

ВОЛЬТ-ФАРАДНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА $m-s$ -СТРУКТУР С ИЗОТИПНЫМ ГЕТЕРОПЕРЕХОДОМ

Бычковский Д. Н., Константинов О. В., Панахов М. М.

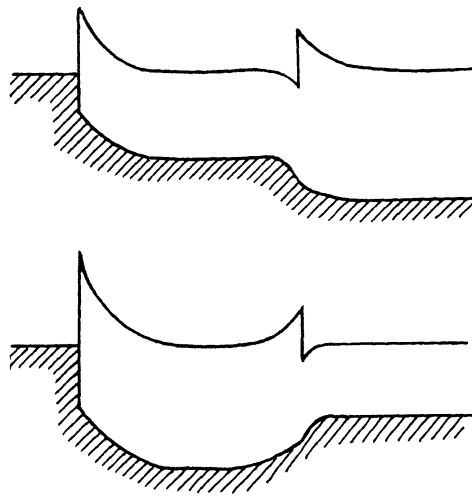
Теоретически установлено наличие ступенчатой особенности на вольт-фарадных характеристиках (ВФХ) диода Шоттки с изотипным гетеропереходом, имеющим узкозонную область под металлом и широкозонную в толще. Если толщина узкозонной прослойки превосходит равновесную толщину области пространственных зарядов (ОПЗ) под металлом не более чем в 2 раза, то при наложении обратного смещения граница ОПЗ проходит через гетеропереход. С этим и связаны особенности на ВФХ. По этим особенностям можно определить величину разрыва зоны на гетеропереходе и толщину узкозонной прослойки. Повышение температуры сглаживает особенности на ВФХ.

Введение. В настоящей работе рассматривается диод Шоттки, у которого металлический контакт нанесен на тонкий узкозонный слой, находящийся на микрозонной подложке. Изотипный гетеропереход, разделяющий широкозонную подложку и узкозонную прослойку, считается резким и идеальным (в смысле отсутствия на нем поверхностных состояний). Такие структуры могут использоваться в качестве селективных фотоприемников и выпрямителей. Нас здесь они интересуют с другой точки зрения, а именно на предмет экспериментального измерения величины разрыва в зоне проводимости (или в валентной зоне) на гетеропереходе с помощью вольт-фарадных характеристик (ВФХ). В работе [1] нами было теоретически показано, что существует такая возможность для $m-s$ -гетероструктур с широкозонной прослойкой. Она обусловлена возникновением особенности типа ступени на ВФХ. Ширина ступени по шкале напряжений связана с величиной разрыва зоны на гетеропереходе и существенно превосходит этот разрыв. ВФХ таких структур рассматривались ранее в [2], однако там не обращалось внимание на возможность возникновения ступенчатых особенностей на ВФХ. В работе [3] было показано, что с повышением температуры происходит размытие ступени. Теория, учитывающая это размытие, оказывается достаточно громоздкой. Рассматриваемые здесь $m-s$ -структуры с узкозонной прослойкой, с теоретической точки зрения, представляют более простой объект, поскольку пространственный ход потенциала внутри прослойки при любых внешних смещениях оказывается монотонным. В структурах же с широкозонной прослойкой потенциал внутри прослойки при малых смещениях имеет минимум, а при больших смещениях становится монотонным. Кроме таких чисто теоретических преимуществ, технология изготовления гетероструктур с узкозонным поверхностным слоем может оказаться более предпочтительной. Поэтому расширение знаний о ВФХ гетероструктур с узкозонной прослойкой представляется актуальным.

