

ПОЛУЧЕНИЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР С ДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ МЕТОДОМ СТАНДАРТНОЙ ЖИДКОФАЗНОЙ ЭПИТАКСИИ

Голубев Л. В., Крещук А. М., Новиков С. В., Полянская Т. А.,
Савельев И. Г., Сайдашев И. И.

Сформулированы рекомендации по параметрам слоев, составляющих гетероструктуры с двумерным электронным газом (2МЭГ), обеспечивающие возможность исследования свойств 2МЭГ в широком диапазоне температур. По данным рекомендаций методом стандартной жидкофазной эпитаксии выращены гетероструктуры $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/p\text{-GaAs}$ и $n\text{-InP}/p\text{-In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$. Экспериментально показано, что благодаря оптимально подобранным параметрам слоев получен нешунтированный в широком температурном интервале (4.2–77 К) 2МЭГ.

Введение. Селективно легированные гетероструктуры (СЛГС) с двумерным электронным газом (2МЭГ) перспективны для создания сверхбыстродействующих полевых транзисторов и фотодетекторов [1, 2]. Помимо этого, в настоящее время ведутся работы по созданию воспроизводимого эталона Ома на основе квантового эффекта Холла, наблюдаемого в 2МЭГ на гетерогранице (ГГ) при низких температурах [3]. Каждое из этих направлений предъявляет специфические требования к структурам с 2МЭГ. Для продвижения в любом из них необходимо исследовать свойства 2МЭГ на ГГ, являющегося рабочим элементом всех приборов. Кроме того, практическое применение структур с 2МЭГ ограничивается тем, что основные методы, используемые для создания СЛГС (молекулярно-лучевая эпитаксия и газофазная эпитаксия из металлоорганических соединений) являются сложными и дорогостоящими. В связи с этим целью данного исследования является выработка и экспериментальная проверка рекомендаций для получения методом стандартной жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) гетероструктур, пригодных для изучения свойств 2МЭГ в широком диапазоне температур.

Наиболее распространенными гетеропарами для создания СЛГС являются $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ и $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$. Энергетические диаграммы СЛГС на основе этих гетеропар схематически показаны на рис. 1. Электроны из широкозонного слоя переходят в потенциальную яму на ГГ и при достаточно резкой гетерогранице образуют 2МЭГ. Преимущества структур с 2МЭГ связаны с большой плотностью носителей заряда на гетерогранице n_s и малой концентрацией рассеивающих центров в узкозонном слое. Для того чтобы рассмотреть требования к отдельным слоям, составляющим гетероструктуру, необходимо знать зависимость концентрации двумерных носителей на ГГ n_s от концентрации примеси в широкозонном N_1 и узкозонном N_2 слоях гетероструктуры. Методика расчета этих зависимостей в приближении вырожденного электронного газа в треугольной яме на ГГ приведена в *Приложении*. Результаты этого расчета показаны на рис. 2, *а* в виде зависимостей n_s от концентрации доноров в широкозонном слое N_{d1} при различных значениях N_{a2} (концентрации акцепторов в узкозонном слое) для СЛГС $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/p\text{-GaAs}$ при $x=0.3$ (сплошные линии) и $x=0.2$ (штриховые) и на рис. 2, *б* — для $n\text{-InP}/p\text{-In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$. В изотипных $n-n$ -гетероструктурах на зависимости n_s (N_{d1}) практически не влияет

концентрация примеси в узкозонном слое и они близки к зависимостям I (рис. 2, а, б), полученным в приближении $N_{A2}=0$.

При выработке рекомендаций для выращивания слоев, составляющих СЛГС, будем исходить из следующих требований к структуре: а) существование 2МЭГ на ГГ с концентрацией $n_s \geq 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; б) отсутствие при низкой температуре (4.2 К) паразитной проводимости по слоям, шунтирующей проводимость двумерного канала; в) снижение шунтирования 2МЭГ при высоких температурах (~77 К). Далее приводятся и обосновываются параметры слоев гетероструктуры, обеспечивающие выполнение этих требований.

