

06.2

СТРУКТУРЫ С 2 МЭГ В СИСТЕМЕ $InP/InGaAs$,
ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ ЖФЭВ.В. Воробьева, М.В. Егорова,
А.М. Крещук, С.В. Новиков,
И.Г. Савельев, И.И. Сайдашев

В работе [1] были представлены рекомендации получения методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) селективно-легированных гетероструктур (СЛГС) с нешунтированным в широком диапазоне температур двумерным электронным газом (2 МЭГ) на гетерогранице между широкозонным и узкозонными слоями. Они сводились к следующему: а) структура должна быть анизотипной; б) узкозонный слой p -типа проводимости с концентрацией акцепторов $N_{A2} \leq (10^{15} - 10^{16}) \text{ см}^{-3}$; в) широкозонный слой n -типа с концентрацией доноров $N_{D1} \sim (10^{16} - 10^{17}) \text{ см}^{-3}$ и толщиной, определяемой N_{D1} , в диапазоне от 0.5 до 0.2 мкм.

Данная работа посвящена экспериментальной проверке этих рекомендаций на основе гетеропары $InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ и сравнению полученных результатов с расчетом на основе модели идеальной гетероструктуры. Цель исследований - выяснение возможности повышения подвижности двумерных электронов в СЛГС этого типа, изготовленных методом ЖФЭ.

Для решения этих задач на полуизолирующей подложке $InP:Fe$ последовательно выращивались слои InP ($n \approx (1.5 - 2.5) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при $T = 300 \text{ К}$) толщиной $d_1 = (0.2 - 0.5) \text{ мкм}$ и $In_{0.53}Ga_{0.47}As$: Sm ($p \approx (10^{14} - 10^{15}) \text{ см}^{-3}$ при $T = 300 \text{ К}$, $d_2 \approx (4 - 5) \text{ мкм}$).

На полученных структурах проводились гальваномангнитные измерения при низких температурах (образцы имели форму двойного холловского креста с вплавленными индиевыми контактами). Результаты исследования магнитосопротивления в магнитном поле, перпендикулярном и параллельном гетерогранице, свидетельствуют о наличии в структурах 2 МЭГ и отсутствии второго проводящего канала, шунтирующего 2 МЭГ как при 4.2 К, так и при 77 К. Параметры 2 МЭГ при $T = 4.2 \text{ К}$ в таких структурах показаны точками на рис. 1 в координатах „подвижность-концентрация”. Видно, что при увеличении концентрации 2 МЭГ от 1.8 до $2.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ происходит также возрастание подвижности 2 МЭГ вплоть до $\mu \approx 40 \times 10^3 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$.

Наблюдаемое на рис. 1 возрастание подвижности 2 МЭГ при увеличении его концентрации свидетельствует о том, что подвижность электронов в исследуемых гетероструктурах ограничивается рассеянием на ионизованных примесях. Поэтому дальнейшее развитие технологии направлено на уменьшение рассеяния 2 МЭГ на ионах в слое InP . Для этого, как правило, используется спейсер-тонкий слой чистого широкозонного материала, разделяющего основные

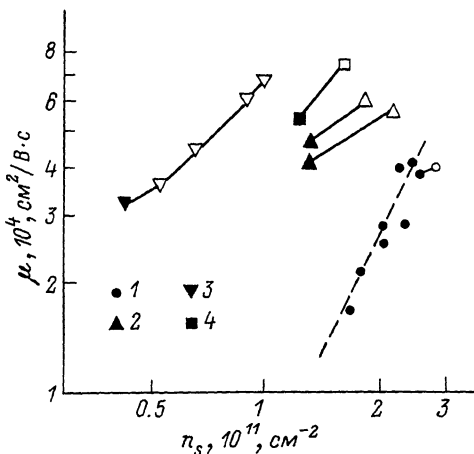


Рис. 1. Параметры 2 МЭГ при $T = 4.2$ в двухслойных гетероструктурах $InP/InGaAs$ (1), в образцах с различными толщинами спейсера (2, 3), в структуре с буфером (4). Светлые значки – параметры тех же гетероструктур в режиме замороженной фотопроводимости.

слои. Однако в литературе отсутствует информация о создании спейсера методом ЖФЭ. Мы предприняли такую попытку. Для этого поверх слоя InP выращивался тонкий слой $InP:Sm$ ($p = (10^{14} - 10^{15}) \text{ см}^{-3}$ при $T = 300 \text{ К}$). Малая толщина слоя обеспечивалась уменьшением времени контактирования раствора-расплава с подложкой за счет протаскивания раствора-расплава по подложке с фиксированной скоростью.

