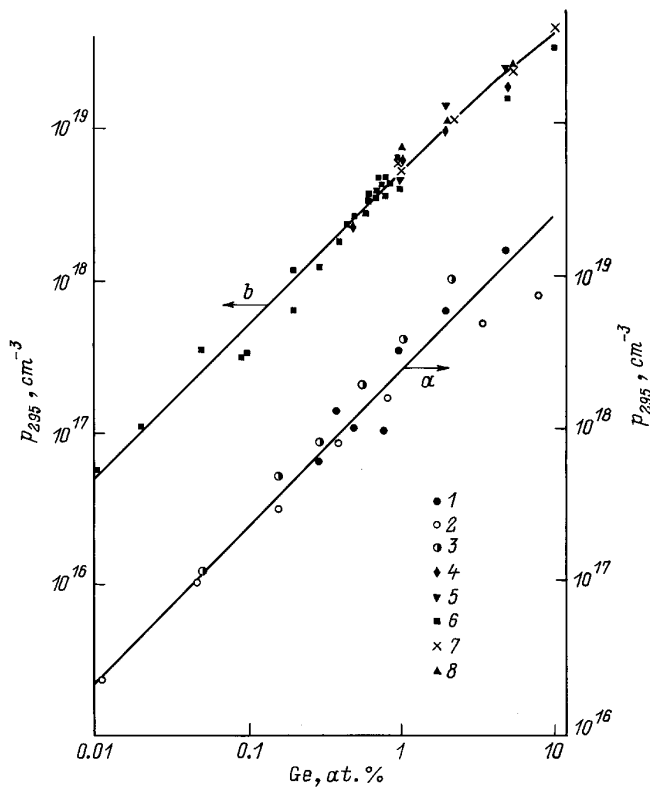


Рис. 1. Зависимость холловской концентрации дырок в $\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ при комнатной температуре p_{295} от концентрации Ge в жидкой фазе. Содержание Sb, ат%: 1–3 — 0, 4 — 3, 5 — 4.5, 6 — 6, 7 — 8.5, 8 — 10.5. Данные для GaAs ($x = 0$) дополнены результатами работ: 2 — [8], 3 — [9].

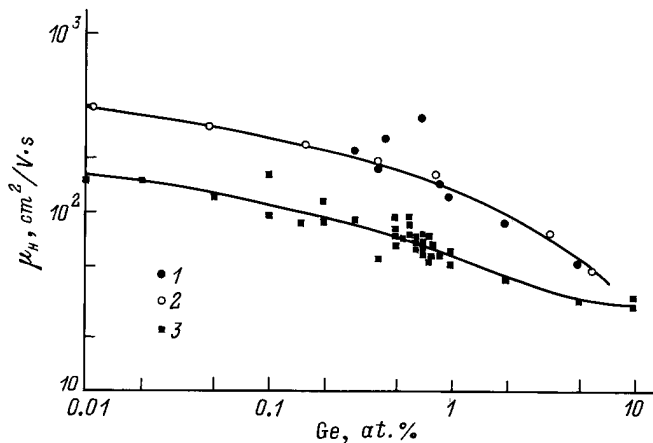


Рис. 2. Зависимость холловской подвижности дырок μ_H в $\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($x = 0$ и $x = 0.06$) при комнатной температуре от содержания Ge в жидкой фазе. Обозначения: 1 — GaAs, 2 — GaAs [8], 3 — $\text{GaAs}_{0.94}\text{Sb}_{0.06}$.

было обнаружено уменьшение концентрации центра с энергией $E_v + 0.1$ эВ, связанного с комплексами примесью-вакансия при легировании GaAs сурьмой. Однако вопрос о механизме этого влияния нуждается в дополнительном исследовании.

