

©1994 г.

ТЕОРИЯ КОНТАКТНОГО ПОЛЯ В БАРЬЕРНОЙ СТРУКТУРЕ МЕТАЛЛ-ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ СВЕРХРЕШЕТКА

Д.Н.Бычковский, О.В.Константинов

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 26 января 1994 г. Принята к печати 13 февраля 1994 г.)

Предложена теория, позволяющая связать высоту и ширину ступенчатых особенностей на вольт-фарадной характеристике диода Шоттки со сверхрешеткой с параметрами этой сверхрешетки. Сравнение теории с результатами ранее опубликованных экспериментов показало, что в сверхрешетке имеется большая плотность заряженных дефектов, встроенных в стенки квантовых ям. Заполнение ям определяется главным образом электронами, пришедшими с этих стеночных дефектов. Определены поверхностные концентрации дефектов в трех ямах, ближайших к поверхности, причем оказалось, что концентрации дефектов в стенках различных ям отличаются в несколько раз. Изучение вольт-фарадной характеристики при низких температурах приводит к выводу о наличии тунелирования электронов между ямами сквозь весьма толстые барьеры порядка трехсот ангстрем.

1. Введение

В работе [1] были впервые экспериментально обнаружены ступенчатые особенности на вольт-фарадной характеристике $p-n$ -структуры со встроенной сверхрешеткой, которая располагалась непосредственно под барьерным контактом. Она содержала шесть квантовых ям из узкозонного твердого раствора $\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$, разделенных широкозонным арсенидом галлия, и была выращена на подложке из GaAs, сильно легированной кремнием ($N_D \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Сверхрешетка (СР) была легирована кремнием существенно слабее ($N_D \approx 1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$), и барьеры из GaAs, разделяющие квантовые ямы, были полностью истощенными, поскольку все электроны с донорных уровней находились в квантовых ямах. Вольт-фарадная характеристика (ВФХ) была измерена в [1] при комнатной, азотной и гелиевой температурах и показана на рис. 1. Сплошной жирной кривой изображена ВФХ для пониженных температур, а штриховой — для комнатной. На ВФХ отчетливо

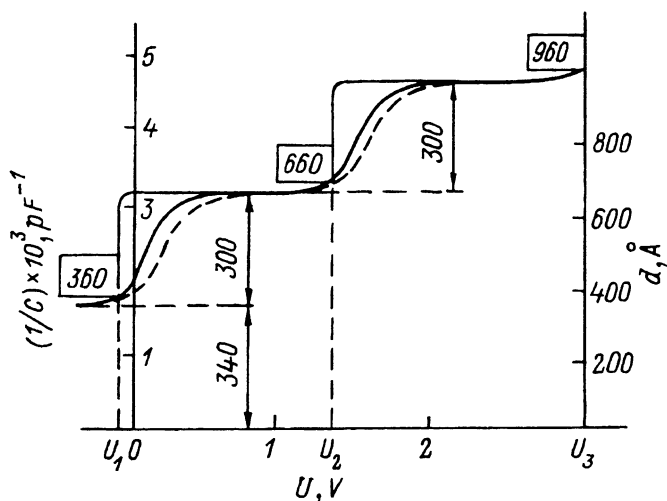


Рис. 1. Вольт-фардадная характеристика диода Шоттки со сверхрешеткой (экспериментальные данные из работы [1]).

Жирная кривая относится к азотной и гелиевой температурам, штриховая — $T = 300$ К. Правая ось ординат — толщина истощенного слоя. Расстояние 300 \AA — период сверхрешетки. Толщины 360 , 660 и 960 \AA соответствуют истощениям 1, 2 и 3-й ям, а U_1 , U_2 и U_3 — напряжения, при которых происходит истощение.

