

ПРОВОДИМОСТЬ И ЗАМОРОЖЕННАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ GaAs С ОДИНОЧНЫМИ И ДВОЙНЫМИ ДЕЛЬТА-СЛОЯМИ

В. В. Валяев, В. Л. Гуртовой, Д. Ю. Иванов, С. В. Морозов, В. В. Сироткин, Ю. В. Дубровский, С. Ю. Шаповал, Ю. Н. Ханин, Е. Е. Вдовин, А. Н. Пустовит

*Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов
Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 21 января 1997 г.

Проведены систематические исследования электрофизических параметров одиночных и двойных дельта-слоев в эпитаксиальных пленках GaAs в диапазоне температур 4.2–300 К, выращенных методом металлоорганической газофазной эпитаксии. Показано, что из-за перекрытия волновых функций соседних квантовых ям наблюдаются перераспределение плотности двумерного электронного газа, и, как следствие, максимум на зависимости холловской подвижности от расстояния между дельта-слоями. Показано, что замороженная фотопроводимость в дельта-слоях связана с изменением поверхностного потенциала из-за нейтрализации отрицательного заряда поверхностных состояний фото-возбужденными дырками. Предложена методика сравнения дельта-слоев, выращенных в разных условиях и на разной глубине от поверхности.

1. ВВЕДЕНИЕ

Полупроводниковые структуры с предельно неоднородным легированием однородных полупроводников, когда легирующая примесь сконцентрирована в очень узком слое (в пределе в монослое), принято называть структурами с дельта-легированными слоями или просто дельта-слоями. Заряд легирующих примесей в дельта-слое создает V-образную потенциальную яму. В результате образуется структура с двумерным (2D) электронным газом. В научных журналах можно найти несколько хороших обзоров о свойствах 2D электронного газа в дельта-слоях [1–3].

В 1993 году появилось первое сообщение [4] о наблюдении увеличения холловской подвижности в структурах GaAs с двойными дельта-слоями по сравнению с одиночными дельта-слоями в диапазоне температур 77–300 К. Позднее аналогичный эффект наблюдался в кремниевых структурах [5]. Ранее в структурах GaAs с периодическим дельта-легированием наблюдалось увеличение подвижности при гелиевых температурах [6]. Такое увеличение подвижности объясняется перераспределением плотности электронов в реальном пространстве в верхних подзонах размерного квантования из-за перекрытия волновых функций соседних квантовых ям, в результате чего уменьшалось рассеяние электронов на ионизованных примесях, расположенных в плоскостях легирования в центре квантовых ям. Большой разброс результатов разных авторов, экспериментально исследовавших подвижность как в двойных дельта-слоях, так и в одиночных, видимо, связан с реально полученной при росте полушириной распределения легирующих примесей в дельта-слое [7].

С другой стороны, хорошо известно [8, 9], что при одинаковом уровне легирования концентрация ($2D$)-электронов в дельта-слое в GaAs и их подвижность сильно зависят от глубины залегания дельта-слоя от поверхности. Это связано с частичным обеднением дельта-слоев отрицательным поверхностным потенциалом. В результате потенциальная яма становится асимметричной, что приводит как к изменению положения «центра масс» волновых функций, так и к перераспределению электронов между различными подзонами размерного квантования. Поэтому дельта-слои с одинаковой концентрацией легирующих примесей, но выращенные на разной глубине оказываются неэквивалентными, а сравнение их свойств в зависимости от условий роста некорректно.