1. Основные результаты работы

Энергетические диаграммы $m-s$ -гетероструктур n -типа в термодинамическом равновесии схематически изображены на рис. 1. Следует обратить внимание на то, что в прослойке имеется квазинейтральная область, так что прослойка должна быть достаточно толстой. Кроме того, требуется, чтобы при наложении запорного смещения граница области пространственного заряда (ОПЗ) пере-

секала гетеропереход. Для этого прослойка не должна быть и слишком толстой, так как в противном случае может наступить лавинный пробой, прежде чем ОПЗ пересечет гетеропереход и выйдет в толщу. Поэтому существует некоторый оптимальный интервал значений толщины прослойки, который зависит от концентрации легирующей примеси, величины разрыва зон на гетеропереходе и напряжения пробоя. Если толщина прослойки попадает в этот интервал, то на ВФХ $m-s$ -гетероструктуры может наблюдаться ступенчатая особенность, вид которой схематически показан на рис. 2. Здесь ВФХ структуры с узкозонной прослойкой отмечена номером 1, а с широкозонной — номером 2. Последняя была изучена нами ранее в работах [1, 3]. На ней присутствует ступенчатый выступ, тогда как на ВФХ $m-s$ -структур с узкозонной прослойкой, изучаемых в этой работе, имеется ступенчатая впадина. В обоих случаях имеется горизон-



а

б

Рис. 1. Зонная диаграмма структуры металл—полупроводник с гетеропереходом.

а — с узкозонной прослойкой под металлом, б — с широкозонной прослойкой.

тальный участок, который мы назвали в [1] «моттовским» плато. Величина емкости на плато C_a определяется только толщиной прослойки:

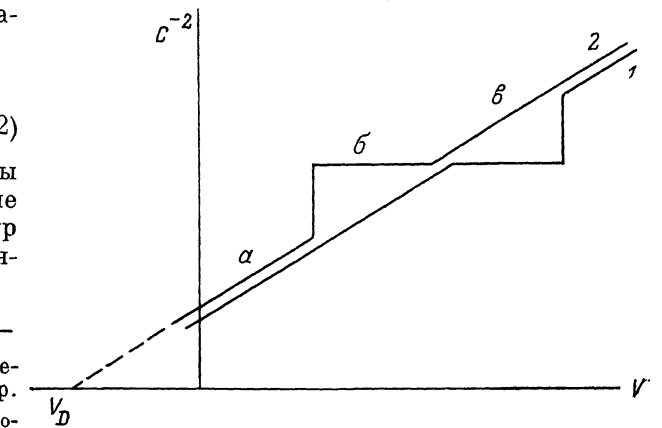
$$C_a = \epsilon_1 S / 4\pi a, \quad (1)$$

где ϵ_1 и a — диэлектрическая проницаемость и толщина прослойки, S — площадь структуры. В приближении истощенного слоя для ширины плато ΔV можно получить следующее выражение:

$$\begin{aligned} \Delta V_{ys} &= 2\sqrt{V_a \Delta\psi / \alpha}; \\ \Delta V_{ms} &= 2\sqrt{V_a \Delta\phi}, \end{aligned} \quad (2)$$

где ΔV_{ys} и ΔV_{ms} — ширины моттовского плато по шкале напряжений для структур с узкозонной и широкозонной прослойкой,

Рис. 2. Схематические изображения ВФХ $m-s$ -гетероструктур. 1 — для структуры с узкозонной прослойкой, 2 — с широкозонной.



$$V_a = 2\pi e N_1 a^2 / \epsilon_1 \quad (3)$$

— характерный параметр напряжения. Для $m-s$ -гетероструктуры с узкозонной прослойкой, являющейся предметом данной статьи, левая граница плато $V = V_1$ определяется условием

$$V_1 + V_D = V_a, \quad (4)$$

где

$$V_D = \Phi_{B1} - (kT/e) \ln(N_{c1}/N_D) \quad (5)$$

— диффузионный потенциал со стороны полупроводника, Φ_{B1} — высота потенциального барьера со стороны металла, N_1 — концентрация доноров в про-