Широкозонный слой СЛГС (AlGaAs, InP)

а) Как видно из рис. 2, а, б, концентрация двумерных электронов может превысить значение $1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при $N_{D1} \geq 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

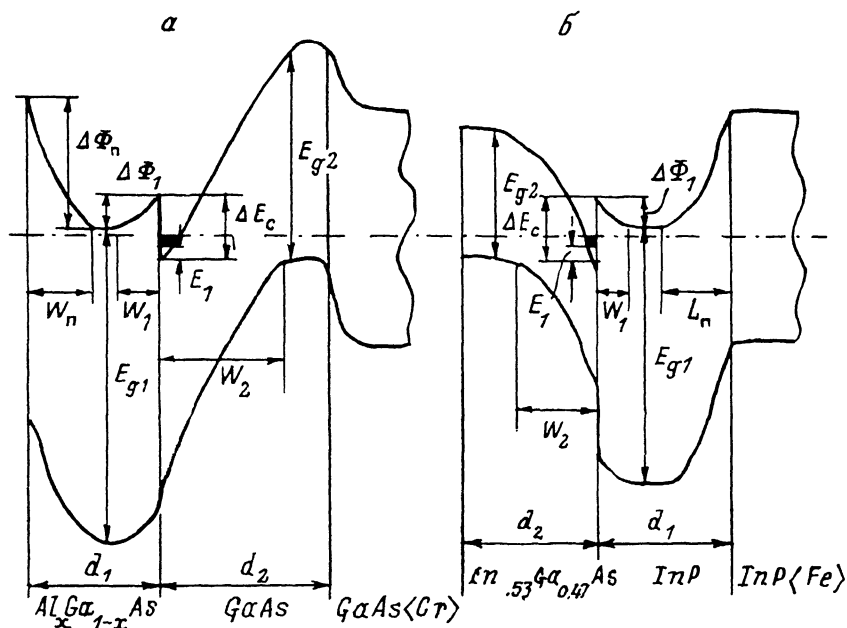


Рис. 1. Зонные диаграммы селективно легированных гетероструктур с двумерным электронным газом.

а — $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/p\text{-GaAs}$, б — $p\text{-In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/n\text{-InP}$.

б) При легировании полупроводника мелкой донорной примесью вымораживание электронов и вследствие этого малая проводимость трехмерного слоя при низкой температуре проявляются при концентрациях, удовлетворяющих эмпирическому критерию перехода от металлической к диэлектрической проводимости [4]:

$$N_{D1}^{1/3} a_B < 0.26, \quad (1)$$

где a_B — эффективный борковский радиус. Используя (1), получаем для $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ $N_{D1} < 4.7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и для InP $N_{D1} < 3.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Для глубоких примесей (например, Si в AlGaAs) выражение (1) не имеет силы. Поэтому при выполнении критерия (1) для мелкой примеси слой можно легировать глубокими донорами до значительно больших концентраций ($\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для Si в AlGaAs) при отсутствии заметной проводимости при низких температурах.

в) Подбором толщины слоя можно добиться отсутствия проводимости по широкозонному слою как при низкой, так и при высокой температурах даже при невыполнении критерия (1). Для этого необходимо, чтобы толщина слоя d_1 не превышала d_c — критическую толщину, при которой весь слой «проткнут» обедненными областями.

