

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ И p-n-ПЕРЕХОДОВ ИЗ InSb, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ ЖФЭ

Ш.О. ЭМИНОВ, Э.К. ГУСЕЙНОВ, А.А. РАДЖАБЛИ, Э.А. МАМЕДОВА

*Институт Физики им. академика Г.М. Абдуллаева НАН Азербайджана
AZ1143, Баку, пр. Г.Джавида, 33*

InSb əsasında p-n keçidlərin, altlıq materialının və epitaksial təbəqələrinin əsas parametrlərinin qiymətləndirilməsi aparılmışdır. Maye fəzalı epitaksiya üsulu ilə p- və n- tipli keçiriciliyinə malik olan altlıqlarda müxtəlif qalınlıqda və dəşiklərin konsentrasiyası 10^{16} - $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ aralığında olan p-tip keçiriciliyinə malik epitaksial təbəqələr yetişdirilmişdir. Epitaksial təbəqələrdə dəşiklərin konsentrasiyasının məhlulda aşqarın konsentrasiyasından asılılığı təyin edilmişdir. InSb-da kadmiumun- seqreqasiya əmsalı təyin edilmişdir. Alınmış p-n keçidilər əsasında hazırlanan fotodiodlarda VAX-in və qısa qapanma cərəyanının epitaksial təbəqələrin qalınlığından asılılığı tədqiq edilmişdir.

Проведена оценка основных параметров материала подложки, эпитаксиального слоя, а также параметров p-n-переходов на основе InSb. Методом ЖФЭ выращены эпитаксиальные слои p-типа различной толщины в интервале концентраций дырок 10^{16} - $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ на подложках InSb n-типа и p-типа проводимости. Установлена зависимость концентрации и подвижности дырок в эпитаксиальных слоях от содержания легирующей примеси в растворе-расплаве. Проведена оценка коэффициента сегрегации Cd в InSb. В фотодиодах, изготовленных на основе выращенных p-n переходов, изучена зависимость ВАХ и фототока короткого замыкания от толщины эпитаксиального слоя

Estimation of main parameters of both substrate and epitaxial layer as well as parameters of p-n junction have been performed. Epitaxial layers with different thickness and hole concentration in region of 10^{16} - $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ have been growth by LPE on InSb substrate with n- and p- type conductivity. The dependence of concentration of holes in epitaxial layers on concentration of doping impurity in liquid solution. The value of segregation coefficient of Cd in InSb have been obtained. The dependence of Volt-ampere characteristics as well as short current on thickness of epitaxial layers in photodiodes manufactured on base of p-n junction have been investigated.

InSb-наиболее узкозонный полупроводник группы III-V является основным материалом для изготовления фотоприемников ИК излучения в диапазоне 3-5 мкм. Фотовольтаические p-n переходы на его основе изготавливаются, в основном, методом диффузии акцепторной примеси Zn или Cd в подложку InSb p-типа проводимости [1,2], методом ионной имплантации [3] с последующим термическим отжигом, а также методом жидкофазной эпитаксии [4-7].

Для достижения заданного уровня легирования примеси при диффузионном методе пластина InSb подвергается длительному термическому отжигу (8-10 часов) при температуре более 450°C . Для удаления радиационных дефектов, возникающих при ионной бомбардировке, необходимо проводить отжиг пластин длительностью 3-5 часов при температуре выше 300°C . Однако, длительный отжиг пластин приводит, как правило, к конверсии типа проводимости пластин. В [8] сообщается об инверсии типа проводимости в пластинах InSb p-типа, компенсированных Ge, с дырочной на электронную ($p \rightarrow n$) при отжиге длительностью более 5 часов при температурах выше 350°C . В то же время в [3] сообщается об инверсии с электронной к дырочной проводимости ($n \rightarrow p$) в пластинах n-InSb при отжиге радиационных дефектов при $T \approx 360 \div 380^\circ\text{C}$ после имплантации ионов Zn^{++} с энергией 120 keV. В связи с этим метод жидкофазной эпитаксии, позволяющий проводить выращивание эпитаксиальных структур при температурах ниже 300 - 400°C в течении короткого времени и получать слои в широком интервале концентрации примеси от 10^{16} cm^{-3} до $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ является наиболее приемлемым методом

получения p-n-переходов с точки зрения сохранения свойств подложки.