проявляются три ступени. Первая расположена в области обогащающей полярности напряжения и представлена на рисунке лишь частично. Вторая и третья имеют хорошо выраженное плато и достаточно крутые области нарастания обратной емкости. В переменных обратная емкость—напряжение ($C^{-1}-U$) две ступени ВФХ, которые лежат в области истощающей полярности напряжения ($U > 0$), имеют одинаковую высоту. Физическая причина возникновения ступеней для $m-s$ -структуры с гетеропереходом была рассмотрена в наших работах [2,3]. Сущность эффекта появления ступени и плато на ВФХ СВ заключается в том, что истощенный слой, прилегающий к металлу, является диэлектрическим зазором плоского конденсатора. Толщина его испытывает скачкообразное увеличение по мере истощения ближайшей к металлу квантовой ямы. Свободные носители выталкиваются из нее при возрастании внешнего смещения. При этом толщина изолирующего зазора увеличивается на один и тот же период сверхрешетки, чем и объясняется постоянство высоты ступени. При пониженных температурах ступени должны бы быть резкими, как это показано на рис. 1 сплошной тонкой кривой. Размытие краев ступеней связано, по-видимому, с флуктуациями краев потенциальных ям. Из условий эпитаксиального роста известны все характерные толщины структуры, а именно толщина широкозонного слоя между квантовыми ямами $a = 250 \text{ \AA}$, толщина аналогичного слоя между металлом и крайней ямой $b = 310 \text{ \AA}$ и толщина узкозонного слоя, образующего яму, $l = 50 \text{ \AA}$. Из этих величин мы использовали прежде всего период решетки $a + l = 300 \text{ \AA}$. Зная его, можно уточнить величину площади конденсатора S . В работе [1] приводится диаметр D круглого напылен-

ного металлического диска, причем лишь приближенно, $D \approx 0.5$ мм. Используя формулу емкости плоского конденсатора (при диэлектрической постоянной $\epsilon = 12.9$), мы получили по величине высоты ступени, соответствующей периоду СР ($a + l = 300 \text{ \AA}$), что $D = 0.489$ мм, т.е. $S = 1.88 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$. После этого ординату любой точки на ВФХ можно связать с текущей толщиной истощенного слоя d :

$$d = \frac{\epsilon S}{4\pi} C^{-1}, \quad d[\text{\AA}] = 214.3 \cdot 10^3 C^{-1} [\text{пФ}^{-1}]. \quad (1)$$

Первая из этих формул дана в гауссовой системе единиц, а во второй d измеряется в ангстремах, а C — в пикофарадах, причем принято $\epsilon = 12.9$ и $S = 1.88 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$. Первая характерная точка на ВФХ — это момент опустошения первой ямы. Ее координата соответствует толщине истощенного слоя

$$d_1 = b + l = 360 \text{ \AA}. \quad (2)$$

Это значение обведено на рис. 1 прямоугольником. Абсцисса, которая соответствует этой ординате, дает напряжение истощения первой ямы $U_1 = -0.1$ В. Аналогично ордината, соответствующая истощению второй ямы, равна

$$d_2 = b + 2l + a = 660 \text{ \AA} \quad (3)$$

и ей соответствует напряжение $U_2 = 1.3$ В. Для опустошения третьей ямы

$$d_3 = b + 3l + 2a = 960 \text{ \AA} \quad (4)$$

и ей соответствует напряжение $U_3 = 3$ В. Эти ординаты указаны над ВФХ и обведены прямоугольниками. Зная напряжения опустошения трех ям U_1, U_2, U_3 , можно найти с помощью изложенной далее теории поверхностную концентрацию электронов в этих трех квантовых ямах. В последующих разделах мы это подробно опишем, а здесь лишь укажем, что поверхностная концентрация электронов в ямах оказывается существенно больше, чем имеется донорных центров кремния в ямах и окружающих ямы промежутках. Поэтому, как и в предыдущей нашей работе [2], мы предположили, что электроны в ямах накапливаются не только с донорных центров в объеме полупроводника, но и с центров неизвестной природы, локализованных на стенках ям. Мы получили следующие значения поверхностных концентраций положительно заряженных дефектов, встроенных в одну стенку первой, второй и третьей ямы:

$$N_{S_1}^{(\text{def})} = 2.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}; \quad N_{S_2}^{(\text{def})} = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}; \quad N_{S_3}^{(\text{def})} = 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}. \quad (5)$$

Кроме этого результата данные по емкости барьерной структуры со сверхрешеткой дают возможность поставить еще один существенный вопрос. Дело в том, что изложенная выше картина последовательного подключения изолирующих промежутков содержит предположение о том, что истощенный широкозонный слой не дает вклада в емкость до тех пор, пока он окружен ямами, которые заполнены электронами. Предполагается, что вклад этот появляется лишь тогда, когда данный