Для AlGaAs, исходя из рис. 1, а, можно записать

$$d_x = W_1 + W_2 = \left(\frac{2x}{qN_1} \right)^{1/2} (\Delta\Phi_1^{1/2} + \Delta\Phi_2^{1/2}), \quad (2)$$

где W_1, W_2 — толщины областей пространственного заряда, связанные с изгибом зоны проводимости у ГГ $\Delta\Phi_1$ и у поверхности полупроводника $\Delta\Phi_2$ соответственно. Используя расчет, приведенный в *Приложении* для $\Delta\Phi_1$, а также принимая $\Delta\Phi_2 = 0.8$ эВ [6], можно рассчитать зависимость критической толщины d_x от концентрации примеси в слое N_1 . Эта зависимость для $x=0.3$ приведена на рис. 2, а (кривая 5). Она свидетельствует о том, что при увеличении

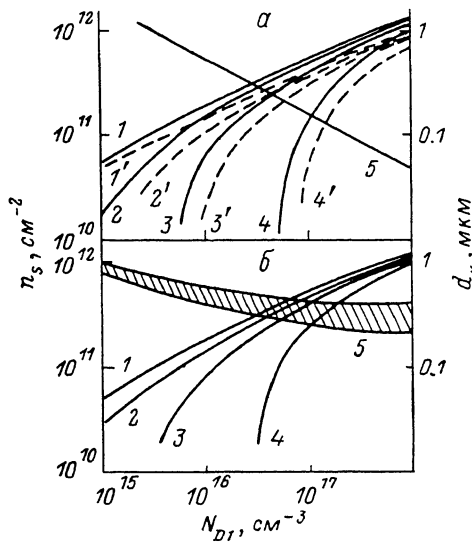


Рис. 2. Расчетные зависимости критической толщины широкозонного слоя (5) и концентрации двумерных носителей на гетерогранице от концентрации доноров в широкозонном слое гетероструктуры при различной концентрации акцепторов в узкозонном слое. $N_{A2}, \text{см}^{-3}$: 1, 1' — 0, 2, 2' — $1 \cdot 10^{14}$, 3, 3' — $1 \cdot 10^{15}$, 4, 4' — $1 \cdot 10^{16}$. а — $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/p\text{-GaAs}$ для $x=0.3$ (1—4) и $x=0.2$ (1'—4'); б — $p\text{-In}_{0.15}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/n\text{-InP}$ (1—4).

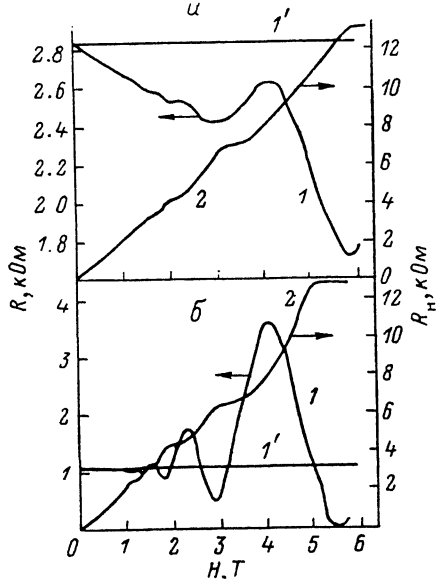


Рис. 3. Зависимость сопротивления квадрата пленки (1, 1') и холловского сопротивления (2) от магнитного поля при $T = 4.2$ К для двух гетероструктур.

а — AlGaAs/GaAs, б — InGaAs/InP. Магнитное поле перпендикулярно (1, 2) и параллельно (1') гетерогранице.

N_1 от $1 \cdot 10^{16}$ до $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ d_x уменьшается от 0.5 мкм до 500 Å. В случае InP выражение для d_x записывается в несколько ином виде:

$$d_x = W_1 + L_n, \quad (3)$$

где L_n — толщина переходной области от полужолирующей подложки InP<Fe> к слою InP n -типа. Эта толщина определяется разными причинами, но одной из основных является высокий коэффициент диффузии атомов железа в фосфиде индия $\sim 10^{-13} \text{ см}^2/\text{с}$ при 640°C [6]. За стандартные времена роста слой $L_n \sim 0.2 \div 0.4$ мкм будет компенсирован за счет диффузии Fe. Зависимость d_x от N_1 на основе выражения (3) приведена на рис. 2, б (кривая 5). Видно, что при $N_{D1} > 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ критическая толщина стремится к величине L_n , и незначительное уменьшение толщины слоя ($\sim 10\%$) относительно d_x приведет к полному отсутствию электронов в 2МЭГ. Известно, что по стандартным методикам ЖФЭ сложно получить слой с заданными параметрами толщиной, меньшей $0.1 \div 0.2$ мкм, и выдержать толщину слоя на уровне, лучшем 10% . Поэтому, учитывая данные на рис. 2, а, б, получаем, что концентрация доноров в слоях AlGaAs и InP не должна превышать величину $\sim 10^{17}$, т. е. $N_{D1} \leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, для создания ЖФЭ СЛГС для исследования 2МЭГ в широком диапазоне температур необходимо, чтобы концентрация доноров в широкозон-

ном слое такой структуры $N_{\text{в}1}$ лежала в диапазоне от $1 \cdot 10^{16}$ до $1 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$. При этом толщина слоя AlGaAs определяется концентрацией $N_{\text{в}1} \cdot d_1$ (мкм) $\leq \leq 0.5 [N_{\text{в}1} (\text{см}^{-3})/10^{16}]^{-0.5}$, и в отмеченном диапазоне концентраций $N_{\text{в}1}$ критическая толщина изменяется от 0.5 до 0.15 мкм.

Для InP толщина также определяется концентрацией доноров d_1 (мкм) $\leq \leq (0.2 \div 0.4) + 0.19 [N_{\text{в}1} (\text{см}^{-3})/10^{16}]^{-0.5}$ и лежит в диапазоне от 0.6 до 0.25 мкм. Необходимо отметить, что эти рекомендации носят приближенный характер, так как изгиб зоны у поверхности слоя AlGaAs, а также коэффициент диффузии Fe в InP недостаточной хорошо известны.

Узкозонный слой СЛГС (GaAs, In $_{0.53}$ Ga $_{0.47}$ As)

а) Из рис. 2 видно, что концентрация 2МЭГ сильно зависит от концентрации акцепторов в узкозонном слое p -типа и практически не зависит от концентрации доноров в узкозонном слое n -типа. При этом в случае материала n -типа $n_s \sim \sim 10^{11}$ см $^{-2}$ может быть достигнута практически при любой концентрации примеси N_2 , а в случае p -типа такая концентрация 2МЭГ обеспечивается при $N_{\text{A}2} \leq \leq 0.1 N_{\text{в}1}$.

б) Выражение (1) дает существенно разные условия для отсутствия проводимости при низкой температуре для слоев n - и p -типа проводимости. Для n -типа слоев необходимо, чтобы $N_{\text{в}2} < 1.8 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ (GaAs) и $3.3 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$ (In $_{0.53}$ Ga $_{0.47}$ As). Для материала p -типа критерий (1) выполняется вплоть до $N_{\text{A}2} \sim \sim 10^{18}$ см $^{-3}$, т. е. шунтированием по слою p -типа можно пренебречь.

в) Обсуждая вопрос о шунтировании 2МЭГ при высокой температуре, необходимо отметить, что проводимость слоев n -типа существенно выше, чем слоев p -типа во всем диапазоне температур, так как подвижность дырок существенно ниже, чем подвижность электронов. Кроме того, энергия ионизации мелких акцепторов E_I значительно (примерно в 10 раз) превышает энергию ионизации мелких доноров, и условие вымораживания носителей $kT < E_I$ для дырок выполняется при значительно более высоких температурах.

Таким образом, оптимальным для получения требуемых СЛГС является выращивание узкозонного слоя p -типа проводимости с концентрацией акцепторов $N_{\text{A}2} \leq \leq 0.1 N_{\text{в}1}$. Другими словами, концентрация акцепторов в слоях GaAs и InGaAs должна быть порядка $10^{15} \div 10^{16}$ см $^{-3}$ и ниже. Толщина слоя узкозонного материала не является критичным параметром при выполнении поставленных выше требований и выбирается исходя из технологической целесообразности.