Целью настоящей работы являлось изучение электрических свойств эпитаксиальных слоев и p-n переходов из InSb, выращенных методом жидкофазной эпитаксии, а также фотодиодов, изготовленных на их основе и интерпретация полученных результатов в рамках существующих моделей и представлений.

1. ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ИСХОДНЫХ МАТЕРИАЛОВ.

Характеристики серийных фотодиодов, изготовленных на основе InSb в России и США хорошо известны [9]. Однако, методы расчета параметров исходных материалов пригодных для изготовления фотодиодов с заданной величиной удельной обнаружительной способности D^* , как правило, не приводятся. С целью выбора подходящих параметров исходных материалов и технологических режимов выращивания эпитаксиальных слоев для получения фотодиодов на основе InSb с заданным уровнем D^* мы провели оценки величин концентрации носителей заряда в подложке n-типа и в эпитаксиальном слое, а также глубины залегания p-n-перехода.

1.1 Ток насыщения и квантовая эффективность перехода

Обнаружительная способность является основной характеристикой фотодетектора и определяется формулой:

$$D^* = \frac{\eta \lambda e}{2hc} \left(\frac{RA}{kT} \right)^{1/2} \quad (1)$$

где η - квантовая эффективность, λ - длина волны падающих фотонов, T - температура, A - площадь приемной площадки фотодетектора. R - сопротивление перехода при нулевом смещении.

Величины, входящие в эту формулу, прямо связаны с величиной полного тока, проходящего через p-n переход, выражающегося следующим образом:

$$I = -AeD_p \left. \frac{d\Delta p}{dx} \right|_{x=0} + AeD_e \left. \frac{d\Delta n}{dx} \right|_{x=0} = \frac{eQ_b(1-r)}{\cosh \frac{d}{L_n} + \frac{S\tau_n}{L_n} \sinh \frac{d}{L_n}} + \left[\frac{AeD_n n_p}{L_n} \frac{\sinh \frac{d}{L_n} + \frac{S\tau_n}{L_n} \cosh \frac{d}{L_n}}{\cosh \frac{d}{L_n} + \frac{S\tau_n}{L_n} \sinh \frac{d}{L_n}} + \frac{AeD_p p_n}{L_p} \coth \frac{b}{L_p} \right] \cdot \exp\left(\frac{eV}{kT} - 1\right) \quad (2)$$

Здесь A - площадь фотодиода, r - коэффициент отражения излучения; S - скорость поверхностной рекомбинации; Q_b - плотность потока фотонов; d - глубина залегания p-n перехода; b - расстояние между переходом и задним контактом, расположенным в n-области; n_p - и p_n - равновесная концентрация электронов в p-области и дырок в n-области, соответственно; e - заряд электрона, τ_n - время жизни электронов; L_p, L_n - диффузионная длина дырок в n-области и электронов в p-области, D_p и

D_n - коэффициенты диффузии дырок в n-области и электронов в p-области структуры, соответственно.

Правая часть (2) представляет собой выражение для тока насыщения - темновой составляющей полного тока. Ток насыщения состоит из диффузионного тока электронов I'_s в p-области и дырок I''_s в n-области перехода. Подставляя выражения $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ и $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ в выражение (2), получим:

$$I_s = Ae \frac{L_n}{\tau_n} n_p \left[\frac{\sinh\left(\frac{d}{L_n}\right) + \frac{s}{L_n/\tau_n} \cosh\left(\frac{d}{L_n}\right)}{\cosh \frac{d}{L_n} + \frac{s}{L_n/\tau_n} \sinh\left(\frac{d}{L_n}\right)} \right] + e \frac{L_p}{\tau_p} p_n \coth \frac{b}{L_p} = I'_s + I''_s \quad (3)$$

1.2 Концентрация примеси.