слолке, N_{c1} — эффективная плотность состояний в прослойке. Абсолютная величина разрыва потенциала $\Delta\psi$ на гетеропереходе

$$\Delta\psi = \Delta E_c \pm (kT/e) \ln(N_2 N_{c1} / N_1 N_{c2}). \quad (6)$$

Здесь ΔE_c — разрыв зоны проводимости (рассматривается для определенности полупроводник n -типа), N_2 — концентрация доноров, N_{c2} — эффективная плотность состояний в толще структуры. Знаки «+» и «-» в (6) относятся к структурам с узкозонной и широкозонной прослойками. Анализ формулы (6) показывает, что разрыв потенциала $\Delta\psi$ оказывается больше разрыва зоны ΔE_c , если узкозонная сторона изотипного гетероперехода легирована слабее, чем широкозонная. Параметр асимметрии легирования α , входящий в (2) для ΔV_{73} , имеет вид

$$\alpha = \varepsilon_1 N_1 / \varepsilon_2 N_2, \quad (7)$$

где ε_2 — диэлектрическая проницаемость широкозонной толщи. Рис. 2 относится к случаю $\alpha=1$, когда $\varepsilon_1 N_1 = \varepsilon_2 N_2$. Такой случай мы в дальнейшем будем называть симметричным легированием. При этом наклоны ВФХ на участках a и b совпадают, поскольку наклон определяется произведением εN . Участок a соответствует перемещению границы приконтактной ОПЗ внутри прослойки

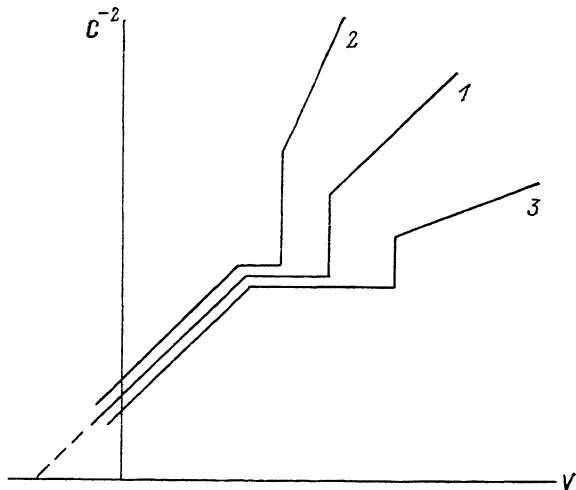


Рис. 3. Схематические изображения ВФХ m - s -гетероструктуры с узкозонной прослойкой при различном легировании широкозонной подложки.

1 — симметричное легирование; 2 — подложка легирована слабее, чем прослойка; 3 — подложка легирована сильнее, чем прослойка.

($V < V_1$), а участок b — в широкозонной толще ($V > V_1 + \Delta V$). Для участка b характерно полное истощение прослойки и какой-то части толщи. Если параметр $\alpha \neq 1$, то наклоны участков a и b уже не совпадают. Кроме того, для m - s -структур с узкозонной прослойкой изменяется ширина плато ΔV на ВФХ. Это иллюстрируется зависимостями на рис. 3. Зависимость 1 относится к случаю $\alpha=1$. Если подложка легирована слабее, чем прослойка ($\alpha > 1$, кривая 2), то плато укорачивается, а скачок емкости оказывается плохо отличимым от участка b на ВФХ. Если же, наоборот, подложка легирована сильнее, чем прослойка ($\alpha < 1$, кривая 3), то скачок емкости оказывается очень малым, а плато сливается с участком b на ВФХ. Таким образом, ступенчатая особенность на ВФХ, связанная с гетеропереходом, наиболее четко прорисовывается тогда, когда легирование близко к симметричному. Обратим внимание также на то, что участок и уровень плато на рис. 3 у всех трех зависимостей совпадают. Они нарисованы несколько раздвинутыми лишь для удобства. Ступенчатые ВФХ, изображенные на рис. 2 и 3, получены в приближении истощенного слоя. Соответствующие аналитические выражения будут приведены в следующем разделе. Это приближение справедливо лишь при очень низких температурах. Для структур на основе систем $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ такие характеристики будут получаться при температурах ниже азотной. С повышением температуры ступенчатая особенность характеристики сглаживается. На рис. 4 представлены ВФХ для m - s -структур с узкозонной прослойкой при трех температурах. Штрихпунктирная зависимость 1 рассчитана в приближении истощенного слоя и соответствует случаю $T=0$. Сплошная кривая 2 и штриховая кривая 3 относятся к случаю $T=77$ и 300 К. Эти кривые рассчитаны по точной теории, которая излагается

