

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ЗОНЫ ПРОВОДИМОСТИ В ТВЕРДОМ РАСТВОРЕ InAsSbP

Т. И. Воронина, Т. С. Лагунова, К. Д. Моисеев,
М. А. Сиповская, И. Н. Тимченко, Ю. П. Яковлев

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 6 июля 1993 г. Принята к печати 6 июля 1993 г.)

Впервые изучен энергетический спектр зоны проводимости в твердом растворе $\text{InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_y\text{P}_x$ ($x=0.26$, $y=0.12$). На образцах с концентрацией электронов от 10^{16} до 10^{19} см^{-3} , полученных методом жидкофазной эпитаксии при легировании теллуром, было приведено комплексное исследование эффекта Шубникова—де-Гааза, эффекта Холла, электропроводности, подвижности, магнитосопротивления и фотопроводимости. Определена эффективная масса электронов в зависимости от концентрации носителей гока. Показано, что зона проводимости непараболична и дисперсия энергии электронов в ней хорошо описывается теорией Кейна в двухзонном приближении.

Твердые растворы $\text{InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_y\text{P}_x$ находят широкое практическое применение в качестве материалов для светодиодов, лазеров, фотоприемников. В работе [1] было показано, что, изменяя состав твердого раствора ($0.03 \leq x \leq 0.26$, $y=0.12$), можно изменять ширину запрещенной зоны E_g от 0.3 до 0.52 эВ и, значит, имеется возможность создания оптоэлектронных приборов с длиной волны от 4.1 до 2.5 мкм. Большой интерес представляют приборы, работающие на длинах волн < 2.5 мкм ($E_g > 0.5$ эВ), так как в этом диапазоне наблюдается минимальная дисперсия в оптических волокнах на основе флюоридных стекол. Однако получение твердых растворов с такой E_g (т. е. с $x > 0.26$) представляет большие технологические трудности. В настоящей работе с целью увеличения оптической ширины запрещенной зоны (E_g^{opt}) использовалось легирование теллуром твердых растворов состава $\text{InAs}_{0.62}\text{Sb}_{0.12}\text{P}_{0.26}$. При этом возможно получение материала с большой концентрацией носителей тока и сильно вырожденным электронным газом, в котором уровень Ферми лежит в глубине зоны проводимости.

Известно, что зона проводимости в указанных полупроводниках (типа InAs и InSb) изотропна и непараболична, что проявляется в изменении величины эффективной массы при увеличении степени легирования и должно сказываться на свойствах материала [2-4]. В твердых растворах InAsSbP структура зоны проводимости не изучалась, и в данной работе впервые исследуется энергетический спектр зоны проводимости в таких твердых растворах, легированных теллуром, с концентрацией электронов от 10^{16} до 10^{19} см^{-3} и выявляется закон дисперсии электронов. С этой целью проводилось комплексное исследование гальваномангнитных и фотоэлектрических свойств: измерялись эффект Шубникова—де-Гааза, эффект Холла, электропроводность, фотопроводимость, отсюда определялась эффективная масса электронов в зависимости от степени легирования, что и давало картину энергетической структуры зоны проводимости.

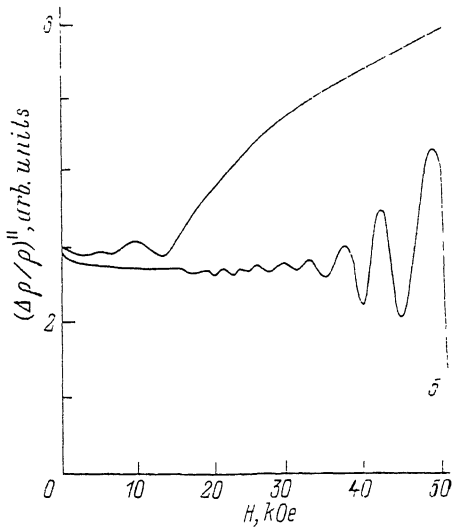


Рис. 1. Зависимость продольного магнитосопротивления $(\Delta\rho/\rho)$ от напряженности магнитного поля H при $T=4.2$ К. Номера кривых соответствуют номерам образцов в табл. 1.