Из выражения (3) видно, что для уменьшения темнового тока насыщения в p-n-переходе необходимо уменьшить концентрацию неосновных носителей в p- и n-областях. Эти концентрации можно свести к минимуму при сильном легировании обеих областей структуры. Однако, с ростом концентрации примеси уровень Ферми приближается ко дну зоны проводимости в n-области и к потолку валентной зоны в p-области, а с при совпадении с ними происходит вырождение. В вырожденных полупроводниках диффузионная длина мала и преобладает туннельный ток и D^* диода уменьшается. К тому же при сильном легировании r-области происходит коротковолновое смещение края поглощения из-за эффекта Бурштейна-Мосса. Поэтому концентрация легирующей примеси в p и n областях должна быть несколько меньше ее величины в условиях вырождения.

Выражения для критической концентрации примеси при вырождении имеют вид:

$$n = 4,831 \cdot 10^{15} (m_e / m_0)^{3/2} T^{3/2} F_{1/2}(\eta)$$

$$p = 4,831 \cdot 10^{15} (m_h / m_0)^{3/2} T^{3/2} F_{1/2}(-E_i - \xi),$$

$$\text{где } \xi = \frac{E_F - E_c}{kT}$$

Здесь m_e, m_h - эффективная масса электронов и дырок, соответственно, причем для InSb $m_e \approx 0.013m_0$ и $m_h = 0.55m_0$, m_0 - масса свободного электрона, E_F - уровень Ферми, E_i - собственная ширина запрещенной зоны в единицах kT , $F_{1/2}(\eta)$ - интеграл Ферми-Дирака.

Из этих уравнений можно рассчитать величины критической концентрации примеси $n \approx 3.75 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ при 77K. Соответственно, выберем величину концентрации примеси $p \approx 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ при 77K.

В $p^+ - n$ фотоприемниках из InSb величина диффузионного тока в p-области меньше, чем

диффузионный ток в n -области: $\frac{L_p}{\tau_p} p_n \geq \frac{d}{\tau_n} n_p$.

Поскольку $p_n n = n_p p = n_i^2$, то

$$n < \frac{L_p \tau_n}{d \tau_p} p = \frac{8 \cdot 10^{-3} \cdot 2 \cdot 10^{-10}}{0.75 \cdot 10^{-4} \cdot 8 \cdot 10^{-7}} \cdot 10^{17} = 2.7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} \quad \text{как}$$

показано ниже, $d \approx 0,75 \mu\text{m}$).

Таким образом, исходная подложка с n -типом проводимости при 77К должна иметь концентрацию электронов $n \approx 1 \div 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. При концентрациях примеси в p - и n -областях перехода для InSb $L_n \approx 2.44 \mu\text{m}$ и $L_p \approx 80 \mu\text{m}$.

1.3 Оценка параметров p-n перехода
1.3.1. Глубина залегания p-n перехода

Глубина залегания p - n перехода d (толщина эпитаксиального слоя) является одним из основных факторов, ограничивающих характеристики фотодиода. Для оценки значения оптимальной глубины залегания перехода рассмотрим только диффузионный ток электронов в p -области, представленный в выражении (3). Определим оптимальные значения d при минимальных значениях I_s и максимальных значениях

η . Обычно принимается, что $S < 10^4 \text{ cm/s}$. Поскольку $L_n / \tau_p = \frac{2.44 \cdot 10^{-4}}{2 \cdot 10^{-10}} = 1.22 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$; $\frac{S}{L_n / \tau_n} \ll 1$, то можно упростить выражение (3) к следующему виду:

$$I_s = A e \frac{L_n}{\tau_n} n_p \left(\frac{\sinh \frac{d}{L_n}}{\cosh \frac{d}{L_n}} \right) = A e \frac{L_n}{\tau_n} n_p \tanh\left(\frac{d}{L_n}\right) \quad (4)$$

Величина фототока короткого замыкания I_{sc} определяется формулой $I_{sc} = e \eta Q_b$. Приравнивая его с выражением для фототока в выражении (1), квантовую эффективность можно представить в следующем виде:

$$\eta = \frac{(1-r)}{\cosh\left(\frac{d}{L_n}\right) + \frac{S \tau_n}{L_n} \sinh\left(\frac{d}{L_n}\right)} \propto \frac{1}{\cosh\left(\frac{d}{L_n}\right)} \quad (5)$$

В таблице 1 представлены расчеты величины квантовой эффективности $1 / \cosh(d/L_n)$ и $\tanh(d/L_n)$, которым пропорциональны η и I_s .