Основное внимание при изучении твердых растворов мы уделяли слоям $\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ с $x = 0.06$.² Некоторые параметры исследованных образцов приведены в таблице. На рис. 3 показана экспериментальная зависимость концентрации дырок $p = 1/eR_H$ (без учета Холл-фактора) от обратной температуры для наиболее слабо легированных образцов $\text{GaAs}_{0.94}\text{Sb}_{0.06}$. Обработка этих кривых с помощью уравнения нейтральности методом машинной подгонки позволяет определить термическую энергию ионизации ε_1 , концентрацию акцепторной примеси N_A и степень компенсации $K = N_D/N_A$ (N_D — концентрация доноров). Мы использовали известное из статистики уравнение нейтральности для невырожденно-го газа носителей [11]:

$$p + N_D = \frac{N_A}{1 + \beta(p/N_v) \exp(\varepsilon_1/kT)}. \quad (1)$$

Здесь $\beta = 4$ — фактор спинового вырождения, N_v — эффективная плотность состояний в валентной зоне с массой $m_d = m_{hh}$, где m_{hh} — масса тяжелых дырок (как для GaAs). Уравнение (1) решалось методом итераций. Величины ε_1 , N_A и K находились из соображений наилучшего согласия расчетных и экспериментальных зависимостей $p(T)$. Степень компенсации K для образца с наименьшей концентрацией дырок оказалась равной 0.68; при увеличении концентрации степень компенсации уменьшается до 0.5. Такая же величина K была найдена для пленок, полученных по той же технологии выращивания с концентрацией дырок (при $T = 295$ К) выше $6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Она определялась путем сравнения экспериментальных значений низкотемпературной подвижности (при $T = 4.2$ К) с величинами, рассчитанными по теории гальваномагнитных явлений в полупроводниках с вырожденными зонами [12].³ Таким образом, можно считать, что в наших образцах степень компенсации $K = 0.5$ при $p > 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Получающиеся значения фоновой концентрации доноров $N_D = KN_A$ согласуются с величинами N_D , определенными при исследовании p - n -переходов [3] и барьеров Шоттки [4] на пленках $\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ n -типа, выращенных в тех же технологических условиях и специально не легированных.

Полученные значения энергии ионизации показаны на рис. 4 в зависимости от концентрации дырок при $T = 295$ К $p_{295} = 1/eR_H^{295}$ (которая примерно соответствует значению $N_A - N_D$) и от величины $p_{295}^{1/3}$. Значение $\varepsilon_1 = (22 \pm 2)$ мэВ, определенное для образца с наименьшей концентрацией дырок, оказалось весьма близкой

² Это связано с тем, что в специально не легированных пленках $\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0.01 < x < 0.13$) n -типа проводимости, выращенных в той же технологической установке, при $x = 0.06$ наблюдались максимумы в зависимости от состава как подвижности электронов при $T = 77$ К, так и квантового выхода фотолуминесценции при $T = 4.2$ К. Это было объяснено минимальным количеством структурных дефектов в $\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ при $x = 0.06$ [1,10].

³ Выпалаживание зависимостей $p(1/T)$ для образцов 4 и 5 (рис. 3) при $T < 140$ К ($1000/T > 7 \text{ К}^{-1}$) может быть связано с температурной зависимостью Холл-фактора. Но, возможно, этот эффект является свидетельством начала ионизации более мелкого уровня (см., например, [11]).