Далее в статье приведены результаты экспериментальной проверки приведенных выше рекомендаций.

Методика. Для создания вышеописанных типов структур мы использовали широко распространенный метод ЖФЭ. Получение слоев InP и AlGaAs с указанными параметрами этим методом не представляет существенных проблем. Сложнее обстоит дело с получением методом ЖФЭ эпитаксиальных слоев InGaAs и GaAs p -типа проводимости с низкой концентрацией носителей заряда. Известен ряд способов создания подобных слоев. Так, например, для GaAs — это эпитаксия в кварцевых кассетах [7], эпитаксия в графитовых кассетах при больших потоках водорода при высоких температурах и использование длительных отжигов растворов-расплавов [8], а также использование легирования раствора-расплава редкоземельными элементами или изовалентными примесями (висмутом) [9, 10]. При выборе методики создания слоя p -типа проводимости мы руководствовались двумя основными принципами: чтобы данный способ, во-первых, обладал достаточной воспроизводимостью, во-вторых, не требовал существенного усложнения технологической оснастки и методики получения по сравнению со стандартными для ЖФЭ [11].

Для получения слоев GaAs была выбрана технология, объединившая два вышеописанных способа — использование потоков водорода $\sim 10 \div 13$ л/ч и выращивание из растворов-расплавов, в качестве растворителя в которых использовался чистый висмут. Это позволило обеспечить воспроизводимое получение слоев p -типа GaAs с концентрацией носителей $10^{14} \div 10^{15}$ см $^{-3}$. На основе таких слоев GaAs были получены структуры с 2МЭГ. Рост проводился на полуизолирующих подложках GaAs с ориентацией (100) в стандартной кассете

поршневого типа [11]. Толщины слоев GaAs $4\div 6$ мкм, слоя $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ — $\sim 0.2\div 0.5$ мкм, $x \approx 0.23$.

Для получения слоев InGaAs p -типа проводимости с низкой концентрацией носителей заряда использовалось легирование растворов-расплавов редкоземельным элементом — самарием, что позволило воспроизводимо получать слой с концентрацией дырок $10^{14}\div 10^{15}$ см $^{-2}$. Структуры с 2МЭГ выращивались на полуизолирующих подложках InP с ориентацией (100) в стандартных кассетах сдвигового типа [11]. Толщины слоев составляли соответственно для InP $\sim 0.5\div 0.6$, для $\text{In}_{0.47}\text{Ga}_{0.53}\text{As}$ — $\sim 4\div 6$ мкм.

На основе гетероструктур стандартными методами фотолитографии изготавливались образцы для гальваномангнитных измерений в форме двойного креста.

Экспериментальные результаты. Полученные структуры $n\text{-AlGaAs}/p\text{-GaAs}$ и $n\text{-InP}/p\text{-InGaAs}$ оценивались с точки зрения сформулированных выше требований, предъявляемых к СЛГС с 2 МЭГ.

а) Для определения наличия в них 2МЭГ проводились гальваномангнитные измерения при гелиевых температурах. На рис. 3, а для системы AlGaAs/GaAs приведены зависимости сопротивления R и холловского сопротивления R_H от магнитного поля, перпендикулярного ГГ H_{\perp} , а также сопротивления структуры в магнитном поле, параллельном ГГ H_{\parallel} . На рис. 3, б показаны эти же зависимости для гетероперехода на основе InP/InGaAs. Из рис. 3 видно, что для обеих систем в поле H_{\perp} отчетливо наблюдаются осцилляции Шубникова—де-Гааза (ОШГ), в то время как в поле H_{\parallel} магнитосопротивления не наблюдается. Это свидетельствует об отсутствии орбитального движения электронов