Таблица 1.

Квантовая эффективность и ток насыщения								
d/L_n	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7
$\eta \propto 1/\cosh(d/L_n)$	1	0.995	0.980	0.957	0.925	0.887	0.844	0.797
$I_s \propto \tanh(d/L_n)$	0	0.0997	0.1977	0.2913	0.2913	0.4621	0.537	0.6044

Как видно из таблицы, при $d/L_n \geq 0.3$ величина η начинает убывать, а величина $\tanh(d/L_n)$, определяющая величину I_s , растет. Поэтому выберем значения $d/L_n \leq 0.3$, при которых достигается приемлемая величина $\eta \geq 95.7$ и минимально возможные значения I_s .

При этих значениях $d \leq 0.73 \mu\text{m}$. Таким образом, толщина выращиваемого эпитаксиального слоя должна удовлетворять условию $d \approx 1 \mu\text{m}$.

1.3.2 Расстояние b от перехода до задней поверхности (толщина подложки)

Диффузионный ток I_s'' неосновных носителей в n -области (в подложке) зависит от расстояния b от перехода до контакта, расположенного на задней поверхности (правая часть выражения (3)).

Для уменьшения этой составляющей тока необходимо, чтобы значение $\coth \frac{b}{L_p}$ приближалось к его минимальному значению, равному единице. Это становится возможным при больших значениях b/L_p , так что расстояние от границы перехода до задней поверхности в n -области должно быть велико по сравнению с диффузионной длиной дырок в n -области. Если $b = 2L_p$, то $\coth \frac{b}{L_p} = 1,037$, что очень близко к единице.

Поэтому величина b должна удовлетворять условию $b \geq 2L_p$. Для подложки с выбранной концентрацией электронов $n \approx 1 \div 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ величина $b \geq 160 \mu\text{m}$. Обычно в качестве подложек используются пластины

толщиной 300-400 μm , что полностью отвечает этому условию.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Жидкофазную эпитаксию проводили в сдвиговой графитовой кассете в потоке водорода из раствора расплава, составленного из элементарных In (N7) и Sb(N7) Легирующей примесью служил Cd. Выбор кадмия в качестве акцепторной примеси обусловлен тем что его влияние на свойства InSb по сравнению с Zn [1] изучено недостаточно. В то же время проведение сравнения поведения кадмия в эпитаксиальных слоях и в объемных монокристаллах, выращенных методом Чохральского [10-13], представляется интересным с точки зрения оценки степени совершенства слоев.

Подложками для получения $p-n$ переходов служили пластины InSb n -типа, легированные Te ($n \cong 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) и ориентированные в плоскости (111) [13]. Слои, как правило, выращивали на стороне (111)В. Такой выбор "рабочей" стороны, в основном, определяется особенностями электронного строения этой стороны [14], обуславливающими значительно большую устойчивость процесса эпитаксиального роста на ней в отношении к срывам и дефектообразованию по сравнению с ростом на противоположной стороне (111)А.

С целью исследования зависимости концентрации и подвижности дырок в эпитаксиальных слоях от концентрации примеси Cd в жидкой фазе раствора $C_L(\text{Cd})$, и, особенно, при малых уровнях легирования ($C_L(\text{at.}\%) \leq 0.01$), были выращены также и эпитаксиальные структуры $p^+ - p$ -типа на подложках InSb p - типа проводимости, компенсированных Ge ($p \approx 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $\mu \approx 5 \times 10^3 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$). Такая необходимость была обусловлена, в частности, трудностями измерения концентрации дырок в эпитаксиальных слоях на подложках с n -типом проводимости методом Ван-дер-Пау из-за шунтирующего воздействия низкоомной подложки n -типа при концентрациях дырок ниже $p \leq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. При использовании подложек с n -типом проводимости выращивание слоев производилось при температурах 400-430°C. При использовании подложек p -типа проводимости, рост производился при относительно низких температурах 300-340°C для предохранения подложки от инверсии типа проводимости. Содержание Cd в растворе изменяли в пределах $0.001 \leq C_L(\text{at.}\%) \leq 1$.