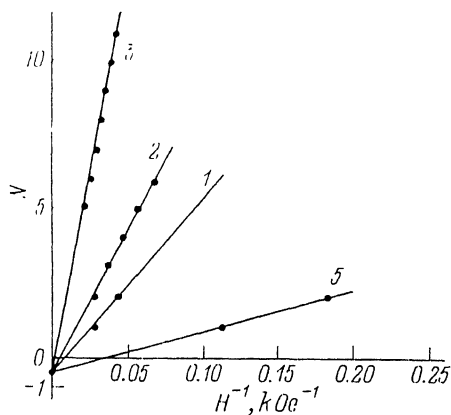


Рис. 2. Зависимость номера уровня Ландау ν от обратной величины напряженности магнитного поля H^{-1} при $T=4.2$ К. Номера кривых соответствуют номерам образцов в табл. 1.

Экспериментальные результаты и обсуждение

Эпитаксиальные слои $\text{InAs}_{0.62}\text{Sb}_{0.12}\text{P}_{0.26}$ были получены методом жидкофазной эпитаксии при температуре 550°C на полуизолирующей подложке $p\text{-InAs}$ (при $T=77$ К концентрация дырок $p=10^{14}$ см^{-3} , удельное сопротивление $-\rho=100$ Ом·см). Толщина эпитаксиальных слоев составляла 3 мкм. Примесь теллура вводилась из сплава $\text{In}+3\%\text{Te}$. Образцы для измерений вырезались в форме прямоугольника размером $3 \times (12\div 15)$ мм. Омический контакт к образцам создавался из сплава $\text{In}+\text{Te}$. Коэффициент Холла R , электропроводность σ , подвижность $\mu=\sigma R$, поперечное магнитосопротивление $(\Delta\rho/\rho)^\perp$ измерялись в интервале $4.2\div 77$ К в магнитных полях до 10 кЭ, продольное магнитосопротивление $(\Delta\rho/\rho)^\parallel$ при $T=4.2\div 16$ К в магнитных полях до 50 кЭ, спектральные характеристики фотопроводимости (ФП) при $T=77$ К. В табл. 1 приведены основные характеристики исследованных образцов.

Таблица 1
Характеристики образцов

№ образца	$T=77$ К			$T=4.2$ К		
	σ , Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$	n , 10^{17} см $^{-3}$	μ , см 2 /В·с	σ , Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$	n , 10^{17} ·см $^{-3}$	μ , см 2 /В·с
1	39	0.2	13000	17	0.1	10700
2	83	0.4	12800	—	—	—
3	154	1.4	6700	140	1.4	6200
4	170	3.8	2800	—	—	—
5	990	10	5950	990	10	5950
6	1600	18	5470	1600	18	5475
7	2950	59	3130	2950	59	3130
8	4570	78	3640	4570	78	3640

Эффективная масса носителей тока наиболее точно может быть определена из циклотронного резонанса. Этот эффект наблюдается в сильно вырожденных образцах при температурах жидкого гелия, когда появляются квантовые осцилляции магнитосопротивления, так называемый эффект Шубникова—де-Гааза. В настоящей работе исследовалось продольное магнитосопротивление $(\Delta\rho/\rho)^{\parallel}$ при $T = 4.2 \div 16$ К в магнитных полях напряженностью до 50 кЭ на четырех образцах n -InAsSbP (табл. 1, образцы 1, 2, 3, 5), различающихся концентрацией носителей тока. Во всех образцах наблюдались квантовые осцилляции продольного магнитосопротивления.

На рис. 1 приведена зависимость $(\Delta\rho/\rho)^{\parallel}$ от магнитного поля H для двух образцов — с наименьшей (образец 1) и наибольшей (образец 5) концентрацией носителей тока. Видно, что в образце 1 с $n = 10^{16}$ см $^{-3}$ осцилляции $(\Delta\rho/\rho)^{\parallel}$ наблюдаются в магнитных полях, не превышающих 15 кЭ. В полях >15 кЭ осцилляций уже нет, а виден существенный рост сопротивления, обусловленный переходом в область квантового предела, когда все электроны находятся на самом нижнем уровне Ландау. При большей степени легирования (образцы 2, 3, 5) осцилляции наблюдаются вплоть до 50 кЭ, что свидетельствует о существовании более высоких уровней Ландау (рис. 1, кривая 5).