Следующий важный экспериментальный факт состоит в том, что в структурах с дельта-слоями наблюдается замороженная фотопроводимость, как правило, при температуре ниже 100 К [10]. В литературе обсуждаются несколько моделей природы замороженной фотопроводимости. Ее связывают с фотоионизацией резонансных с зоной проводимости дельта-слоя DX-центров в GaAs [11], с разделением фотоионизованных электрон-дырочных пар во встроенном электрическом поле дельта-слоя так, что электроны остаются в потенциальной яме, а дырки уходят в объем [12]. В этой модели, в которой поверхность и полужолирующая подложка не учитываются, ожидается логарифмически долгое время релаксации неосновных носителей из-за пространственного разделения неравновесных электронов и дырок. Предложен также механизм замороженной фотопроводимости, в котором предполагается возникновение после освещения параллельного дельта-слою дырочного проводящего канала в приповерхностной области полупроводника [10].

Все эти факты свидетельствуют об отсутствии в настоящее время системного подхода при характеристике дельта-слоев и об определенных проблемах при сопоставлении результатов измерений параметров электронных систем в дельта-слоях, полученных разными исследовательскими группами.

В данной работе проведены систематические измерения холловских концентраций и подвижностей в одиночных и двойных дельта-слоях в GaAs в диапазоне температур от 4.2 К до комнатной. Для двойных слоев, как и ранее [4], наблюдался максимум на зависимости подвижности от расстояния между слоями при азотной и комнатной температурах. Однако при температуре жидкого гелия подвижность с экспериментальной точностью не зависела от расстояния между слоями. Этот факт является следствием сильной зависимости формы потенциальной ямы и условий перекрытия волновых функций соседних квантовых ям от температуры. Мы также продемонстрировали с помощью прямого эксперимента на структурах с плавающим затвором, что замороженная проводимость, по крайней мере частично, определяется существенным уменьшением поверхностного потенциала после засветки образца из-за рекомбинации электронов, находившихся в равновесии на поверхностных состояниях, с фотовозбужденными дырками. На основе анализа экспериментальных данных мы приходим к выводу, что сопоставление свойств различных дельта-слоев наиболее корректно проводить при низких температурах в режиме замороженной фотопроводимости, когда значительно уменьшается влияние поверхностных потенциалов на форму квантовой ямы.

2. ОБРАЗЦЫ

Эпитаксиальные пленки GaAs с дельта-легированными кремнием слоями были выращены методом металлоорганической газофазной эпитаксии при температуре 600°C на полуизолирующих подложках GaAs. Общая толщина слаболегированного эпитаксиального слоя n^- -GaAs ($n = (1-2) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) составляла 600 нм плюс расстояние d между слоями. Расстояние от дельта-слоев до поверхности $z = 100$ нм. Уровень легирования в дельта-слоях составлял $N_D = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. В структурах с двойными дельта-слоями расстояние между слоями находилось в пределах от 8 до 48 нм.

Контроль за изготовленными дельта-слоями осуществлялся с помощью вторично-ионной масс-спектрографии и измерений вольт-фарадных характеристик. Типичные профили концентрации кремния в структурах с дельта-слоями, полученные методом вторично-ионной масс-спектрографии, представлены на рис. 1. Измеренная полуширина распределения доноров в дельта-слое составляла 10 нм при разрешении методики около 7 нм. Последняя оценивалась из измерений профиля концентрации алюминия в области гетероперехода GaAs/AlGaAs, выполненных в тех же режимах вторично-ионной масс-спектрографии, что и измерения профиля концентрации кремния в дельта-слоях. Такой способ определения разрешения методики для кремниевых слоев не является точным, но позволяет получить достоверную оценку полуширины распределения примесей в дельта-слое. Оценка дает значение полуширины распределения кремниевых доноров в дельта-слое равное 7 нм.