Параметры структур, выращенных таким образом с двумя различными скоростями протаскивания, показаны на рис. 1 треугольниками. Видно, что описанная выше процедура приводит к существенному снижению концентрации 2 МЭГ и не сопровождается уменьшением его подвижности, которая даже несколько возрастает и в режиме замороженной фотопроводимости (светлые треугольники на рис. 1) достигает значения $6.6 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $n \approx 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Полученные результаты свидетельствуют о том, что этот способ открывает возможность методом ЖФЭ получать СЛГС со спейсером.

Из рис. 1 видно, что в исследованных образцах максимальное изменение концентрации из-за эффекта замороженной фотопроводимости составляет $n \approx (4-6) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Эта величина определяется нейтрализацией акцепторов в области пространственного заряда W_2 у гетерограницы со стороны $InGaAs$ $\Delta n_s \approx N_{A2} \cdot W_2 = \sqrt{2 \epsilon \Delta \Phi_2 N_{A2} / V}$ и соответствует концентрации акцепторов в слое $InGaAs$ на уровне $(3-5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, что хорошо совпадает с экспериментальной величиной.

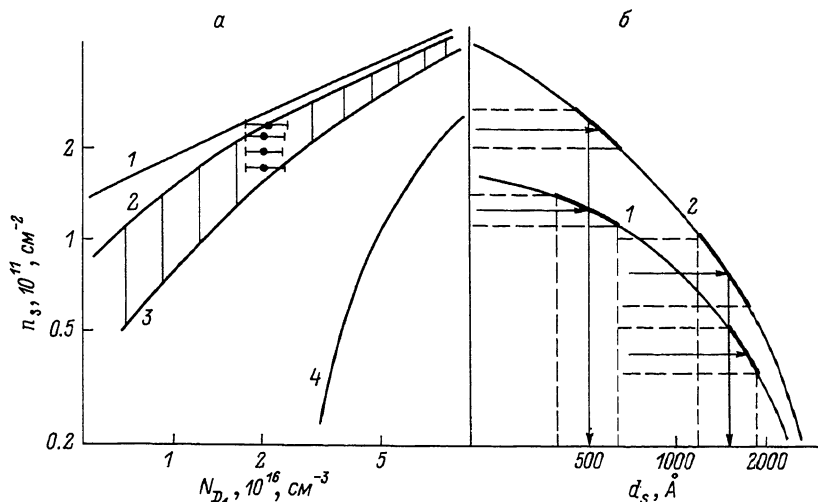


Рис. 2. Рассчитанные зависимости концентрации двумерного электронного газа (2 МЭГ): а) от концентрации доноров N_{D1} в слое InP (двухслойные структуры) при различной концентрации акцепторов N_{A2} в слое InGaAs (N_{A2} : 1 - 0, 2 - 10^{14} cm^{-3} , 3 - 10^{15} cm^{-3} , 4 - 10^{16} cm^{-3}). Точками показаны экспериментальные значения концентрации 2 МЭГ; б) от толщины спейсера d_s при двух уровнях легирования широкозонного материала (1 - $N_{D1} = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 2 - $N_{D1} = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$). Стрелками показаны экспериментальные значения концентрации 2 МЭГ.

Мы провели сравнение полученных параметров с рассчитанными на основе модели идеальной гетероструктуры. Расчет проводился в предположении вырожденного двумерного электронного газа, заполняющего одну подзону размерного квантования в треугольной потенциальной яме на резкой гетерогранице, разрыва зоны проводимости, величина $\Delta E_c \approx 0.3 \text{ эВ}$ [2]. Подробнее методика расчета представлена в работе [1].

На рис. 2,а показано сравнение полученной концентрации 2 МЭГ n в структурах без спейсера с расчетными зависимостями n от концентрации доноров в InP при различной концентрации акцепторов в слое InGaAs . Заштрихованная область на рис. 2,а соответствует экспериментальному диапазону концентрации акцепторов в слое InGaAs , а погрешность у экспериментальных точек соответствует экспериментальной неопределенности концентрации доноров в слое InP . Хорошее согласие с расчетными зависимостями свидетельствует об адекватности модели, на основе которой мы описываем данные результаты.

На рис. 2,б приведены расчетные зависимости концентрации 2 МЭГ в структурах со спейсером от толщины спейсера d_s при двух уров-