На рис. 2 приведена линейная зависимость номера уровня Ландау N от обратной величины магнитного поля H^{-1} для исследованных образцов. Эти данные позволяют найти период квантовых осцилляций ΔH^{-1} , величина которых определяется площадью экстремального сечения изоэнергетической поверхности на уровне Ферми S_F плоскостью, перпендикулярной магнитному полю:

$$\Delta H^{-1} = \frac{2\pi e}{c\hbar S_F}, \quad (1)$$

где c — скорость света, e — заряд электрона. Считая твердый раствор InAs $_{0.62}$ Sb $_{0.12}$ P $_{0.26}$ близким по зонным параметрам к InAs, полагаем, что зона проводимости в нем сферически симметрична. Это подтверждается и нашими исследованиями: продольное магнитосопротивление $(\Delta\rho/\rho)^{\parallel}$ при $T = 77$ К, которое в сферически симметричных кристаллах должно отсутствовать, в исследованных образцах не равнялось нулю, но полностью определялось существующими в твердом растворе неоднородными скоплениями примесей и стремилось к нулю с уменьшением доли объема f , занятой скоплениями (подробнее см. п. 2). Для сферически симметричной зоны проводимости площадь экстремального сечения пропорциональна квадрату квазиимпульса электронов на уровне Ферми

$$S_F = \pi k_F^2. \quad (2)$$

В случае сильного вырождения величина граничного волнового вектора k_F для произвольной изотропной зоны связана с концентрацией электронов простым соотношением

$$k_F = (3\pi^2 n)^{1/3}. \quad (3)$$

Таким образом, зная период квантовых осцилляций ΔH , легко определить значение квазиимпульса на уровне Ферми

$$k_F^2 = \frac{2e}{c\hbar\Delta H^{-1}} \quad (4)$$

и соответственно концентрацию электронов

Параметры образцов из эффекта Шубникова—де-Гааза
($T = 4.2$ К)

№ образца	$K_F \cdot 10^6, \text{ см}^{-1}$	$n, 10^{16} \cdot \text{ см}^{-3}$	m^*/m_e	$\mu = \mu/k_B T$
1	0.65	0.96	0.027	17.4
2	1.33	8.2	0.032	47.3
3	1.7	18	0.036	67.6
4	2.89	84	0.042	259

$$n = \frac{1}{3\pi^2} \left[\frac{2e}{c\hbar\Delta H^{-1}} \right]^{3/2}. \quad (5)$$

Определенные таким способом значения k_F и n при $T = 4.2$ К приведены в табл. 2. Расхождение в оценках концентрации электронов из эффекта Холла и осцилляций Шубникова—де-Гааза (ср. табл. 1 и 2) объясняются, вероятно, неточностью определение геометрических размеров пленки.

Как видно из приведенных выше формул, период осцилляций не зависит от эффективной массы носителей тока. Эффективная масса электронов, находящихся на уровне Ферми, может быть определена из температурной зависимости величины амплитуды осцилляций

$$A \sim T \text{sh}^{-1} \left[\frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar\omega_c} \right], \quad (6)$$

где ω_c — циклотронная частота, $\omega_c = eH/m^*$, m^* — циклотронная эффективная масса электронов на уровне Ферми. Эффективная масса m^* была найдена из измерений амплитуд осцилляций при двух температурах ($T_1 = 4.2$ К и $T_2 = 16$ К), но при одном и том же значении магнитного поля H

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{T_1 \text{sh} [2\pi^2 k_B T_2 m^*/(\hbar e H)]}{T_2 \text{sh} [2\pi^2 k_B T_1 m^*/(\hbar e H)]}. \quad (7)$$

Экспериментальные значения эффективной массы m^*/m_e представлены в табл. 2. Видно, что с ростом концентрации электронов в InAsSbP эффективная масса увеличивается. Этот результат означает, что зона проводимости в четвертом полупроводниковом соединении непараболична. С целью расширения диапазона исследуемых концентраций были проведены измерения подвижности и фотопроводимости.

2. Коэффициент Холла, электропроводность, подвижность и магнитосопротивление

В литературе известны случаи использования гальваномагнитных эффектов для определения эффективной массы носителей тока m^* . Так в работе [5] найдены значения эффективной массы электронов в n -InSb и n -InAs из температурной зависимости R и σ для образцов с низкой концентрацией электронов и температуры вырождения T_D , определенной путем сопоставления расчетной кривой для $\sigma(T)$ с экспериментом. Из T_D вычислялась эффективная масса электронов по формуле

$$m^* = \frac{1}{8} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{2/3} \frac{\hbar n^{2/3}}{T_D k_B}.$$