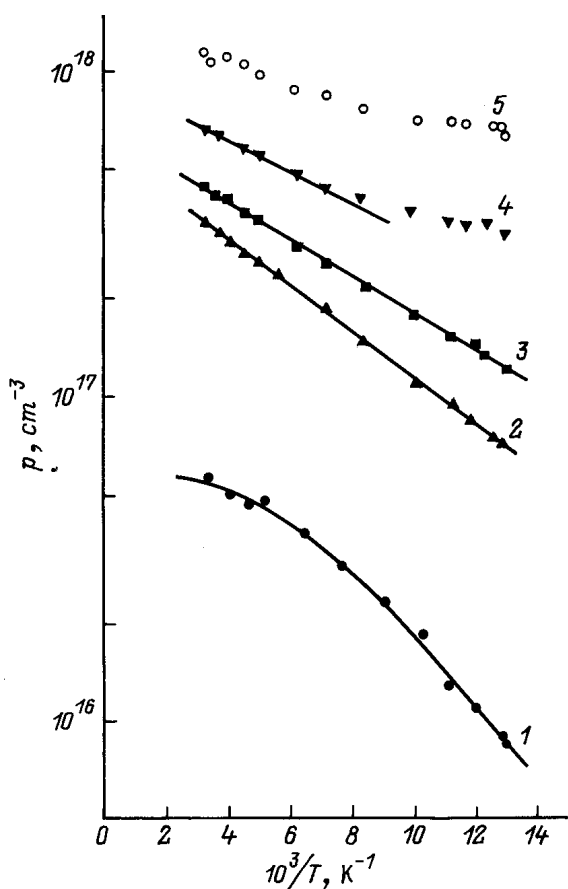


Рис. 3. Зависимость концентрации дырок p от обратной температуры для $\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ при различном содержании Sb. Номера у кривых соответствуют номерам образцов в таблице. Сплошные линии — уравнение (1).

к значению $\varepsilon_1^{PL} = 24$ мэВ, приведенной в работе [13] при изучении спектров фотолюминесценции в твердом растворе $\text{GaAs}_{0.94}\text{Sb}_{0.06}$, легированном Ge. На рис. 4 показаны также значения термической энергии ионизации Ge в эпитаксиальном GaAs по данным работы [8]. Авторы [8] приводят значение $\varepsilon_1 = (35 \pm 2)$ мэВ (найденно с помощью обработки температурных зависимостей R_H) и $\varepsilon_1^{PL} = 38$ мэВ (фотолюминесцентные исследования). Линейная зависимость $\varepsilon(p_{295}^{1/3} \cong N_A^{1/3})$ характерна для водородоподобных состояний примеси в полупроводниках и проявляется в той области концентрации электронов или дырок, где становится заметным экранирование локализованных примесных состояний как носителями тока, так и зарядом ионизированных примесей. Эта зависимость достаточно четко видна как для GaAs (кривая 2), так и для $\text{GaAs}_{0.94}\text{Sb}_{0.06}$ (кривая 1). При экстраполяции данных для GaAs к $p_{295}^{1/3} = 0$ получаем значение $\varepsilon_1^{as} = 38.3$ мэВ, а для $\text{GaAs}_{0.94}\text{Sb}_{0.06}$ — $\varepsilon_1^{as} = 34$ мэВ.

Температурные зависимости удельного сопротивления ρ для ряда образцов показаны на рис. 5, а. Путем дифференцирования этих кривых по методу, развитому в работах [14,15], мы определили температурную зави-

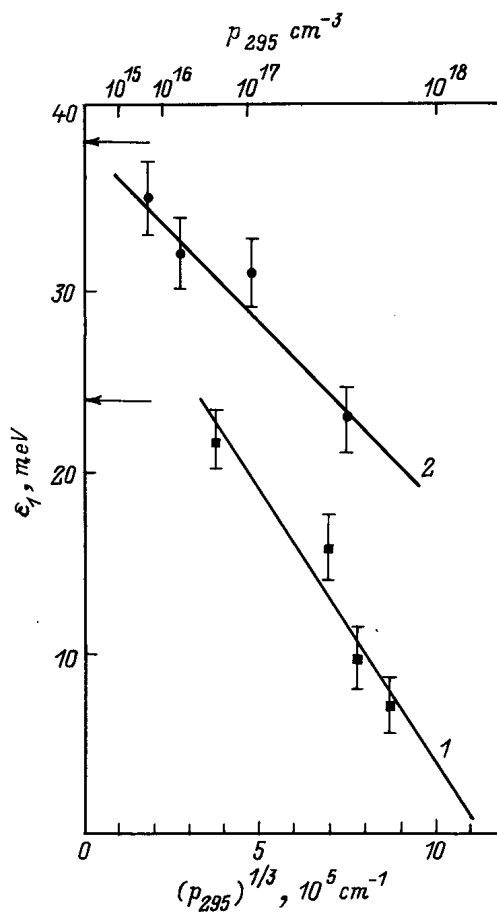


Рис. 4. Зависимость энергии ионизации Ge от концентрации носителей в образцах: 1 — $\text{GaAs}_{0.94}\text{Sb}_{0.06}$; 2 — GaAs [8]. Стрелками обозначены величины, полученные из фотолюминесцентных исследований [8,13].