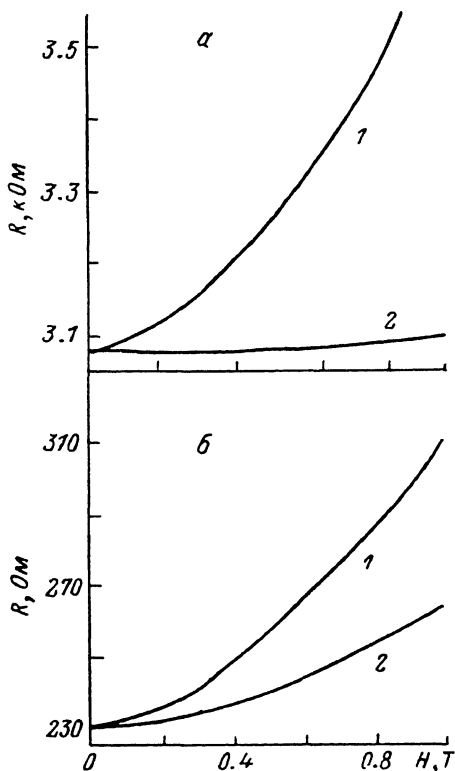


Рис. 4. Зависимость сопротивления структур InGaAs/InP от магнитного поля, перпендикулярного (1) и параллельного (2) гетерогранице при $T=77$ К.

а — структура, полученная на основе предложенных в работе рекомендаций, б — структура с узкозонным слоем InGaAs n -типа проводимости.

в плоскости, перпендикулярной границе раздела, т. е. говорит о двумерном характере их движения. Концентрация двумерных электронов n_2 при $T=4.2$ К для образцов AlGaAs/GaAs составляла $(2.9\div 4.3)\cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ при подвижности $\mu=(0.7\div 1.6)\cdot 10^4$ см $^2/\text{В}\cdot\text{с}$. В случае гетеропереходов на основе InP/InGaAs $n_2=(1.6\div 4.5)\cdot 10^{11}$ см $^{-2}$, $\mu=(1.1\div 4.0)\cdot 10^4$ см $^2/\text{В}\cdot\text{с}$.

б) Одним из важнейших факторов, влияющих на возможность изучения и использования электрофизических свойств 2МЭГ, как уже говорилось выше, является наличие паразитной проводимости, шунтирующей двумерный канал. В полученных структурах благодаря оптимально подобранным параметрам слоев такая проводимость отсутствует. Об этом говорят следующие экспериментальные факты:

- отсутствие магнитосопротивления в H_{\parallel} (рис. 3);
- хорошее совпадение концентрации 2МЭГ, найденной по периоду ОШГ, с концентрацией, полученной из холловских измерений;
- отрицательное фоновое магнитосопротивление во всем диапазоне H_{\perp} , т. е. отсутствие положительного магнитосопротивления, свидетельствующего о существовании нескольких сортов носителей с различной подвижностью;

— линейная зависимость R_H от магнитного поля, кроме участков-плато, соответствующих минимумам ОШГ и характерных для режима квантового эффекта Холла (КЭХ). Значения R_H на плато соответствуют значениям h/e^2i (i — фактор заполнения) с точностью поправок, связанных с необращением в нуль диагональных компонент тензора сопротивления, в минимумах ОШГ, что также свидетельствует об отсутствии шунтирования.

Следует отметить, что КЭХ и подвижность электронов $\mu = 4.0 \cdot 10^4$ см²/В·с в случае структур InP/InGaAs, полученных методом ЖФЭ, наблюдались впервые.