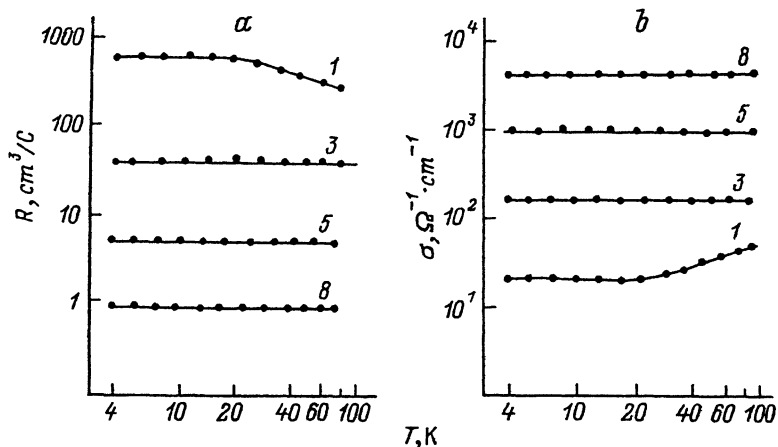


Рис. 3. Зависимость коэффициента Холла (а) и электропроводности (б) от температуры. Номера кривых соответствуют номерам образцов в табл. 1.

В данной работе мы попытались определить эффективную массу электронов в твердых растворах n -InAsSbP из подвижности. Известно, что в случае сильного вырождения полупроводников подвижность для рассеяния на ионах примеси u_I , согласно теории [6], определяется формулой

$$u_I = 0.2\kappa^2 \left(\frac{1}{m^*} \right)^2 \frac{n}{N_I \left[\ln(1+b) - \frac{b}{b+1} \right]}, \quad b = 5.1 \cdot 10^{-8} \kappa \frac{1}{m^*} n^{1/3}, \quad (8)$$

где $N_I = N_A + N_D$ — полная концентрация ионов примеси, а κ — диэлектрическая проницаемость. При известных n , N_I и κ из подвижности u_I , выделенной из экспериментальной подвижности $u = \sigma R$, можно определить m^* .

Экспериментальная подвижность $u = \sigma R$ определялась из измерений коэффициента Холла R и электропроводности σ . Из рис. 3 видно, что R и σ не зависят от температуры в интервале 4.2–77 К во всех образцах с $n > 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Только в образце 1 с $n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ наблюдается уменьшение R и увеличение σ при $T > 20$ К. Постоянство R и σ свидетельствует о вырождении электронного

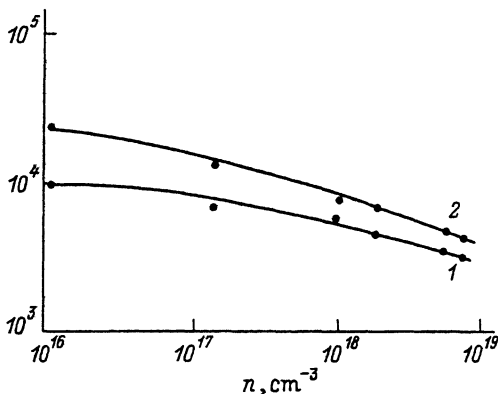
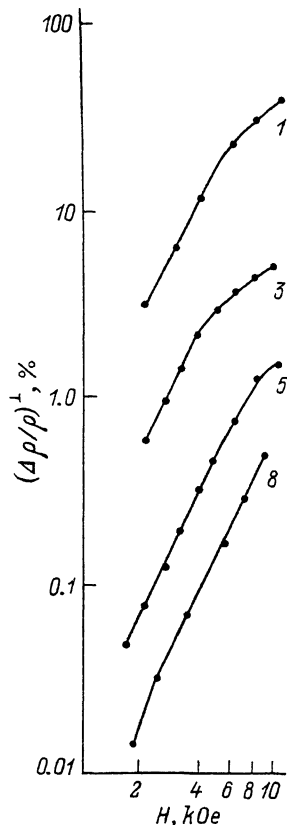


Рис. 4. Зависимость подвижности электронов от их концентрации: 1 — экспериментальная подвижность $u = \sigma R$, 2 — подвижность в матрице кристалла u_0 . $T = 4.2$ К.

Рис. 5. Поперечное магнитосопротивление $(\Delta\rho/\rho)^\perp$ в зависимости от напряженности магнитного поля H . $T = 4.2$ К. Номера кривых соответствуют номерам образцов в табл. 1.



газа, а наклоны R и σ при $T > 20$ К, по всей вероятности, связаны со снятием вырождения и активацией мелких примесей. Экспериментальная подвижность в зависимости от концентрации носителей тока при $T = 4.2$ К приведена на рис. 4 (кривая L).

Во всех образцах, как следует из температурной зависимости R и σ , а также из табл. 2, при $T = 4.2$ К имеет место сильное вырождение электронного газа (приведенный уровень Ферми $\bar{\mu} > 6$). В этом случае рассеянием носителей тока на фононах можно пренебречь и величина подвижности должна определяться только рассеянием на ионах примеси, а также на различных дефектах, неоднородностях и скоплениях примесей, присущих твердым растворам. Для того чтобы выявить существование различных дефектов и определить их влияние на экспериментальную подвижность, было исследовано магнитосопротивление.