Измерение концентрации носителей тока и подвижности проводилось при совместном измерении удельной электропроводности и коэффициента Холла по методу Ван-дер-Пау на автоматизированной измерительной установке BIORAD при 77К. При концентрациях $p > 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ измерения проводились на эпитаксиальных слоях, выращенных на подложках n - типа, а при меньших уровнях легирования на $p^+ - p$ структурах.

Фотодиоды изготавливались с применением операций фотолитографии, химического травления эпитаксиального слоя для создания меза-структуры и анодного окисления в электролите с составом 0.1N KOH : Этиленгликоль=1:3 при плотности тока 0.1 A/cm² для пассивации поверхности. Оптимальная глубина залегания $p-n$ - перехода определялась методом измерения плотности фототока короткого замыкания j_{sc} и напряжения холостого хода V_{oc} при послойном травлении эпитаксиального слоя [18].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Выращенные ЭС имели, преимущественно, зеркально гладкую поверхность, p -тип проводимости и толщину $5 \div 15 \mu\text{m}$. В некоторых случаях на поверхности наблюдались дефекты в виде террас, менисковых линий, остатков капель раствора, незаросшие участки поверхности подложки, инклюзии вторичной фазы In и пр. Классификация дефектов, присущих эпитаксиальным слоям InSb, анализ причин их формирования и рекомендации по их предотвращению представлены нами в [16].

3.1 Коэффициент сегрегации.

Зависимость $p(C_L)$ концентрации дырок p в эпитаксиальных слоях (которую мы отождествляли с концентрацией атомов кадмия) от содержания Cd в жидкой фазе C_L ($C_L(\text{Cd}) \sim 0.001-1\%$ (ат)), представлена на рис.1.

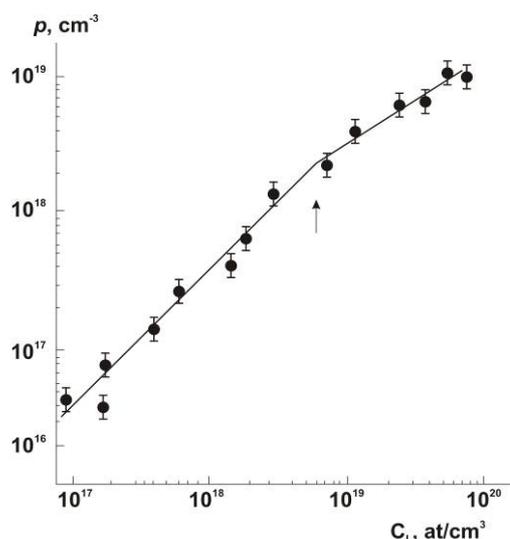


Рис.1. Зависимость концентрации дырок в эпитаксиальных слоях от содержания примеси в растворе-расплаве

В интервале концентраций $C_L \approx 2 \times 10^{17} \div 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ зависимость $p(C_L)$ носит линейный характер, при $C_L \approx 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ наблюдается перегиб, в интервале $C_L \approx 5 \times 10^{18} \div 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ зависимость имеет наклон $1/2$, а при $C_L > 1 \times 10^{19}$ происходит постепенное насыщение. Такая зависимость объясняется в рамках модели диффузионного вхождения примесных атомов в решетку растущего слоя [15]. При

малых уровнях легирующей примеси C_{sol} в твердой фазе ($C_{sol} \ll P_i$, где P_i - концентрация собственных носителей заряда) зависимость $C_{sol} \equiv K_1 C_L$ носит линейный характер. В сильнолегированных кристаллах, когда $C_{sol} \gg P_i$ зависимость носит степенной характер ($C_{sol} \equiv K_2 C_L^{1/2}$). Критерием перехода от линейной зависимости к степенной служит условие $C_{sol} = P_i$. Концентрации собственных носителей в InSb при температурах проведения эпитаксии (300-400°C) имеет величину $\sim 3 \div 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, что совпадает с точкой перегиба на кривой рис.1. Такое совпадение экспериментальных данных с расчетными свидетельствует в пользу принятой модели.