симость приведенной энергии активации

$$w = \varepsilon/kT = T^{-1} \partial \ln \rho / \partial T^{-1} \quad (2)$$

(см. рис. 5, b), чтобы попытаться разделить области $\varepsilon = \text{const}$ (где $w \sim T^{-1}$) и область $w \sim (T_0/T)^{-1/4}$ — с переменной длиной прыжка. К сожалению, в нашем распоряжении было слишком мало образцов на диэлектрической стороне перехода металл–диэлектрик, чтобы делать какие-то общие заключения как о законах изменения зависимости $\rho(T)$, характерных для диэлектрического режима, так и о температурных границах действия этих законов. На рис. 5, b хорошо видна лишь переходная область между энергиями ε_1 и ε_3 [16], причем величина ε_3 не растет с увеличением концентрации примесей пропорционально $N^{1/3}$, а убывает (см. кривую 5 на рис. 5, a и кривые 6–8 на рис. 5, b), как это должно быть при возрастании перекрытия волновых функций акцепторов при приближении к переходу металл–диэлектрик [16].

На рис. 6 показаны зависимости проводимости σ и подвижности $\mu_H = R_H \sigma$ при $T = 4.2$ К от концентрации дырок $p_{295} \cong N_A - N_D$. По аналогии с хорошо изученными полупроводниками (см., например, данные для Ge(Sb)

в работе [17]) по зависимости $\mu_H(p)$ можно оценить критическую концентрацию дырок p_c для перехода металл-диэлектрик в $\text{GaAs}_{0.94}\text{Sb}_{0.06}$: $p_c = (3.9 \pm 0.3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Эту величину можно сравнить с критической концентрацией, которую следует оценить используя соотношение

$$p_c^{1/3} a_B^* = \alpha, \quad (3)$$

где a_B^* — эффективный борковский радиус примесного состояния с энергией ε_1 и $\alpha \cong 0.26$ — численный коэффициент. В основе соотношения (3) лежит простое предположение о том, что переход к металлической проводимости происходит, когда радиус экранирования R_s становится порядка a_B^* и поэтому носители заряда из-за межэлектронного взаимодействия не могут оставаться на локализованных орбитах примесных состояний. Величина R_s в линейном по экранированию приближении)

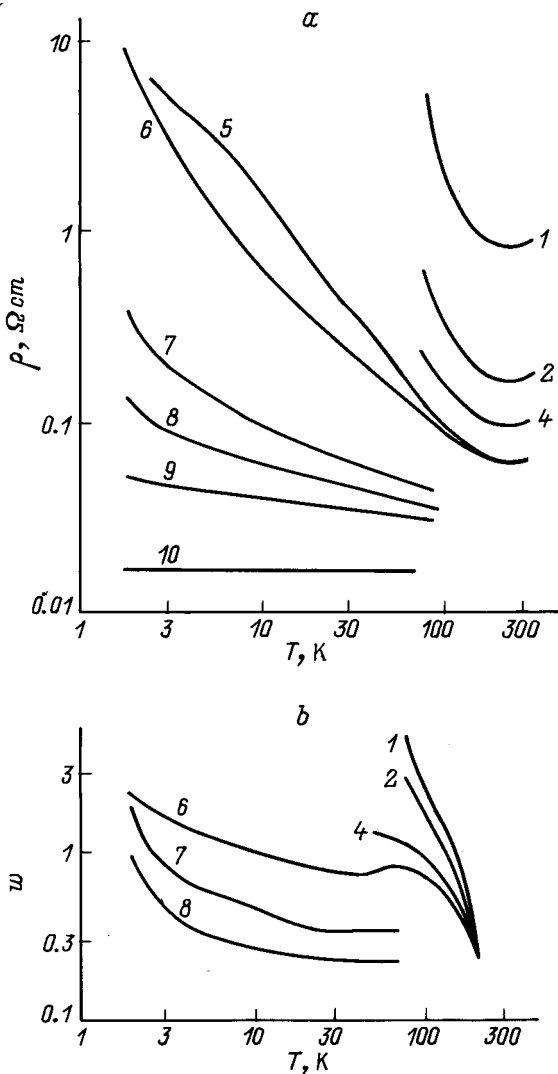


Рис. 5. Температурные зависимости: *a* — удельного сопротивления p - $\text{GaAs}_{0.94}\text{Sb}_{0.06}$, *b* — приведенной энергии активации w (2). Номера у кривых соответствуют номерам образцов в таблице.