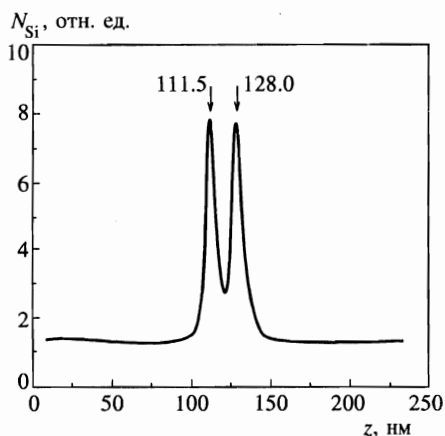


Рис. 1

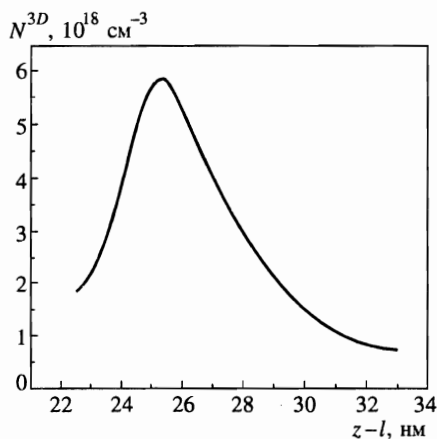


Рис. 2

Рис. 1. Профиль концентрации кремниевых доноров, полученный методом вторично-ионной масс-спектрографии (z — расстояние от поверхности образца)

Рис. 2. Профиль объемной концентрации доноров N^{3D} , полученный из измерения C - V -характеристик на образцах-спутниках ($z - l$ — расстояние до поверхности образца). Перед нанесением барьера Шоттки поверхностный слой эпитаксиальной структуры толщиной $l \approx 75$ нм удалялся травлением

Типичные профили концентрации доноров, полученные из измерения вольт-фарадных ($C-V$) характеристик представлены на рис. 2. Измерения были выполнены на сателлитных образцах, выращенных в одном процессе с основными образцами, но на проводящих подложках n^+ -GaAs. Для $C-V$ -профилирования на поверхность эпитаксиальных пленок напылялись барьеры Шоттки из алюминия или золота. Полуширина профиля концентрации примесей, полученная из $C-V$ -характеристик, составляла 4 нм. Известно, что при получении концентрационного профиля в дельта-слоях из $C-V$ -характеристик, его полуширина определяется размером волновой функции основного состояния в V -образной потенциальной яме [13]. При этом полуширина концентрационного $C-V$ -профиля слабо зависит от полуширины распределения легирующих примесей при величине последней до 5 нм. Имеющиеся в литературе расчеты концентрационного $C-V$ -профиля дельта-слоев [13] в зависимости от полуширины распределения легирующих примесей позволяют оценить последнюю для наших образцов величиной 5–6 нм, что хорошо совпадает с данными вторично-ионной масс-спектроскопии и, как будет показано ниже, с данными измерений зависимости холловской подвижности в структурах с двойными дельта-слоями от межслоевого расстояния.

3. ИЗМЕРЕНИЕ ХОЛЛОВСКИХ ПАРАМЕТРОВ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Холловские подвижность и концентрация измерялись как на структурах с холловскими мостиками, так и на образцах в геометрии Ван-дер-Пау. При комнатной температуре и температуре жидкого азота измерения проводились в магнитных полях до 0.4 Тл, а при температуре жидкого гелия (4.2 К) — в полях до 8 Тл. Мы также провели на ряде образцов измерения холловских параметров во всем диапазоне температур от 4.2 до 300 К, однако результаты этих измерений не дали какой-либо принципиальной дополнительной информации и в данной статье не приводятся. Отметим только, что измерения температурной зависимости холловской подвижности в диапазоне 4.2–300 К показали, что на всех наших образцах ее максимальное значение наблюдается при температуре близкой к азотной, так же как и в объемных однородно легированных полупроводниках. Все опыты проводились в режиме постоянного измерительного тока, величина которого составляла 100 мкА. Контрольные измерения показали, что такой ток не приводил к разогреву электронной системы даже при гелиевых температурах.

На всех образцах холловская подвижность при 300 К находилась в пределах 2000–3000 $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ и была близка к подвижности, измеренной на лучших образцах GaAs с дельта-слоями, выращенными методом молекулярно-лучевой эпитаксии [14].