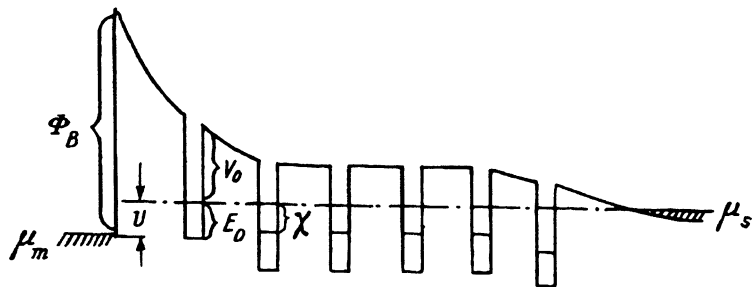


Рис. 2. Зонная диаграмма сверхрешетки, в которой встроенные заряды предполагаются одинаковыми. Диаграмма соответствует напряжению истощения 1-й квантовой ямы.

промежутков подсоединяется к приконтактной области пространственного заряда (ОПЗ). Между тем на это утверждение можно было бы возразить, что широкозонные барьеры при любом их окружении являются изолирующими прокладками (по крайней мере для пониженных температур). Обратные емкости, т.е. толщины изолирующих слоев, должны складываться так, как складываются обратные емкости последовательно включенных конденсаторов. Указанный порадокс возникает и для других случаев наблюдения ступенчатого изменения ВФХ, когда оно связано не со сверхрешеткой, а с одиночным гетеропереходом, находящимся поблизости от барьерного контакта. В нашей работе [2] была дана теория ступенчатого изменения ВФХ для экспериментально исследованной $p-n$ -структуры лазерного типа, в которой вблизи $p-n$ -перехода находился гетеропереход оптического ограничения, на широкозонной стороне которого располагалась ОПЗ, обусловленная гетеропереходом. Последняя смыкалась с ОПЗ, окружающей $p-n$ -переход, при росте напряжения на последнем. В момент смыкания и происходит ступенчатое возрастание обратной емкости, которое было отчетливо видно на ВФХ. Можно было бы высказать удивление, почему же ОПЗ вблизи гетероперехода не давала вклада в обратную емкость до смыкания. Наш ответ заключается в том, что истощенный слой, окруженный квазинейтральной толщей, на самом деле не является истощенным по крайней мере при комнатной температуре и для низкочастотных измерений емкости. Имеется достаточно большая проводимость термически возбужденных электронов, которые «парят» над потенциальным барьером. Их удельное сопротивление ρ_B описывается формулой

$$\rho_B = \rho \exp(eV_0/k_B T), \quad (6)$$

где ρ — сопротивление квазинейтральной толщи, V_0 — высота потенциального барьера. Зонная структура СР изображена на рис. 2. Из этого рисунка видно, что наибольшая высота потенциального барьера внутри СР будет находиться перед той ямой, которая испытывает очередное истощение, как показано на рис. 2 для первой ямы, поскольку квантовый уровень в ней пересекается уровнем Ферми. Тогда получаем

$$V_0 = (\Delta E_c - E_0)/e, \quad (7)$$

где ΔE_c — глубина ямы.

Удельное сопротивление ρ_B следует сопоставить с удельным сопротивлением, обусловленным емкостным током смещения, которое дается

формулой

$$\rho_{\text{сар}} = 2 \cdot 10^{12} / \epsilon f [\text{Ом}\cdot\text{см}], \quad (8)$$

где f — линейная частота переменного напряжения, с помощью которого производится измерение емкости. Приравнивая (7) и (8), можно определить критическую частоту, определяющую границу области шунтирования тока смещения омическим током. Если частота ниже критической, то емкостный зазор шунтируется. При $T = 300 \text{ K}$, $\rho = 10^{-2} \text{ Ом}\cdot\text{см}$ и $V_0 = 0.2 \text{ В}$ получим, что $\rho_B = 23 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, критическая частота равна 6 ГГц. Эти параметры соответствуют структуре из работы [1], в которой измерение емкости производилось на частоте 1 МГц. Таким образом при комнатной температуре термически возбужденные носители шунтируют даже наиболее высокоомный емкостной промежуток, ближайший к полностью истощенной приконтактной ОПЗ. Однако при азотной температуре критическая частота оказывается уже порядка одного герца, и поэтому при частоте измерений 1 МГц никаких ступеней на ВФХ, казалось бы, не должно наблюдаться. Можно представить себе только один механизм шунтирования емкостного промежутка омическим током проводимости в широкозонных областях, а именно туннельное просачивание электронов из одной квантовой ямы в другую, которое происходит несмотря на значительную толщину барьера в 250 Å. Протекание насквозь однако отсутствует, так как крайняя яма, заполненная электронами, не сообщается с металлом ввиду большой высоты и ширины барьера под металлом. Вопрос о туннельном переносе электронов в СР с широкими барьерами при низкой температуре требует дальнейшего экспериментального изучения. Вполне вероятно, что окажется возможным изготовить СР, у которых нет ступенчатых особенностей на ВФХ при низких температурах, а при какой-то контролируемой вариации технологии такие ступени возникают. Это можно будет трактовать как направленное включение или подавление механизма туннелирования между ямами.