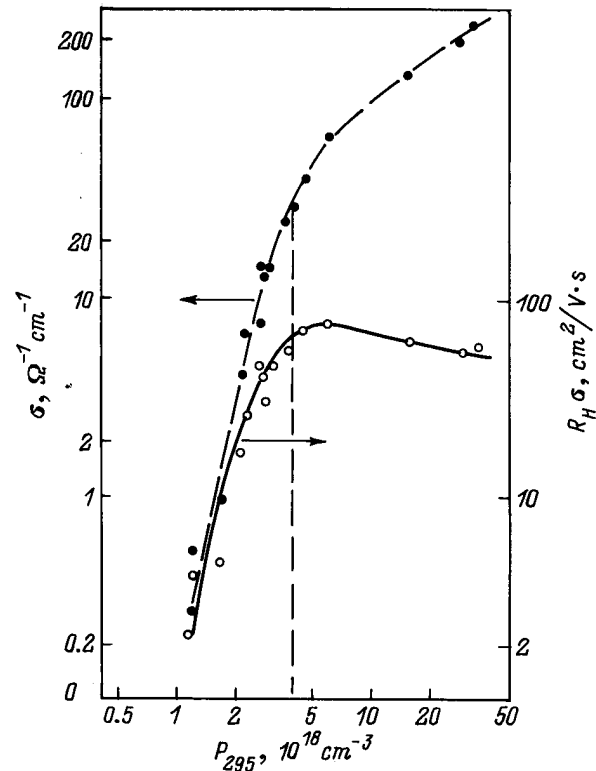


Рис. 6. Зависимость проводимости σ и подвижности дырок μ_H ($T = 4.2 \text{ K}$) от концентрации дырок p_{295} в твердом растворе $\text{GaAs}_{0.94}\text{Sb}_{0.06}$.

определяется соотношением

$$R_s^2 = \frac{\varkappa}{4\pi e^2 p} \frac{F_{1/2}(\eta)}{F_{-1/2}(\eta)} = \begin{cases} L_D^2, & \eta < -4, \\ \pi a_B^*/4k_{F0}, & \eta \gg 10, \end{cases} \quad (4a) \quad (4b)$$

где $\eta = \varepsilon_F/kT$, ε_F — энергия Ферми, \varkappa — диэлектрическая проницаемость полупроводника, $F_j(\eta)$ — интегралы Ферми [11], L_D — дебаевская длина, $k_{F0} = (3\pi^2 p)^{1/3}$ — величина волнового вектора при $\eta > 10$, т.е. $T \rightarrow 0$. Если предположить, что

$$R_s|_{p=p_c} = R_{sc} = a_B^*,$$

то из (4b) (т.е. в области металлической проводимости) следует соотношение типа (3)

$$p_c^{1/3} a_B^* = \frac{1}{4} \left(\frac{\pi}{3}\right)^{1/3} \cong 0.254.$$

В работе [18] на основе анализа широкого спектра экспериментальных данных было показано, что при значении коэффициента $\alpha = 0.26 \pm 0.01$ действительно в широкой области материалов, включающих легированные различными примесями полупроводники, выполняется соотношение (3), несмотря на упрощенную водородоподобную модель примесного состояния. Чтобы оценить радиус локализованного примесного состояния a_B^* , используем соотношение, рекомендуемое в работе [16]

$$a_B^* = \hbar / \sqrt{2m^* \varepsilon_1}. \quad (5)$$

Заметим, также, что при сильном различии масс легких и тяжелых дырок асимптотика волновых функций носителей заряда на больших расстояниях определяется легкой массой, а энергия ε_1 — в основном тяжелой массой [16].⁴ Действительно, эффективная боровская энергия $\varepsilon_B^* = m^* e^4 / 2\kappa^2 \hbar^2$ для тяжелых дырок в GaAs (при $\kappa = 12.79$, $m^* = m_{hh} = 0.46 \pm 0.05$) составляет (38 ± 4) мэВ, т.е. соответствует значениям энергии, приведенным ранее:

$$\varepsilon_1^{PL} = 38 \text{ мэВ}, \quad \varepsilon_1^{as} \cong 38.3 \text{ мэВ}.$$