На рис. 5 представлена зависимость поперечного магнитосопротивления $(\Delta\rho/\rho)^\perp$ от напряженности магнитного поля при $T = 4.2$ К. Во всех образцах $(\Delta\rho/\rho)^\perp$ в магнитных полях > 2 кЭ положительно и возрастает пропорционально H^2 до 510 кЭ. Экспериментальные значения коэффициента магнитосопротивления $B_r^e = (\Delta\rho/\rho)^\perp / (\omega H/c)^2$, рассчитанные в области квадратичной зависимости от H , приведены в табл. 3. При рассеянии на ионах примеси в случае сильного вырождения согласно теории [7]

$$B_r = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k_B T}{\mu} \right)^2 \left(r - \frac{1}{2} \right)^2, \quad (9)$$

где r — показатель степени в механизме рассеяния, $\tau \sim \varepsilon^r$. Для рассеяния на ионах примеси $r = 2$, тогда $B_r = 3\pi^2 / (4\bar{\mu}^2)$, т. е. коэффициент B_r резко уменьшается при смещении вверх уровня Ферми. Если использовать значения энергии уровня

Таблица 3

Параметры образцов, полученные из исследования подвижности и магнитосопротивления

№ образца	$T = 4.2$ К						$T = 77$ К
	$n, 10^{17} \cdot \text{см}^{-3}$	B_r^e	B_r^f	$\mu_0, \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	f	m^*/m_e	$(\Delta\rho/\rho)^\perp, H = 5 \text{ кЭ}$
1	0.1	0.7	0.03	24000	0.47	0.027	3
3	1.4	0.33	0.0014	13000	0.45	0.036	0.2
5	10	0.073	0.00012	7250	0.27	0.042	0.1
6	18	0.1	0.00005	7000	0.26	0.042	0.1
7	59	0.19	0.00002	4500	0.3	0.05	0.05
8	78	0.04	0.000017	4000	0.13	0.054	0.03

Ферми, полученные выше (см. табл. 2), то теоретические значения B_r во всех образцах значительно ниже экспериментальных (см. табл. 3). Этот факт, а также то, что отклонение от квадратичной зависимости $(\Delta\rho/\rho)^{\perp}$ как функции H наблюдается при $uH/c \approx 0.5$, т. е. раньше, чем достигается условие сильного поля $uH/c \gg 1$, указывает на существование во всех образцах каких-то дополнительных факторов (например, скоплений примесей), влияющих на изменяемые подвижность и магнитосопротивление. В тройных и четверных твердых растворах ранее были обнаружены как точечные дефекты типа Вайсберга, являющиеся центрами рассеяния носителей тока, так и крупные неоднородные области, искривляющие линии тока в кристалле. Неоднородности типа Вайсберга сильнее сказываются при высоких температурах, так как подвижность, обусловленная ими, $u_w \sim T^{-1}$. Поэтому при $T=4.2$ К их вклад в рассеяние электронов практически отсутствует. Вместе с тем крупные неоднородности, искривляющие линии тока, играют значительную роль при всех температурах и могут определять при $T=4.2$ К как подвижность, так и магнитосопротивление.

Чтобы оценить вклад этих скоплений, была использована теория эффективной среды (ТЭС), с помощью которой можно описать электрические свойства такого материала. Согласно ТЭС, в проводящей матрице существуют скопления примесей (кластеры), создающие вокруг себя области пространственного заряда, при этом подвижность и магнитосопротивление определяются формулами [8]:

$$\left. \begin{aligned} u &= u_0 \left[1 - (3/2) f / 1 - (3/4) f \right] \\ (\Delta\rho/\rho)^{\perp} &= (B_r^T + 0.225f) (u_0 H/c)^2 \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

где u_0 — подвижность в матрице кристалла, которую мы используем для определения m^* ; f — доля объема, занятая скоплениями; B_r^T — теоретическое значение коэффициента магнитосопротивления для рассеяния на ионах примеси. Значения u_0 и f , вычисленные из системы уравнений (9), приведены в табл. 3. В нелегированном образце 1 $f=0.47$, приблизительно такое же значение в образце 3, а в более легированных образцах f уменьшается, что может быть связано с уменьшением объема пространственного заряда (V_0) из-за экранировки электронами $f = \frac{V_0 N_e}{V}$; V — объем кристалла, а число скоплений N_e , возможно, сохраняется).