2. Математическая модель расчета контактного поля в сверхрешетке

Точный расчет электростатического поля в СР представляют собой достаточно трудную и громоздкую задачу. Рассмотрим естественные упрощения, которые возникают в конкретной рассматриваемой структуре. Таких упрощений несколько.

2.1. Приближение тонкой квантовой ямы. Оно связано с малостью толщины ямы (50 Å) по сравнению с толщиной широкозонной области между ямами (250 Å). При этом можно пренебречь перепадом электростатического потенциала ψ_n электрона внутри n -й ямы, считая потенциал одинаковым на ее левой и правой стенке. Однако величину электростатического поля электрона на левой и правой стенке ямы никак нельзя считать одинаковой. Равновесно заполненная электронами яма эквивалентна отрицательно заряженному листу, тогда как истощенная яма заряжена положительно главным образом за счет заряда дефектов, встроенных в стенки ямы. Если обозначить поле на левой

стенке через F_n , а на правой через f_n , то

$$F_n = -\left. \frac{\partial \psi}{\partial x} \right|_{\text{left}}, \quad f_n = -\left. \frac{\partial \psi}{\partial x} \right|_{\text{right}}, \quad F_n = f_n + \gamma_n. \quad (9)$$

Здесь величина γ_n пропорциональна заряду ямы. В случае полного истощения

$$\gamma_n = 4\pi e N_{S_n}^+ / \epsilon, \quad (10)$$

где $N_{S_n}^+$ — поверхностная плотность положительного заряда в n -й яме

$$N_{S_n}^+ = 2N_{S_n}^{(\text{def})} + lN_D, \quad (11)$$

а $N_{S_n}^{(\text{def})}$ — поверхностная плотность положительно заряженных дефектов донорной природы на одной гетерогранице, N_D — объемная концентрация доноров.

2.2. Приближение истощенного слоя в области широкозонных барьеров. В этих областях мы пренебрегаем концентрацией электронов и уравнение Пуассона принимает простой вид, решение которого хорошо известно:

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} = 4\pi e N_D / \epsilon, \quad \psi_{n+1} = \psi_n - f_n a + v_a, \quad (12)$$

$$v_a = 2\pi e N_D a^2 / \epsilon.$$

Решение связывает потенциал ψ_{n+1} на правой стороне широкозонного промежутка с потенциалом ψ_n на левой его стороне, причем в эту связь входит поле f_n на левой стороне промежутка. Нам понадобится также связь потенциала на левой стороне предыдущего промежутка ψ_{n-1} с потенциалом на правой стороне ψ_n , включающая электрическое поле F_n на правой стороне промежутка. Эта связь имеет вид

$$\psi_{n-1} = \psi_n + F_n a + v_a, \quad f_{n-1} = F_n + 2v_a/a. \quad (13)$$

2.3. Приближение «ячеечной» квазинейтральности. Традиционный метод решения задач о распределении контактного потенциала в полупроводнике состоит в выделении области пространственного заряда и квазинейтральной области. Аналогичное разбиение можно провести и для СР, только в данном случае ОПЗ будет охватывать какое-то количество квантовых ям, прилегающих к металлу и подвергнувшихся истощению, а квазинейтральная область не будет локально квазинейтральной (т.е. в каждой точке), а лишь ячейечно квазинейтральной. Последний термин означает, что каждая квантовая яма заполняется электронами лишь из своего ближайшего окружения:

$$N_{S_n}^{(-)} = N_{S_n}^{(+)} + aN_D. \quad (14)$$

Здесь поверхностная плотность положительных зарядов, $N_{S_n}^{(+)}$, дается формулой (11). Если эта плотность, так же как и N_D , известна,