Для GaAs $_{0.94}$ Sb $_{0.06}$ разброс соответствующих значений энергии ионизации Ge гораздо больше

$$\varepsilon_1^{PL} = 24 \text{ мэВ}, \quad \varepsilon_1^{as} \cong 34 \text{ мэВ}, \quad \varepsilon_B^*|_{\text{GaAsSb}} \cong 36 \text{ мэВ}.$$

Последняя величина рассчитана при $m^* = m_{hh}|_{\text{GaAs}}$ и при предположении о линейной зависимости величины диэлектрической проницаемости κ при переходе от GaAs к GaAs $_{0.94}$ Sb $_{0.06}$:

$$\kappa = (1 - x)\kappa|_{\text{GaAs}} + x\kappa|_{\text{GaSb}}$$

при величинах $\kappa|_{\text{GaAs}} = 12.8$, $\kappa|_{\text{GaSb}} = 15.7$. Принимая для GaAs значение энергии активации акцепторных состояний Ge равным $\varepsilon_1|_{\text{GaAs}} = (38.2 \pm 0.2)$ мэВ, используя (5) и приведенные выше значения $m^* = m_{hh}|_{\text{GaAs}}$, получим

$$a_B^*|_{\text{GaAs(Ge)}} = (14.7 \pm 1.2) \text{ \AA},$$

а для GaAs $_{0.94}$ Sb $_{0.06}$, считая $\varepsilon_1|_{\text{GaAsSb}} = (29 \pm 5)$ мэВ и $m^* = m_{hh}|_{\text{GaAs}}$, получаем

$$a_B^*|_{\text{GaAsSb(Ge)}} = (17 \pm 2.4) \text{ \AA}.$$

В результате оценка критической концентрации дырок в соответствии с равенством (3) дает

$$p_c = (0.26/a_B^*)^3 = \begin{cases} (5.5 \pm 1.6) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} & \text{для GaAs(Ge)}, \\ (3.6 \pm 2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} & \text{для GaAs}_{0.94}\text{Sb}_{0.06}(\text{Ge}). \end{cases}$$

Здесь погрешность в определении p_c велика, так как состоит из 3-х слагаемых:

$$\frac{\Delta p_c}{p_c} = 3 \frac{\Delta \alpha}{\alpha} + \frac{3}{2} \left(\frac{\Delta m^*}{m^*} + \frac{\Delta \varepsilon_1}{\varepsilon_1} \right).$$

Переход металл–диэлектрик в твердых растворах GaAs $_{1-x}$ Sb $_x$ ранее не исследовался. В работе [19] приводится значение $p_c = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, полученное для арсенида галлия p -типа, легированного Zn. Авторы [19] исследовали аномалии туннельной проводимости контактов Pb/GaAs и оценили p_c как концентрацию, при которой полуширина дифференциальной вольт-амперной

⁴ Первое из указанных положений нашло подтверждение в наших исследованиях аномального магнитосопротивления при $T = 4.2 \text{ К}$ в GaAs $_{1-x}$ Sb $_x$ при $0 < x < 0.085$ [12].

характеристики имела минимум и возникла сильная зависимость низкотемпературной объемной проводимости образцов от концентрации, измеренной при комнатной температуре. Они также наблюдали, что при концентрациях ниже $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ имела, не обращаясь в нуль, энергия активации в диапазоне температур ниже 10 К. Отметим также, что и в наших исследованиях нулевых аномалий туннельных контактов Au/ p -GaAs $_{0.94}$ Sb $_{0.06}$ [20] (твердый раствор был легирован Ge) в области концентраций вблизи $3.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ проявлялся максимум в зависимости относительной величины туннельной аномалии от p при $T = 4.2 \text{ К}$.