При $T=77$ К было исследовано также продольное магнитосопротивление $(\Delta\rho/\rho)^{\parallel}$. Величина его резко падает с уменьшением f (см. табл. 3) и стремится к нулю при $f \rightarrow 0$. Это говорит о том, что в InAsSbP $(\Delta\rho/\rho)^{\parallel}$ полностью определяется неоднородностями и не связано с несферичностью зоны проводимости.

Для определения m^* из u_0 необходимо знать, как уже говорилось выше, N_i и κ . В исходном нелегированном образце 1 можно в первом приближении оценить N_i , используя результаты предыдущего параграфа, приняв $m^*/m_e = 0.027$ и $\kappa = 14$ (по аналогии с n -InAs). Получены значения $N_i = N_A + N_D = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_D = 1.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_A = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, т. е. $N_D > N_A$ приблизительно в 3 раза. При легировании теллуром увеличение концентрации электронов связано с дальнейшим ростом концентрации доноров N_D , поэтому естественно полагать, что во всех образцах с $n > 10^{17} \text{ см}^{-3}$ $N_D \gg N_A$ и $N_i \approx n$. Основываясь на этом, можно с помощью формулы (8) определить значения диэлектрической проницаемости κ в InAsSbP, используя полученные нами для образцов 3 и 5 экспериментальные значения подвижности u_0 и m^* из эффекта Шубникова—де-Гааза (см. табл. 2 и 3). Тогда для образца 3 с концентрацией носителей тока $n = 1.8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ получено $\kappa = 10.5$, а для образца 5 с $n = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ $\kappa = 11$. Таким образом, разброс значений κ невелик ($\approx 5\%$), и мы можем принять для данного твердого раствора InAs_{0.62}Sb_{0.12}P_{0.26} $\kappa = 10.8$. С этим значением κ можно более точно определить

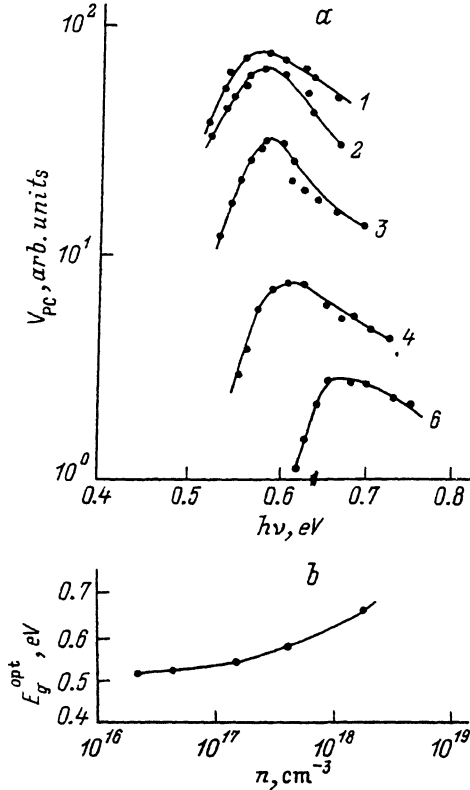


Рис. 6. Спектральная зависимость сигнала фотопроводимости V_{PC} (а) и зависимость оптической ширины запрещенной зоны E_g^{opt} от концентрации электронов (б). Номера кривых соответствуют номерам образцов в табл. 1.

концентрацию ионов, доноров и акцепторов в образце 1 ($N_I = 1.5 \cdot 10^{16}$, $N_D = 1.2 \cdot 10^{16}$, $N_A = 3 \cdot 10^{15}$ см^{-3}). Теперь, зная κ , можно для любого образца, где $N_I \approx n$, из величины подвижности, обусловленной рассеянием на ионах, определить эффективную массу m^* . В настоящей работе были найдены значения эффективной массы электронов из подвижности при $T = 4.2$ К для 6 образцов, в том числе и для образцов с концентрацией электронов $n = 8 \cdot 10^{18}$ см^{-3} , где исследование эффекта Шубникова—де-Гааза и определение эффективной массы

Таблица 4

Параметры образцов из измерений фотопроводимости ($T = 77$ К)

№ образца	E_g^{opt} , эВ	μ , эВ	$\bar{\mu} = \mu/k_B T$	m^*/m_e
1	0.52	-0.002	-0.3	—
2	0.527	0.007	1.18	0.034
3	0.54	0.02	3.69	0.037
4	0.565	0.045	6.62	0.04
5	0.64	0.12	17.6	0.044

из него требуются дополнительные измерения, повышающие чувствительность метода.

Значения m^* для исследованных образцов приведены в табл. 3. Наблюдается непрерывный рост m^* с увеличением концентрации электронов, что может быть связано с непараболичностью зоны проводимости.