в) На рис. 4, а приведены результаты измерений магнитосопротивления для структуры n -InP/ p -InGaAs при $T=77$ К. Сопротивление не изменяется в поле H_{\parallel} (рис. 4, а, кривая 2), что свидетельствует об отсутствии паразитной проводимости, шунтирующей 2МЭГ. Положительное магнитосопротивление в поле H_{\perp} объясняется температурным размытием фермиевской ступеньки при $T=77$ К. В отличие от этого данные для образца n -InP/ n -InGaAs, приведенные на рис. 4, б, свидетельствуют о наличии проводимости, шунтирующей двумерный канал. Аналогичная картина для n -AlGaAs/ n -GaAs наблюдалась в работе [12].

Выводы. Сформулированные рекомендации по параметрам слоев, составляющих гетероструктуры с 2МЭГ (толщина, степень легирования и тип проводимости), дают возможность исследовать свойства 2МЭГ в широком диапазоне температур. По данным рекомендациям методом стандартной ЖФЭ выращены гетероструктуры n -Al _{x} Ga _{$1-x$} As/ p -GaAs и n -InP/ p -In _{0.53} Ga _{0.47} As. Результаты гальваномагнитных измерений показали, что благодаря оптимально подобранным параметрам получен нешунтированный в широком температурном интервале ($4.2 \div 77$ К) 2МЭГ. Качество этих структур характеризуется высокой подвижностью 2МЭГ для InP/InGaAs, полученных ЖФЭ ($\mu = 4.0 \cdot 10^4$ см²/В·с при 4.2 К) и первым наблюдением КЭХ на таких структурах.

Приложение

Для расчета концентрации 2МЭГ на ГГ для структур, энергетические диаграммы которых приведены на рис. 1, будем исходить из закона нейтральности, который запишем в следующем виде:

$$N_1 W_1 = n_s + N_2 W_2' \quad (\text{П. 1})$$

Здесь и далее индексы 1 и 2 соответствуют широкозонному и узкозонному слоям СЛГС, $W_1 = (2\kappa_1 \Delta\Phi_1 / qN_1)^{1/2}$ — ширина области пространственного заряда (ОПЗ) в широкозонном слое у ГГ. Для величины изгиба зоны проводимости широкозонного слоя у ГГ $\Delta\Phi_1$ можно записать

$$\Delta\Phi_1 \approx \Delta E_c - E_1 - (E_F - E_1), \quad (\text{П. 2})$$

где E_c — разрыв зоны проводимости, E_1 — положение дна первой подзоны размерного квантования, E_F — энергия Ферми. В предположении треугольной потенциальной ямы на гетерогранице можно записать $E_1 = \gamma n_s^{2/3}$ [13], а в случае вырожденного 2МЭГ, заполняющего одну подзону, $E_F - E_1 = n_s / \nu$, где $\nu = qm^* / \pi \hbar^2$ — плотность состояний 2МЭГ в одной подзоне (m^* — эффективная масса электронов); $W_2 = (2\kappa_2 \Delta\Phi_2 / qN_2)^{1/2}$ — ширина ОПЗ, соответствующая изгибу зоны проводимости у ГГ со стороны узкозонного материала. Для оценок будем считать, что для материала p -типа $\Delta\Phi_2 \approx E_{c2}$, а для n -типа $\Delta\Phi_2 \approx E_{B2}$ — боровская энергия мелкого водородоподобного донора.

Перепишем теперь (П. 1) в виде

$$[2N_1 \nu_1 (\Delta E_c - n_s \nu^{-1} - \gamma n_s^{2/3}) / q]^{1/2} = n_s + (2N_2 \nu_2 \Delta\Phi_2' q)^{1/2}. \quad (\text{П. 3})$$

Видно, что, решив численно это уравнение, можно найти зависимость концентрации двумерных электронов от концентрации примеси в широкозонном и узкозонном слоях. Такой расчет был проведен для СЛГС n -Al _{x} Ga _{$1-x$} As/ p -GaAs при $x=0.2$ и 0.3 ($\Delta E_c = 1$ эВ·х, $\Delta\Phi_2 = 1.2$ эВ, $\gamma = 1.1 \cdot 10^{-9}$ эВ·см^{1/3}), а также

для СЛГС n -InP/ p -InGaAs ($\Delta E_c=0.3$ эВ, $\Delta\Phi_2=0.85$ эВ [14], $\gamma=1.25 \times 10^{-9}$ эВ·см^{1/2}). Для изотипной n - n -гетероструктуры оценка показывает, что при $n_s \geq 10^{11}$ см⁻² вторым слагаемым в правой части уравнения (П. 3) можно пренебречь практически при любых концентрациях N_2 .