На рис. 3 приведены результаты измерений проводимости и холловской подвижности для эпитаксиальных структур с двойными дельта-слоями в зависимости от межслоевого расстояния при разных температурах. Отметим основные особенности этих результатов. Зависимость холловской подвижности от расстояния между слоями имеет слабовыраженный максимум при комнатной температуре, ярко выраженный максимум при азотной температуре и практически отсутствует при гелиевых температурах. Данные приведены для темновых измерений, т. е. без замороженной фотопроводимости.

Здесь уместно сделать ряд замечаний по поводу измерения холловских концентраций и подвижностей в структурах с дельта-слоями. Известно [15], что для структур с уровнем легирования $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (измеренная холловская концентрация $2.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$) число заполненных подзон размерного квантования при гелиевых температурах равно

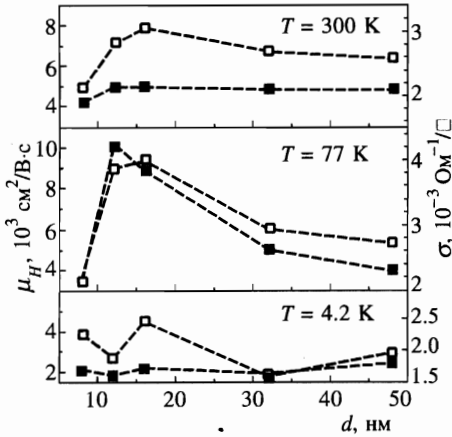


Рис. 3. Зависимости холловской подвижности μ_H (светлые квадраты) и проводимости σ (темные квадраты) от расстояния d между дельта-слоями

трем. С увеличением температуры из-за термической активации, естественно, частично заселяются и более высокие подзоны.

В дельта-слоях с несколькими заполненными подзонами вклад в сопротивление рассеяния на ионизованных примесях, расположенных в центре потенциальной ямы, значительно превышает вклад от межподзонного рассеяния [9]. Подвижности в структурах с дельта-слоями невысокие (1000–5000 $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$), поэтому транспортные свойства электронного газа в дельта-слое обычно описываются в предположении, что в каждой подзоне имеются электроны с концентрацией n_i и подвижностью μ_i , а проводимость σ определяется простым сложением проводимостей электронами разных подзон:

$$\sigma = e \sum_i n_i \mu_i. \quad (1)$$

Заметим, что такое описание для $2D$ -структур с высокой подвижностью, где межподзонное рассеяние играет существенную роль, является весьма грубым приближением [16].

В экспериментах измеряются холловская концентрация n_H и холловская подвижность μ_H , которые связаны с подвижностью и концентрацией в подзонах следующими выражениями:

$$n_H = \frac{(\sum n_i \mu_i)^2}{\sum n_i \mu_i^2}, \quad (2)$$

$$\mu_H = \frac{\sum n_i \mu_i^2}{\sum n_i \mu_i}. \quad (3)$$

Из приведенных выражений следует, что из измерений холловской подвижности можно получить только качественную информацию об изменении свойств электронной системы. Более адекватной измеряемой величиной является проводимость. В наших экспериментах качественный ход зависимостей проводимости и холловской подвижности от межслоевого расстояния совпадают, поэтому в данном случае можно рассуждать и в терминах увеличения подвижности.

Как и в работе [4], в наших опытах наблюдался максимум на зависимостях подвижности от межслоевого расстояния в двойных дельта-слоях при азотной и комнатной тем-

пературах. Максимум подвижности при комнатной температуре наблюдался при расстоянии между слоями $d_0 \approx 13$ нм. Такая зависимость объясняется перекрытием волновых функций соседних потенциальных ям, в первую очередь, для верхних подзон. При этом существенно увеличивается вероятность пребывания электронов в области между легированными слоями. Электроны находятся дальше от рассеивающих примесей по сравнению со случаем одиночных дельта-слоев, что и приводит к увеличению подвижности и проводимости [4].