то поверхностная плотность электронов $N_{S_n}^{(-)}$ ямы, расположенной в ячеечно квазинейтральной области, также будет известна. Тогда, как обычно, можно определить по ее величине уровень Ферми χ_n двумерного электронного газа в яме

$$\chi_n = \frac{\pi \hbar^2}{m e} N_{S_n}^{(-)}. \quad (15)$$

Здесь m — эффективная масса электрона в материала ямы. В твердом растворе $\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ имеем $m = 0.52m_0$. Формула (15) справедлива лишь для случая полностью вырожденного электронного газа, что и реализуется при низких температурах. Для поверхностной концентрации $N_{S_n}^{(-)} = 9.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ формула (15) дает $\chi_n = 44.3 \text{ мэВ}$. Этот пример соответствует первой яме у которой концентрация поверхностных дефектов $N_{S_1}^{(\text{def})}$ оказалась наименьшей. Напомним, что χ_n , по определению, есть расстояние от уровня E_0 в квантовой яме до уровня Ферми, который и располагался на 44.3 мэВ выше уровня квантовой ямы. Если бы все ямы в СР имели одинаковую поверхностную концентрацию дефектов, то и все широкозонные края квантовых ям в ячеечно квазинейтральной области располагались бы на одном и том же расстоянии ψ_S от уровня Ферми в полупроводнике. Оно равно

$$\psi_S = (\Delta E_c - E_0)/e - \chi_n \simeq 146 \text{ мэВ}. \quad (16)$$

Мы приняли здесь $(\Delta E_c - E_0)/e = 190 \text{ мэВ}$, что будет подтверждено последующими оценками. На рис. 2 уровень ψ_S принят одинаковым для всех квантовых ям СР, расположенных в ячеечно квазинейтральной области. Это не относится к самой правой яме, изображенной на рис. 2, которая приняла электроны от подложки, и к самой левой, которая отдала их металлу. На рис. 2 изображена ситуация истощения первой квантовой ямы, когда уровень Ферми электронов в полупроводнике совпадает с квантовым уровнем E_0 в первой яме. Это означает, что $\chi_1 = 0$, и концентрация электронов в ней $N_{S_1}^{(-)} = 0$. Если приложить к металлу большее истощающее напряжение, то концентрация $N_{S_1}^{(-)}$ так и будет оставаться равной нулю, однако при некотором значении напряжения произойдет истощение уже и второй квантовой ямы.

2.4. Постоянство квазиуровня Ферми в полупроводнике. Это предположение мы уже фактически использовали выше, считая, что во всех квантовых ямах его значение одинаково и совпадает с уровнем Ферми в сильно легированной подложке. Оно нашло свое отражение и на рис. 2. Выравнивание уровня Ферми в СР происходит благодаря какому-то механизму переноса электронов из одной ямы в другую, например туннельному. На рис. 2 положение уровня Ферми в полупроводнике (μ_s) показано выше, чем в металле (μ_m), что соответствует отрицательному (обогащающему) смещению ($U < 0$)

$$\mu_m - \mu_s = U. \quad (17)$$

Отличная от нуля разность квазиуровней Ферми в металле и полупроводнике реализуется за счет очень низкой проводимости ОПЗ, прилегающей к металлу.

3. Условие истощения квантовой ямы под действием внешнего смещения

Изложенная выше математическая модель позволяет получить не очень громоздкое аналитическое описание контактного поля в СР. Однако оно получается не при любом значении внешнего смещения, а лишь при таком, когда происходит истощение очередной n -й ямы, ближайшей из неистощенных к барьерному контакту. При этом очевидно, что все $n - 1$ предшествующих ям уже испытали истощение. При этих условиях граница между приконтактной ОПЗ и ячеечно квазинейтральной областью проходит как раз по n -й квантовой яме. Это значит, что $(n + 1)$ -я яма находится в ячеечно квазинейтральной области, т.е. квазиуровень Ферми этой ямы, χ_{n+1} , описывается формулой (15), а $N_{S,n+1}^{(-)}$ — формулой (14). Электростатический потенциал электрона ψ определен так, что его нулевое значение совпадает с уровнем Ферми μ_s в подложке. Таким образом нам задано значение потенциала на границе $(n + 1)$ -й ямы:

$$\psi_{n+1} = V_0 - \chi_{n+1}, \quad (18)$$

где V_0 — расстояние от верха квантовой ямы до основного уровня. Эта формула по существу та же самая, что и формула (16). Нам известно также значение электростатического потенциала на краю n -й ямы. Поскольку она испытывает истощение, уровень Ферми совпадает в ней с квантовым уровнем E_0 , т.е.