Используя результаты такого расчета (рис. 2), необходимо представлять себе, что при $n_s > 7 \cdot 10^{11}$ см⁻², как правило, заполнены не одна, а две подзоны размерного квантования, кроме того, положение квантовых подзон определяется не только концентрацией электронов на ГГ, но и концентрацией заряженной примеси в слое узкозонного материала. Учет этих обстоятельств существенно усложняет процедуру расчета, однако, как показывают оценки, результат отличается от данных рис. 2 не более чем на несколько процентов, что позволяет для анализа использовать результаты, полученные без учета этих деталей.

Авторы признательны Ю. В. Шмарцеву за полезное обсуждение результатов работы, Ю. Ф. Бирюлину и В. В. Чалдышеву за инициирование работ по использованию изовалентного легирования для получения p -типа GaAs, В. В. Воробьевой и М. В. Егоровой за помощь при изготовлении экспериментальных образцов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Drummond T. J., Masselink W. T., Morkoc H. — Proc. IEEE, 1986, v. 74, N 6, p. 773—822.
- [2] Chen C. Y., Cho A. Y., Bethea C. G. et al. — Appl. Phys. Lett., 1983, v. 42, N 12, p. 1040—1042.
- [3] Tsui D. C., Gossard A. C. — Appl. Phys. Lett., 1981, v. 38, N 4, p. 550—552.
- [4] Edwards P. P., Sienko M. I. — Phys. Rev. B, 1978, v. 17, N 6, p. 2575—2581.
- [5] Kastalsky A., Hwang J. C. M. — Appl. Phys. Lett., 1984, v. 44, N 3, p. 333—335.
- [6] Kamada H., Chinoyama S., Katsui A. — J. Appl. Phys., 1984, v. 55, N 8, p. 2881—2884.
- [7] Lanqing L., Zhaoqiang F., Bojun Zh. et al. — J. Cryst. Growth, 1982, v. 56, N 3, p. 533—540.
- [8] Abrokwah J. K., Hilihell M. L., Borell G. E., Schulre D. K. — J. Electron. Mater., 1981, v. 10, N 4, p. 723—746.
- [9] Бирюлин Ю. Ф., Воробьева В. В., Голубев Л. В., Иванов-Омский В. И., Новиков С. В., Осутин А. В., Савельев И. Г., Чалдышев В. В., Шмарцев Ю. В., Ярошевич О. В. — ФТП, 1987, т. 21, в. 12, с. 2201—2209.
- [10] Лариков С. И., Петров А. И., Рычков О. В., Юнович А. Э. — Письма ЖТФ, 1986, т. 12, в. 6, с. 328—331.
- [11] Уфимцев В. Б., Акчурин Р. Х., Физико-химические основы жидкофазной эпитаксии. М., 1983. 224 с.
- [12] Волков В. А., Галченков Д. В., Гродненский И. М., Елисон М. И., Старостин К. В. — ФТП, 1983, т. 17, в. 2, с. 288—293.
- [13] Delagebaudeuf D., Linh N. T. — IEEE Trans. Electron. Dev., 1982, v. ED-29, N 6, p. 955—960.
- [14] Temkin H., Panish M. B., Petroff P. M. et al. — Appl. Phys. Lett., 1985, v. 47, N 3, p. 394—396.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 14.04.1988
Принята к печати 6.05.1988