При расстоянии между дельта-слоями больше d_0 перекрытие волновых функций уменьшается, а при меньших d_0 оно становится сравнимым с шириной распределения легирующих примесей, что и является причиной наблюдаемого максимума.

Однако оказалось, что при 4.2 К проводимость и подвижность не зависят от расстояния d между дельта-слоями. Качественно этот результат можно понять следующим образом. Глубина и ширина V-образной ямы одиночного дельта-слоя существенно зависят от температуры [17]. Чем ниже температура, тем уже потенциальная яма, и, следовательно, с уменьшением температуры максимум на зависимости подвижности от межслоевого расстояния должен смещаться в сторону меньших расстояний. В наших структурах при температуре жидкого азота максимум подвижности наблюдается при расстоянии между слоями равном 13 нм, а полуширина распределения легирующих примесей в дельта-слоях, как уже отмечалось, составляет 5–7 нм. Поэтому при гелиевых температурах для наших образцов существенное перекрытие волновых функций происходит на фоне сильного перекрытия распределений легирующих примесей. Кроме того, при азотной температуре значительный вклад в холловскую подвижность могут дать электроны, термически возбужденные в более высокие двумерные подзоны, волновые функции которых перекрываются при больших расстояниях. В пользу последнего аргумента свидетельствует затянутое убывание подвижности от максимального значения с увеличением расстояния между слоями при азотной температуре.

4. ЗАМОРОЖЕННАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ

Во всех исследованных структурах при азотной и гелиевой температурах наблюдалась замороженная фотопроводимость. В структурах с одиночными дельта-слоями сопротивление после подсветки уменьшалось на 10–20% при $T = 77$ К, а при температуре жидкого гелия — на 30–40%. В двойных дельта-слоях замороженная фотопроводимость была существенно меньше, чем в одиночных дельта-слоях, и составляла 5% от темновой проводимости.

Как уже отмечалось, в структурах с дельта-слоями фотоионизация DX-центров, расположенных по энергии ниже уровня Ферми, может являться одной из причин замороженной фотопроводимости [11]. Однако известно [18], что при концентрации доноров в одиночном дельта-слое $N_D = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ DX-центры в GaAs не являются резонансными с электронами проводимости, т. е. находятся по энергии выше уровня Ферми, так как в GaAs они расположены на 150–300 мВ выше дна зоны проводимости. Тем не менее в наших образцах с холловской концентрацией электронов в слое $n = 2.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ($N_D = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$) наблюдается замороженная фотопроводимость при азотной и более низкой температурах. Модель, предложенная в работе [12] для объяснения замороженной фотопроводимости, не учитывает наличия поверхностного потенциала, который должен играть существенную роль в тонких эпитаксиальных пленках

GaAs (в GaAs поверхностный потенциал, определяемый заряженными поверхностными состояниями, находится в пределах 0.7–0.8 В и зависит от способа обработки поверхности [19]). Возникновение после подсветки приповерхностного дырочного канала [10] нам представляется весьма сомнительным, так как в этом случае предполагается наличие поверхностного потенциала неизвестной природы, который не изменяется ни во время, ни после освещения полупроводника.

Более реалистична следующая причина замороженной фотопроводимости. Из-за наличия поверхностного потенциала в GaAs приповерхностный дельта-слой частично обеднен. В области между дельта-слоем и поверхностью при отсутствии дополнительного легирования полупроводника существует постоянное электрическое поле

$$E = \varphi_s / z,$$

где φ_s — поверхностный потенциал, z — глубина залегания дельта-слоя. При этом отрицательный заряд поверхностных состояний