$$\psi_n = V_0. \quad (19)$$

Задание потенциала на концах промежутка однозначно определяет его распределение внутри промежутка, которое находится из формулы (12). Из нее можно получить $\psi_n = \psi_{n+1}$ и ту же разность найти из (18) и (19). Приравнивая эти величины, находим поле f_n на правой стороне истощающейся n -й ямы:

$$f_n = (v_a + \chi_{n+1})/a. \quad (20)$$

Главная цель настоящего параграфа — связать граничное значение поля F_n (слева от истощающейся ямы) со значением заряда ямы. Для этой цели и нужна формула (20), поскольку формула (9), т.е. теорема Гаусса, связывает разность $F_n - f_n$ с величиной γ_n , пропорциональной заряду n -й ямы в момент ее истощения. Подставляя (20) в (9), получим

$$F_n = (v_a + \chi_{n+1})/a + \gamma_n. \quad (21)$$

Согласно формулам (15), (10) и (14), нетрудно выразить χ_{n+1} через γ_{n+1} :

$$\chi_{n+1} = a_B (\gamma_{n+1} + 2v_a/a)/4, \quad (22)$$

где a_B — полупроводниковый боровский радиус

$$a_B = \varepsilon \hbar^2 / m e^2 = 131 \text{ \AA} \quad (23)$$

при $\varepsilon = 12.9$, $m = 0.052m_0$. Подставляя (22) в (21), получаем окончательную формулу для F_n :

$$F_n = \frac{v_a}{a} \left(1 + \frac{a_B}{2a}\right) + \gamma_n \left(1 + \frac{a_B}{4a} \lambda_n\right), \quad (24)$$

$$\lambda_n = \gamma_{n+1}/\gamma_n. \quad (25)$$

λ_n — величина, зависящая не только от заряда n -й ямы γ_n , но и от заряда следующей ямы γ_{n+1} . Последнее обстоятельство, казалось бы, очень сильно запутывает решение задачи. Однако на самом деле отношение $a_B/4a$ порядка одной десятой, и весь член, содержащий λ_n , оказывается малым по сравнению с единицей. Для его оценки сверху, а также исходя из получающихся ответов, мы положим $\lambda_n = 2$. Тогда формула (24) принимает вид

$$F_n = \left(\frac{v_a}{a} + \gamma_n\right) \left(1 + \frac{a_B}{2a}\right) \approx 1.232 \left(\frac{v_a}{a} + \gamma_n\right). \quad (26)$$

Найдя заряды всех ям последовательно, можно уточнить формулу (25) с помощью точного соотношения (24) и внести коррективы в соотношение $\lambda_n = 2$, т.е. воспользоваться методом итераций.

4. Соотношения, связывающие положительный заряд истожающей ямы с поверхностным потенциалом при истожающем внешнем смещении

Эти соотношения являются конечным результатом нашей теории. Будем считать для удобства, что заряд истожающей ямы нам известен. Тогда нам известно, согласно формуле (25), значение поля F_n вблизи этого заряда. Потенциал ψ_n на краю ямы также известен и определяется (19). Зная поле и потенциал в точке

$$x_n = b + na, \quad (27)$$

можно найти поверхностный потенциал, который содержит внешнее смещение. Тем самым находим связь смещения с зарядом истожающей n -й ямы, что и составляет цель настоящего параграфа. Поясним последовательно действие этой расчетной схемы на конкретных примерах истожения первой от металла, второй и третьей ям.