Таким образом, наша оценка величины критической концентрации для перехода металл–диэлектрик в твердом растворе GaAs $_{0.94}$ Sb $_{0.06}$ дает значение $p_c \cong (3.9 \pm 0.3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Список литературы

- [1] Ю.Ф. Бирюлин, В.Н. Каряев, И.Ю. Новикова, Т.А. Полянская и др. ФТП, **15**, 2288 (1981).
- [2] С.Б. Демичева, В.Н. Каряев, С.В. Мясников, Х.Г. Нажмудинов, Т.А. Полянская и др. Электрон. техн., сер. 2, Полупроводниковые приборы, № 5 (164), 19 (1983).
- [3] А.Я. Вуль, С.В. Кидалов. ФТП **20**, 451 (1966).
- [4] Х.Г. Нажмудинов, Т.А. Полянская. ФТП, **21**, 1737 (1987).
- [5] К. Sigiyaма, Н. Saito. Japan. J. Appl. Phys., **11**, 1057 (1972).
- [6] R.E. Nahory, M.A. Pollak, J.C. SeWinter, B.F. Williams. J. Appl. Phys., **48**, 1609 (1977).
- [7] D.N.J. Hurle. J. Phys. Chem. Sol., **40**, 647 (1979).
- [8] F.E. Rosztoczy, F. Ermanis, I. Hayashi, B. Schwartz. J. Appl. Phys., **41**, 264 (1970).
- [9] C. Constantinescu, I. Petrescu-Prahova. J. Phys. Chem. Sol., **28**, 2397 (1967).
- [10] Ю.Ф. Бирюлин, Н.В. Ганина, В.В. Чалдышев, Ю.В. Шмарцев. Тез. докл. V Всес. совещ. по исследованию арсенида галлия (Томск, 1982) с. 62.
- [11] Дж. Блекмор. Статистика электронов в полупроводниках (М., Мир, 1964) гл. 3, §§2–5.
- [12] Т.Ю. Бильгельдеева, В.Н. Каряев, Т.А. Полянская. ФТП, **22**, 381 (1988).
- [13] В.В. Чалдышев. Автореф. канд. дис. (Л., ФТИ, 1984).
- [14] А.Г. Забродский. ФТП, **11**, 595 (1977).
- [15] А.Г. Забродский, К.Н. Зиновьева. ЖЭТФ, **86**, 727 (1984).
- [16] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников (М., Наука, 1979).
- [17] И.В. Даховский, Т.А. Полянская, Л.Г. Самойлович, Ю.В. Шмарцев. ФТП **4**, 2165 (1970).
- [18] P.P. Edwards, M.I. Sienko. Phys. Rev. B, **17**, 2575 (1978).
- [19] N.A. Mora, S. Bermon, J.J. Loferski. Phys. Rev. Lett., **27**, 664 (1971).
- [20] Т.Ю. Бильгельдеева, Дисс. канд. ф.-м. наук. (Л., ЛПИ, 1988); Т.Ю. Бильгельдеева, В.Н. Каряев, Т.А. Полянская, Х.Г. Нажмудинов, С.Г. Ястребов. Тез. докл. V Всес. конф. "Тройные полупроводники и их применение" (Кишинева, 1987) с. 173.

Редактор Т.А. Полянская

Electrophysical properties of germanium-doped p -GaAs $_{1-x}$ Sb $_x$ solid solutions

T.Yu. Allen*, T.A. Polyanskaya

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St.Peterburg, Russia

* at this time: Physics Department;
University of Tennessee at Chattanooga,
Chattanooga TN 37403, USA

Abstract Germanium-doped layers of p -GaAs $_{1-x}$ Sb $_x$ ($x = 0 \div 0.1$; $N_{\text{Ge}} = 0.01 \div 10$ at%; hole concentration $(0.06 \div 40) \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) grown by liquid phase epitaxy have been investigated. It was found that at the same Ge concentration in the liquid phase the hole concentration in the solid solution is twice as that in GaAs, regardless of Sb content. Activation energy of the Ge acceptor as well as the critical concentration for the metal-insulator transition were found to be $\varepsilon_1 = (22 \pm 2) \text{ meV}$ and $p_c = (3.9 \pm 0.3) \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ respectively.

e-mail: pta@nano.ioffe.rssi.ru (T.A. Polyanskaya)
tbilgild@utcvm.utc.edu (T.Yu. Allen)