$$Q_s = e \left(N_D - \sum_i n_i \right),$$

где N_D — двумерная концентрация доноров в дельта-слое. При освещении межзонным светом электрон-дырочные пары, возбужденные в области приповерхностного электрического поля, разделяются. Электроны уходят в дельта-слой, а дырки рекомбинируют с электронами на поверхностных состояниях. Происходит хорошо известное приповерхностное распрямление зон в полупроводнике под действием освещения. При выключении подсветки электроны из дельта-слоя частично заполняют опустошенные поверхностные состояния. Однако полная релаксация невозможна из-за возникающего потенциального барьера. Если этот барьер туннельно-непрозрачный, то его могут преодолевать только термически активированные электроны. Следовательно, чем ниже температура, тем больше относительное уменьшение сопротивления дельта-слоя в области замороженной проводимости по сравнению с темновым сопротивлением. Это и наблюдалось на опыте.

Для проверки данного предположения мы поставили простой опыт на образцах с одиночными дельта-слоями и затвором. Суть опыта состояла в том, что если предлагаемая модель верна, то после подсветки заряд поверхностных состояний можно восстановить за счет электронов из дельта-слоя, перетекающих в поверхностные состояния по внешней электрической цепи. Схема измерений представлена на вставке к рис. 4. Измерения проводились при температуре 4.2 К. Образец охлаждался в темноте. Измерялось сопротивление дельта-слоя при «подвешенном затворе» (область левее t_0 на рис. 4). Оно равнялось 600 Ом/□. Затем на некоторое время включалось освещение от обычной лампочки накаливания, находившейся рядом с образцом в гелиевом криостате. Из-за фотопроводимости (от t_0 до t_1 , рис. 4) измеренное сопротивление составляло 300 Ом/□. Затем освещение выключалось. За несколько секунд сопротивление увеличивалось до 400 Ом/□ и далее не изменялось. Замороженное фотосопротивление оставалось постоянным с точностью 0.5% в течение 24 ч (от t_1 до t_2). Далее затвор соединялся с одним из омических контактов, в результате сопротивление увеличивалось до 520 Ом/□, хотя к исходному темновому значению не возвращалось (область правее t_2 , рис. 4). Отогрев образца и его последующее охлаждение в темноте полностью восстанавливали исходное сопротивление.

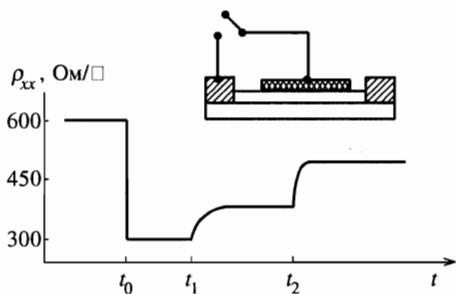


Рис. 4. Временная диаграмма сопротивления холловской структуры с алюминиевым затвором (схема измерений показана на вставке) до ($t < t_0$), во время ($t_0 < t < t_1$), после ($t_1 < t < t_2$) освещения и после заполнения электронами поверхностных состояний ($t > t_2$). По временной оси масштаб произвольный

Полное восстановление исходного сопротивления с помощью контакта затвора с дельта-слоем невозможно, так как аналогичные процессы, связанные с перезарядкой под действием света глубоких уровней в области интерфейса или в объеме полуизолирующего GaAs, должны происходить со стороны полуизолирующей подложки. Заметим также, что применение в наших опытах непрозрачного затвора ничего по сути не меняло, так как нейтрализация поверхностного отрицательного заряда при подсветке, происходящая вблизи краев затвора, приводила к полной нейтрализации зарядов поверхностных состояний везде под металлическим затвором: поверхностные состояния от затвора отделены только туннельно-тонким естественным окислом GaAs.

В контрольных опытах образец освещался лампочкой через GaAs-фильтр так, чтобы исключалось освещение образца межзонным светом. Фотопроводимость в этом случае не наблюдалась.

В работе [20] было показано, что при увеличении поверхностного потенциала φ_s , например за счет изменения затворного напряжения, подвижность электронов в дельта-слое увеличивается. Это связывалось со смещением волновых функций электронов в сторону от рассеивающих примесей в дельта-легированном слое (рис. 5).