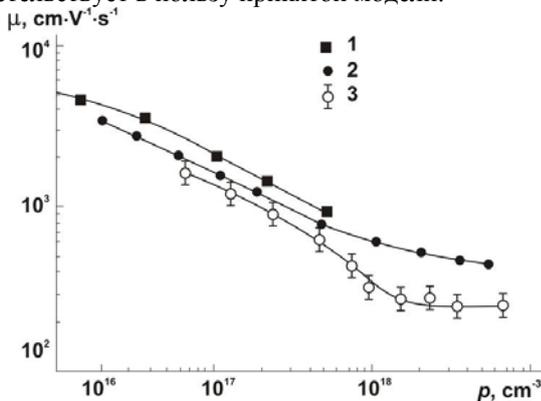


Рис. 2. Зависимость подвижности дырок от их концентрации в эпитаксиальных слоях. 1-данные [10], 2 –данные [8], 3-наши данные

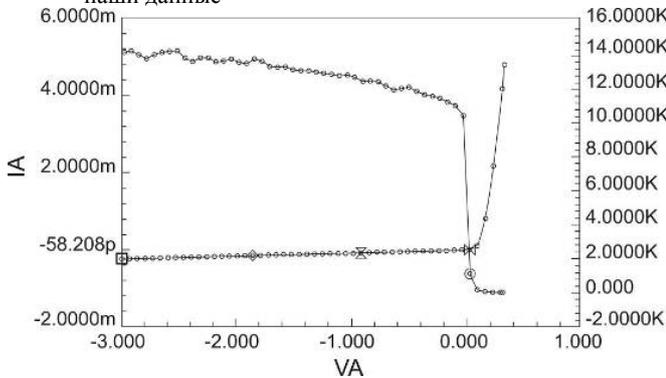


Рис. 3. VAX и дифференциальное сопротивление фотодиодов

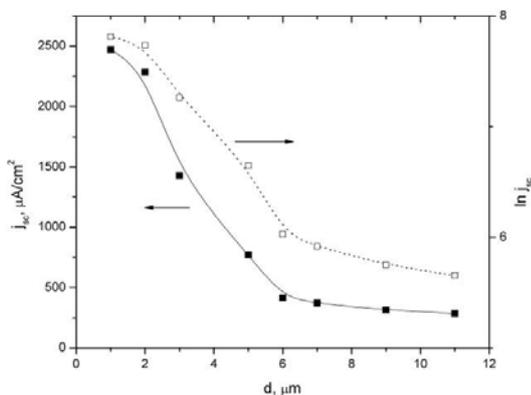


Рис.4. Зависимость плотности тока короткого замыкания (слева) и $\ln j_{sc}(d)$ от толщины стравленного слоя (справа)

По наклону зависимости $P(C_L)$ оценена величина эффективного коэффициента сегрегации кадмия $K_s \sim 0.3$ при эпитаксиальном росте из раствора-расплава In-Sb в области концентраций $C_L(\text{Cd}) \sim 0.001-0.01\%(\text{at})$. Кривая также показывает, что предел растворимости кадмия в InSb составляет $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ($C_L \approx 0,5\%(\text{at})$). Полученные данные неплохо согласуются с данными, ($K_s \sim 0.26$), полученными для объемных кристаллов, выращенных по Чохральскому и легированных Cd в области концентраций $C_L \approx 2.5 \times 10^{17} \div 1.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ [10].

Таким образом, при сильном легировании некоторая часть примеси в эпитаксиальных слоях не проявляет своих акцепторных свойств.