нях легирования широкозонного материала $N_D = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (кривая 1) и $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (кривая 2). Расчет проводился на основе вышеупомянутой модели при учете падения напряжения на спейсере $\Delta V_s = E_s \cdot d_s$, где E_s — поле на гетерогранице. Экспериментально выращивались структуры с двумя указанными выше уровнями легирования широкозонного слоя $N_D = (2 \pm 0.5) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $(3 \pm 0.5) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и при 2-х скоростях протаскивания раствора-расплава для создания спейсеров различной толщины. На рис. 2,б стрелками показаны экспериментальные значения концентрации 2 МЭГ, которые соответствуют толщинам спейсера в $500 \text{ \AA} \pm 100 \text{ \AA}$ (высокая скорость протаскивания) и $1500 \text{ \AA} \pm 100 \text{ \AA}$ (низкая скорость протаскивания). Из рис. 2,б видно, что структуры при одинаковых скоростях протаскивания независимо от уровня легирования слоя InP имеют одну и ту же толщину спейсера. Это подтверждает высокую воспроизводимость разработанной нами технологии получения структур InP/InGaAs с 2 МЭГ и правильность предположений, сделанных для описания экспериментальных данных. В связи с трудностью визуализации границы раздела между слоями $\text{InP}:\text{Sm}$ ($p = (10^{14} - 10^{15}) \text{ см}^{-3}$) и InP ($n \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) определить толщину спейсера независимым способом не удалось (измерения производились на электронном микроскопе МРЭМ-200).

Получаемая толщина спейсера, как показывают оценки, должна полностью исключить рассеяние электронов на ионах слоя InP . Однако подвижность двумерных электронов в данных структурах далека от предельных значений ($\approx 2 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $T = 4 \text{ К}$), определяемых рассеянием на сплавном потенциале [3]. Экспериментальная величина подвижности не может быть также объяснена рассеянием на ионах в слое $\text{InGaAs}:\text{Sm}$ вследствие малой концентрации примеси в этом слое ($p \leq 10^{15} \text{ см}^{-3}$). Можно сказать, что, по-видимому, существенным ограничением является рассеяние на дефектах гетерограницы.

Для уменьшения дефектности гетерограницы были выращены образцы с буфером, т.е. с толстым слоем $\text{InP}:\text{Sm}$ ($p \leq 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $d \approx 5 \text{ мкм}$) между подложкой и слоем InP . На буфере выращивались двухслойные структуры, как это описывалось выше. На рис. 1 черным квадратом показаны параметры выращенной структуры, светлым квадратом — ее же параметры в режиме замороженной фотопроводимости. Полученное значение подвижности 2 МЭГ ($\mu \approx 76 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $n = 1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) на настоящий момент является максимальным для СЛГС, изготовленным методом жидкофазной эпитаксии.

Основным результатом работы является разработка методики и реализации возможности воспроизводимого получения СЛГС $\text{InP}/\text{In}_{0.93}\text{Ga}_{0.07}\text{As}$ с высокими транспортными свойствами 2 МЭГ методом стандартной ЖФЭ.

Авторы благодарны Ю.В. Шмарцеву и Т.А. Полянской за постоянный интерес и полезное обсуждение результатов работы.

- [1] Г о л у б е в Л.В., К р е щ у к А.М., Н о в и к о в С.В.,
П о л я н с к а я Т.А., С а в е л ь е в И.Г., С а й д а -
ш е в И.И. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 11. С. 1948-1954.
- [2] D e l a g e b a u d e u f D., L i n k N.T. //
IEEE Trans El. Dev. 1982. V. ED-29. N 6. P. 955-960.
- [3] К о з ы р е в С.В., М а с л о в А.Ю. // ФТП. 1988.
Т. 22. В. 2. С. 433-438.

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

Поступило в Редакцию
22 февраля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 11

12 июня 1989 г.

01; 04; 10

О ВЛИЯНИИ ИНДУКЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ
НА ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА
С ПЛАЗМОЙ ПРИ ИХ СЛАБОЙ СВЯЗИ

Н.И. К а р б у ш е в, Г.Г. Ч и г л а д з е

1. В работах [1] было показано, при исследовании нелинейной стадии бунемановской неустойчивости электронного пучка наряду с высшими гармониками электрического поля необходимо учитывать также и его „нулевую“ гармонику, т.е. однородное в продольном направлении электрическое поле, носящее индукционный характер и возникающее вследствие изменения полного тока в системе во времени. Несколько позже было обращено внимание на существенное влияние аналогичного индукционного электрического поля на усиление тока в плазменно-пучковой системе, если только пучок релятивистский (так что отношение заряда к массе для электронов плазмы и пучка различно) [2] или частицы плазмы испытывают столкновения [3]. В настоящей работе показывается, что индукционные эффекты в определенных условиях могут оказывать существенное влияние на характер развития неустойчивостей в плазменно-пучковых системах.

2. Рассматривается однородный плазменный цилиндр бесконечной длины радиуса r_p , обдуваемый тонкостенным трубчатым пучком радиуса r_b , радиус волновода $R > r_b > r_p$. Плазма и пучок помещены в бесконечно сильное продольное магнитное поле. Начальные ток и скорость пучка равны соответственно I и u .

В рассматриваемой системе при взаимодействии пучка с плазмой будет развиваться неустойчивость и возбуждаться плазменная волна, а пучок будет модулироваться по плотности и тормозиться. Таким образом, на электроны пучка будут воздействовать электрические поля плазменной волны и пространственного заряда (в том числе