Однако в наших опытах мы наблюдали противоположный эффект. Так, например, в структурах с одиночным дельта-легированием холловская подвижность в темновом режиме равнялась $2900 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, а в условиях замороженной фотопроводимости — $4100 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$.

Это противоречие качественно объясняется следующим образом. Наши расчеты показали, что при понижении поверхностного потенциала (режим замороженной фотопроводимости) концентрация электронов увеличивается примерно на 20%; из них 85% заселяют верхние подзоны, подвижность в которых примерно в пять раз больше, чем в основной подзоне [16]. В модельных расчетах использовались значения поверхностного потенциала $\varphi_s = 0.1 \text{ В}$ для режима замороженной фотопроводимости и $\varphi_s = 0.8 \text{ В}$ для темновой проводимости. Такое относительное перераспределение электронов связано с тем, что при понижении поверхностного потенциала потенциальная яма становится симметричной и шире (рис. 5). Простые оценки по формуле (3) дают увеличение холловской подвижности на 20%, что неплохо согласуется с опытными данными.

Подчеркнем, что при увеличении поверхностного потенциала одновременно происходят два процесса, дающих противоположный вклад в результирующую холловскую подвижность: 1) отталкивание электронов от плоскости рассеивающих центров, что должно приводить к увеличению подвижности электронов, в первую очередь, в верхних подзонах, где смещение волновых функций существеннее [20]; 2) выталкивание верхних подзон в более узкой асимметричной потенциальной яме, в результате чего

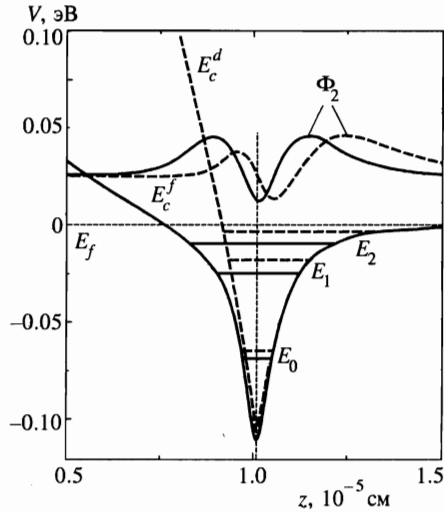


Рис. 5. Самосогласованный расчет зонной диаграммы потенциальной ямы в области дельта-слоя: E_c^f — край зоны проводимости в режиме замороженной проводимости для $\varphi_s = 0.1$ В (сплошная кривая); E_c^d — край зоны проводимости в темновом режиме для $\varphi_s = 0.8$ В (штриховая кривая); E_0 , E_1 и E_2 — значения энергий уровней размерного квантования: сплошные линии для режима замороженной проводимости, штриховые для темнового режима. В выбранном масштабе энергий уровень Ферми $E_F = 0$; z — расстояние от поверхности. Концентрации доноров в дельта-слое $N_D = 3 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$, расчеты проведены для температуры 4 К. Для уровня E_2 приведены волновые функции Φ_2 : сплошная линия — режим замороженной проводимости, штриховая — темновой режим. Волновые функции сдвинуты произвольно в вертикальном направлении, масштаб по вертикали в относительных единицах. Видно значительное смещение волновой функции в темновом режиме в сторону от плоскости легирования, обозначенной вертикальной штриховой линией

относительная заселенность верхних подзон с более высокой подвижностью электронов уменьшается. Наши опыты показали, что второй вклад, по крайней мере в наших структурах, является преобладающим, и с увеличением поверхностного потенциала холловская подвижность уменьшается.