3.2. Подвижность дырок

Зависимость подвижности дырок μ_p от концентрации p представлена на рис 2 (кривая 3). На кривой четко проявляется точка перегиба при $3 \div 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Этот перегиб также связан с постепенным уменьшением электрической активности примеси с ростом ее концентрации при сильном легировании. Для сравнения на кривых 1 и 2 представлены аналогичные зависимости, полученные для объемных монокристаллов [10,11], где при $C_L \approx 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ также наблюдается перегиб.

3.3 Характеристики фотодиодов

Как было показано выше, глубина залегания p-n-перехода должна соответствовать условию $d < 0,73 \mu\text{m}$. Получение эпитаксиальных слоев тоньше $1 \mu\text{m}$ методом ЖФЭ возможно [19], однако для этого требуется относительно сложное технологическое оборудование. Обычно для достижения необходимой толщины p-n-переходов приходится производить утоньшение относительно толстых эпитаксиальных слоев ($5-15 \mu\text{m}$) шлифованием и химическим травлением.

Природа токов у экспериментальных фотодиодов из InSb, полученных различными технологическими методами исследовалась в ряде работ. [4,5]. Поэтому мы ограничимся интерпретацией результатов зависимости VAX и величин фототока короткого замыкания от толщины слоя. На рис.3 представлена темновая VAX, а также зависимость дифференциального сопротивления от напряжения смещения фотодиода с рабочей площадью $A = 0.07 \text{ cm}^2$. Исходная толщина эпитаксиального слоя составляла $15 \mu\text{m}$. Оценочный расчет D^* по формуле (1) при $\lambda = 5.5 \mu\text{m}$ и $R_0 A \approx 0.15 \text{ k}\Omega \text{ cm}^2$, в предположении что $\eta = 50\%$ дает значение $D^* \approx 4 \times 10^{11} \text{ cmHz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$. Однако, прямые измерения вольтовой чувствительности и шумовых характеристик показали относительно низкие значения D^* из-за высоких значений величины темнового тока и малых значений отношений сигнал-шум. В связи с этим мы провели изучение зависимости характеристик фотодиода от толщины эпитаксиального слоя. Было установлено, что с уменьшение толщины слоя на $5-6 \mu\text{m}$ абсолютное значение темнового тока резко уменьшается, а дифференциальное сопротивление увеличивается на порядок и больше. По-видимому, при этом отношение

d/L_n уменьшается и, в соответствии с выражением (4), уменьшается величина $I_s \propto \tanh(d/L_n)$.

На кривых дифференциального сопротивления большинства образцов при обратном смещении $V=75\div 100$ mV, как правило, наблюдается первая из точек изломов, характерных для смены механизмов тока. По-видимому, смена рекомбинационно-генерационного механизма тока на диффузионный происходит при этих напряжениях смещения.

Величина напряжения холостого хода фотодиодов при фоновом освещении находится в пределах 90- 120 mV, так же как и у российских и американских серийных фотодиодов, изготовленных диффузией и ионной имплантацией. Величина фототока короткого замыкания при достаточно тонких р-слоях достигает при этом 150μA. Расчет величины фототока по формуле $I_{sc} \approx A\eta We$, где $W \sim 10^{16}$ cm⁻² -плотность фонового потока излучения при $A=0,1$ cm² и $\eta \sim 90\%$ дает величину такого же порядка. На рис.4 показана зависимость плотности фототока короткого замыкания р-п перехода от толщины стравленного слоя. Здесь также представлена зависимость $\ln j_{sc}(d)$. При толщине 5-6 μm слоя, остаточного после травления, на кривой просматривается точка перегиба, типичная для аналогичных зависимостей, полученных для других материалов, и наблюдаемая на расстояниях $d \geq L_n$ от освещаемой поверхности, при которых влияние поверхностной рекомбинации ослабевает. Поэтому в нашем случае $L_n < 5$ μm. Однако, расчет, произведенный по наклону кривой зависимости $\ln j_{sc}$ от d при $d \geq L_n$ дал значение для $L_n \sim 6-10$ μm, превышающее ожидаемое значение 2÷3 мкм. Причиной этому может быть уменьшение концентрации примеси по толщине по сравнению с ее концентрацией на