3. Фотопроводимость

Данные об изменении эффективной массы m^* с концентрацией носителей тока можно получить из положения максимума в спектре фотопроводимости в образцах с разной концентрацией. Спектральные зависимости фотопроводимости в нелегированном образце 1 и в образцах, легированных теллуром (см. табл. 1), в области энергий квантов 0.5 эВ и выше при температуре жидкого азота представлены на рис. 6, а. Как видно из рисунка, положение максимума фотопроводимости зависит от концентрации электронов и при $n > 10^{17} \text{ см}^{-3}$ с ростом концентрации сдвигается в область коротких длин волн (больших $h\nu$). Наблюдаемое изменение спектральной границы фундаментального поглощения — результат увеличения эффективной ширины запрещенной зоны, обусловленный в случае сильного вырождения сдвигом уровня Ферми выше дна зоны проводимости (эффект Мосса—Бурштейна) и связанный с заполнением электронами состояний на дне зоны проводимости. Зависимость оптической ширины запрещенной зоны E_g , определенной по полуспаду длинноволнового края собственной фотопроводимости, от концентрации электронов в n -InAsSbP представлено на рис. 6, б. Наблюдается рост E_g^{opt} от 0.52 до 0.7 эВ.

Величина E_g^{opt} , полученная при температуре жидкого азота, может быть использована для оценки эффективной массы электронов. Ширина запрещенной зоны исходного нелегированного образца 1 с уровнем Ферми, расположенным ниже дна зоны проводимости, $E_g = 0.52$ эВ. Легирование теллуром приводит к росту концентрации электронов и вырождению электронного газа. При этом уровень Ферми смещается в зону проводимости и может быть представлен как $\mu = E_g^{\text{opt}} - E_g$. Имея эти данные о положении уровня Ферми (табл. 4) и зная концентрации носителей тока, можно определить эффективную массу электронов, исходя из формулы

$$n = 2 \left(\frac{2\pi m^* k_B T}{\hbar^2} \right)^{3/2} F_{1/2}(\bar{\mu}),$$

откуда

$$m^* = \frac{3.22 \cdot 10^{-12}}{T} \left(\frac{n}{F_{1/2}(\bar{\mu})} \right)^{2/3}, \quad (11)$$

где $F_{1/2}(\bar{\mu})$ — табулированный интеграл Ферми, $\bar{\mu} = \mu/k_B T$ — приведенный уровень Ферми.

Полученные значения m^* при $T = 77$ К даны в табл. 4.

4. Теория Кейна. Обсуждение результатов

Для узкозонных полупроводников типа $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ из-за взаимодействия зон в точке Г характерна непараболичность зоны проводимости. Экспериментально это проявляется как рост m^* с ростом концентрации носителей тока, когда наступает вырождение электронного газа и энергия электронов на уровне Ферми μ возрастает. Впервые этот эффект был обнаружен в n -InSb. Для объяснения его

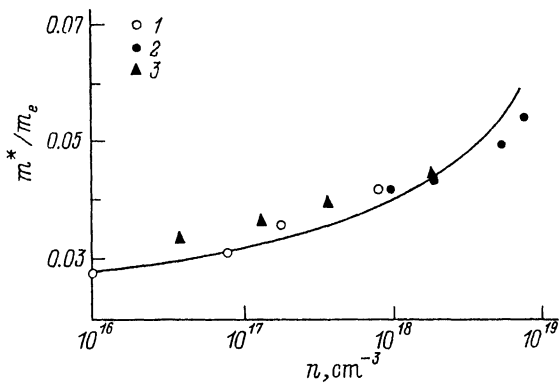


Рис. 7. Зависимость эффективной массы электронов от их концентрации. Точки — экспериментальные значения: 1 — из эффекта Шубникова—де-Гааза, $T = 4.2$ К; 2 — из подвижности, $T = 4.2$ К; 3 — из спектра фотопроводимости, $T = 77$ К. Сплошная линия — теоретическая зависимость Кейна.