1) Истожение первой ямы. Применим формулу, аналогичную (13), к промежутку $0 \leq x \leq b$:

$$\psi_0 = \psi_1 + F_1 b + v_b, \quad v_b = 2\pi N_D e b^2 / \varepsilon, \quad (28)$$

где

$$\psi_0 = \phi_B + U_1, \quad \psi_1 = V_0. \quad (29)$$

Отсюда находим, что

$$F_1 = \left[\phi_B + U_1 - (V_0 + v_b)\right] / b. \quad (30)$$

Правая часть известна, а левая связана с зарядом $N_{S1}^{(-)}$ соотношениями (26) и (10). Таким образом мы получили для $\phi_B = 0.8$ В и $U_1 = -0.1$ В следующие значения:

$$N_{S1}^{(\text{def})} = 2.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$$

и

$$\gamma_1 = 0.78 \cdot 10^5 \text{ В/см.} \quad (31)$$

2) Истощение второй ямы. При решении этой задачи будем принимать во внимание существование лежащего в ОПЗ поверхностного заряда первой истощенной ямы, который дается формулой (31). Тогда начинаем находить потенциал и поле, двигаясь от второй ямы наружу, и получим, что

$$\psi_0 = (v_b + v_a + V_0) + \left(\gamma_1 + \frac{2v_a}{a} \right) b + F_2(a + b). \quad (32)$$

Полагая $\psi_0 = \phi_B + U_2$, где $U_2 = 1.3$ В, мы найдем, что

$$N_{S2}^{(\text{def})} = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$$

и

$$\gamma_2 = 1.513 \cdot 10^5 \text{ В/см.} \quad (33)$$

Далее, зная γ_1 и γ_2 , можно решить уже задачу об истощении третьей ямы.

3) Истощение третьей ямы. Действуя аналогично предыдущему, получим

$$\psi_0 = (V_0 + 4v_a + v_b) + \left(\frac{4v_a}{a} + \gamma_1 \right) b + (a + b)\gamma_2 + F_3(2a + b). \quad (34)$$

Используя значения γ_1 и γ_2 , найдем, что $N_{S3}^{(\text{def})} = 3.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Во всех случаях мы использовали параметры

$$v_a = 0.066 \text{ В}, \quad v_b = 0.1 \text{ В}, \quad V_0 = 0.19 \text{ В},$$

$$a = 0.25 \cdot 10^{-5} \text{ см}, \quad b = 0.31 \cdot 10^{-5} \text{ см.} \quad (35)$$

Обсудим теперь численное значение параметра $V_0 = 0.19$ В, которое было использовано нами выше. Глубина квантовой ямы находилась по известному правилу 60%, которое дает $\Delta E_c = 0.6\Delta E_g$, где ΔE_g — разрыв ширины запрещенной зоны на гетеропереходе арсенид галлия-твердый раствор $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Для него мы использовали интерполяционную формулу, справедливую при низких температурах [4]

$$\Delta E_g = 1.58x - 0.472x^2 \text{ [эВ]}. \quad (36)$$

Для $x = 0.35$ получим, что $\Delta E_c = 0.297$; в квантовой яме такой глубины основной уровень $E_0 = 0.106$ эВ, так что это и дает $V_0 = 0.19$ В.

- [1] В.Я. Алешкин, Б.Н. Звонков, Е.Р. Линькова, А.В. Мурель, Ю.А. Романов. ФТП, 27, 931 (1993).
- [2] Д.Н. Бычковский, О.В. Константинов. ФТП, 26, 921 (1991).
- [3] Д.Н. Бычковский, О.В. Константинов, М.М. Панахов. ФТП, 26, 653 (1992).
- [4] *The Semicinductor Card-Compliments of Howard University. Mater. Sci. Res. Center of Excellence* (Washington, DC, 1992).

Редактор Т.А. Полянская

The Theory of Build-In Electric Field in the Metal-Superlattice Barrier Structure

D.N. Bychkovskii and O.V. Konstantinov

A.F. Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021, St. Petersburg, Russia

The theory of the voltage-capacitance characteristics is developed for the structure metal-superlattice-conducting substrate. The thickness and doping with donor impurity of wide-gap-barriers are combined in such a way, that the barrier layers are completely exhausted to fill the quantum wells by electrons. The theory shows that capacitance increases with voltage by steps; if the tunneling through the barriers is present. The height of a step is constant, if the inverse capacitance is plotted against voltage, which corresponds to the spatial period of superlattice. The width of the steps at the voltage scale may be used to find the donor electron concentration and the surface concentration of charged defects built-in the heterojunctions. Comparison with experimental results showed, that the quantum wells are filled with electrons mainly from surface states. The surface concentration on different wells differs by a factor of 2÷3.