поверхности. В настоящее время проводится работа по исследованию этого обстоятельства.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных исследований были получены следующие основные выводы:

1. Рассчитаны значения оптимальных концентраций примеси в областях р-п-перехода из InSb, освещаемого со стороны р-области: $n \approx 1 \div 2 \cdot 10^{15}$ cm⁻³ и $p \approx 1 \cdot 10^{17}$ cm⁻³ при 77K, толщина р-области ~1μm, толщина п-области - ≥ 160
2. Установлена зависимость концентрации дырок в эпитаксиальных слоях InSb от содержания Cd в жидком растворе в интервале $C_L \approx 10^{-3} - 1\%$ (at); величина коэффициента сегрегации кадмия в области концентраций примеси $C_L \approx 10^{-3} - 5 \cdot 10^{-2}\%$ (at) в растворе составляет 0,3; предел растворимости Cd в InSb $p \approx 5 \cdot 10^{19}$ cm⁻³; вхождение примеси в подрешетку эпитаксиального слоя определяется диффузионным механизмом.
3. В интервале концентраций $p \approx 1 \cdot 10^{17} - 2 \cdot 10^{18}$ cm⁻³ подвижность дырок в слоях уменьшается с ростом концентрации по линейному закону, а при $p \geq 2 \cdot 10^{18}$ cm⁻³ наблюдается насыщение, связанное с ограниченной растворимостью Cd при этих концентрациях.
4. Величина напряжения холостого хода полученных фотодиодов находится в пределах 90-120 mV, как и у серийных фотодиодов. Диффузионная длина электронов в р-области имеет величину 6 -10 μm, превышающую ожидаемое значение 2÷3 μm. Это указывает на то, что концентрация легирующей примеси в области р-п перехода меньше, чем на поверхности эпитаксиального слоя.

-
- | | |
|--|--|
| [1]. S.Mariv, M.Shamay, J.Appl.Phys, 62 , 12 (1987) 4916 | [10]. A.J. Strauss, J .Apl.Phys., 30 , 4 (1959) 230 |
| [2]. L.P.Chen, J.J.Lou etc., Solid State Electronics, 35 ,8 (1992) 1081 | [11]. А.Н.Попков и др., ФТП, 16 , 12 (1982) 1313 |
| [3]. П.В. Бирюлин, В.И.Туринов, Е.Б. Якимов, ФТП, 38 (2004) 498 | [12]. S.Kurnic, J.M.Powel, Phys Rev., 118 (1959) 597 |
| [4]. A.Krier, X.L.Huang, A.Hammiche, J.Phys.D:Appl.Phys., 34 (2001) 874 | [13]. G.W.Gobeli, H.Y.Fan, Phys Rev., 119 (1960) 613 |
| [5]. Y.Z.Gao, T.Yamaguchi, Cryst/Res. Technol. 34 , 3 (1999) 285 | [14]. http://www firebird.com |
| [6]. A.Kumar, S.Sridaran, P.Dutta, International J.of High Speed Electron., 14 (2004) 652 | [15]. С.С.Горелик, М.Я.Дашевский, Материаловедение полупроводников и металловедение, Москва, "Металлургия", (1973) 340с. |
| [7]. N K Udayashankar and H. L. Bhat, Bull. Mater. Sci.(India), 26 , 7 (2003) 685 | [16]. Ю.Г.Попов, Ш.О.Эминов, Э.К.Гусейнов, Неорган. Мат., 29 , 8 (1993) 1149 |
| [8]. А.Н. Блаут-Блачев и др., Неорган. Материалы, 13 , 14 (1977) 629 | [17]. Ш.О.Эминов, Тезисы докладов XII Нац. Конф. по росту кристаллов, Москва, (2006) 187 |
| [9]. http:// www judsontechnologies.com | [18]. I.Bloom, Y.Nemirovsky, Transaction of Electr. Dev., 38 , 4 (1992) 809 |
| | [19]. J.J.Hsieh US Patent no. 414924 |