Проведенные исследования природы замороженной фотопроводимости показали, в частности, что сравнение свойств двойных дельта-слоев с одиночными некорректно из-за наличия поверхностного потенциала.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В двойных дельта-слоях из-за перекрытия волновых функций и удаления электронов от рассеивающих примесей наблюдается увеличение проводимости, которое, однако, зависит от температуры и уширения распределения легирующих примесей в дельта-слое. Замороженная фотопроводимость в эпитаксиальных пленках GaAs с дельта-слоями при низких температурах связана с распрямлением зон вне потенциальной ямы после подсветки образца межподзонным светом. Корректное сравнение свойств дельта-слоев, выращенных в разных условиях и на разных глубинах от поверхности, возможно только в режиме замороженной фотопроводимости при низких температурах и

при малом поверхностном потенциале. Зависимость холловской подвижности в дельта-слоях от потенциала поверхности (затворного напряжения) является результатом конкуренции разных процессов, одновременно происходящих при изменении поверхностного потенциала. Холловская подвижность в дельта-слоях с полушириной распределения донорных примесей 5–6 нм в направлении, перпендикулярном плоскости легирования, существенно уменьшается с увеличением поверхностного потенциала при низких температурах.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 95-02-06328).

Литература

1. K. Ploog, *J. Crystal Growth* **81**, 304 (1987).
2. E. F. Shubert, in *Semiconductor and Semimetals «Epitaxial Microstructures»*, ed. by A. G. Gossard, Academic Press, New York (1994), Vol. 40, p. 1.
3. А. Я. Шик, *ФТП* **26**, 1161 (1992).
4. X. Zheng, T. K. Carns, K. L. Wang et al., *Appl. Phys. Lett.* **62**, 504 (1993).
5. H. H. Radamson, M. R. Sardela, Jr., O. Nur et al., *Appl. Phys. Lett.* **64**, 1842 (1994).
6. T. Ihn, H. Kostial, R. Hey et al., in *Extended Abstract of the 1992 International Conf. on Solid State Devices and Materials*, Tsukuba Center Building, Tsukuba, Japan (1992), p. 313.
7. P. M. Koenraad, A. C. L. Heessels, F. A. P. Blom et al., *Physica B* **184**, 221 (1993).
8. T. Makimoto, N. Kobayashi, and Y. Horikoshi, *J. Appl. Phys.* **63**, 5023 (1988).
9. G. Q. Hai and N. Studart, *Phys. Rev. B* **52**, 2245 (1995).
10. A. G. de Olivera, G. M. Ribeiro, D. A. W. Soares et al., *J. Appl. Phys.* **78**, 2659 (1995).
11. S. Arscott, M. Missous, and L. Dobaczewski, *Semicond. Sci. Technol.* **7**, 620 (1992).
12. J. Sanchez-Dehesa, D. Lavielle, E. Ranz et al., *Semicond. Sci. Technol.* **6**, 445 (1991).
13. E. F. Shubert, J. M. Kuo, and R. F. Kopf, *J. Electronic Materials* **19**, 521 (1990).
14. P. M. Koenraad, F. A. P. Blom, C. J. G. M. Langerak et al., *Semicond. Sci. Technol.* **5**, 861 (1990).
15. G. Q. Hai, N. Studart, and F. M. Peeters, *Phys. Rev. B* **52**, 8363 (1995).
16. W. de Lange, F. A. Blom, P. J. van Hall et al., *Physica B* **184**, 216 (1993).
17. I. A. Panaev, S. A. Studenikin, D. I. Lubyshv, and V. P. Migal', *Semicond. Sci. Technol.* **8**, 1822 (1993).
18. R. C. Newman, *Semicond. Sci. Technol.* **9**, 1749 (1994); T. N. Theis, P. M. Mooney, and S. L. Wright, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 361 (1988); D. C. Chadi and K. J. Chang, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 873 (1988).
19. E. H. Rhoderick, *Metal-Semiconductor Contacts*, Clarendon Press, Oxford (1978).
20. Y. Fu and M. Willander, *J. Appl. Phys.* **78**, 3504 (1995).