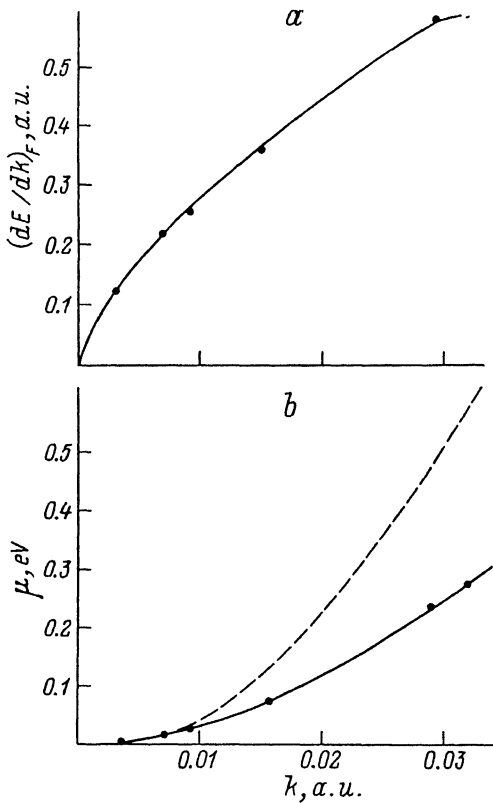


Рис. 8. Зависимость $(dE/dk)_F$ (a) и энергии электронов в зоне проводимости (b) от величины волнового вектора, штриховая кривая (b) — расчет для параболической зоны.

Кейн [9] — эффективная масса на дне зоны проводимости, E_g — ширина запрещенной зоны.

$$m^* = m_3^* \left[\frac{(3\pi^2 n)^{2/3} 2\hbar^2}{E_g m_0^*} \right]^{1/2}, \quad (12)$$

где m_0^* — эффективная масса на дне зоны проводимости, E_g — ширина запрещенной зоны.

Экспериментальные значения m^* в зависимости от концентрации носителей тока, полученные из эффекта Шубникова—де-Гааза и подвижности при $T = 4.2$ К, а также из ФП при $T = 77$ К, приведены на рис. 7 (точки). Экспериментальные значения m^* , полученные из ФП в сильно вырожденных образцах ($n > 10^{18}$ см $^{-3}$), совпадают с данными из эффекта Шубникова—де-Гааза и подвижности. В образцах с $n \leq 10^{17}$ см $^{-3}$ из ФП получены несколько более высокие значения m^* . Это может быть связано с изменением энергии электронов вблизи дна зоны проводимости с температурой.

Сплошная линия на рис. 7 соответствует теоретической зависимости Кейна [11], проведенной по экспериментальным точкам методом наименьших квадратов. При расчете использовались значения $E_g = 0.52$ эВ, m^* и n из табл. 2 и 3 ($T = 4.2$ К). Наилучшее приближение к эксперименту достигается при $m_0^* = 0.0286 m_e$.

Исходя из измеренных значений m^* можно вычислить форму зоны проводимости и эмпирически восстановить закон дисперсии энергии электронов

$$\frac{dE}{dk} = \frac{\hbar (3\pi^2 n)^{1/3}}{m^*}. \quad (13)$$

Зависимости $(dE/dk)_F$ и энергии электронов μ в зоне проводимости от величины волнового вектора k даны на рис. 8, а, б. Пунктиром показана зависимость для параболической зоны. Видно отклонение от параболическости и это отклонение, как было показано выше, согласуется с теорией Кейна.

Таким образом, в твердом растворе $\text{InAs}_{0.62}\text{Sb}_{0.12}\text{P}_{0.26}$ впервые определена эффективная масса электронов в зависимости от концентрации носителей тока и изучен энергетический спектр зоны проводимости. Показано, что зона проводимости непараболическа и закон дисперсии энергии электронов в ней хорошо описывается теорией Кейна в двухзонном приближении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Т. И. Воронина, Т. С. Лагунова, К. Д. Моисеев, Н. А. Прокофьева, Т. Б. Попова, М. А. Сиповская, В. В. Шерстнев, Ю. П. Яковлев. ФТП, 25, 1639 (1991).
- [2] О. В. Емельяненко, Ф. П. Кесаманлы, Д. Н. Наследов. ФТТ, 3, 1161 (1961).
- [3] Ф. П. Кесаманлы, Ю. В. Мальцев, Д. Н. Наследов, Л. А. Николаева, М. Н. Пивоваров, В. А. Скрипкин, Ю. И. Уханов. ФТП, 3, 1182 (1969).
- [4] A. S. Filipchenko, D. N. Nasledov. Phys. St. Sol. (a), 27, 11 (1975).
- [5] R. J. Sladek. Phys. Rev., 105, 460 (1957).
- [6] Ф. Д. Блатт. Теория подвижности электронов в твердых телах. М.—Л. (1963).
- [7] Ф. М. Аскеров. Кинетические эффекты в полупроводниках. Л. (1970).
- [8] M. H. Cohen. Phys. Rev. Lett., 30, 696 (1973).
- [9] E. Kane. Phys. Chem. Sol., N 1, 249 (1957).