в последующих разделах. Из рисунка видно, что с повышением температуры действительно происходит существенное размытие ступенчатой особенности на ВФХ. Поэтому для их экспериментального наблюдения необходимо измерять ВФХ при азотной или более низкой температурах. На рис. 4 построена зависимость приведенной характеристики $\chi(V)$, которая имеет размерность напряжения:

$$\chi(V) = (e\varepsilon_1 N_1 S^2 / 8\pi) C^{-2}(V). \quad (8)$$

На участке *a* она имеет простой вид

$$\chi(V) = V + V_D, \quad (V < V_1). \quad (9)$$

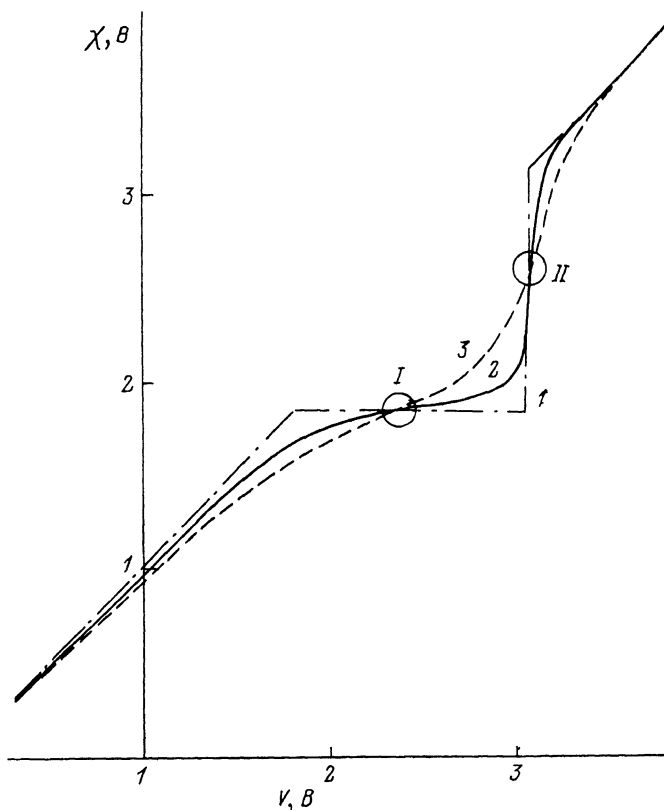


Рис. 4. ВФХ *m-s*-гетероструктуры с узкозонной прослойкой GaAs при различных температурах.

T, К: 1 — 0, 2 — 77, 3 — 300. Изотипный гетеропереход легирован симметрично ($\alpha=1$). Толщи прослойки равна 12 лэбаевским радиусам при $T=300$ К ($A=12$). Величина разрыва на гетеропереходе составляет $\Delta E_0 = 0.21$ эВ ($\beta_0=7$). Концентрация доноров N_1 (в см⁻³) и толщина подложки *a* (в мкм) связаны соотношением $N_1 a^2 = 2.7 \cdot 10^{18}$.

На участке *б* моттовского плато

$$\chi(V) = V_a, \quad (V_1 < V < V_1 + \Delta V_{ys}), \quad (10)$$

где ΔV_{ys} определяется формулой (2). На участке *в*, где $V > V_1 + \Delta V_{ys}$,

$$\chi(V) = \alpha [V + V_D + \Delta\phi - V_a(1 - 1/\alpha)]. \quad (11)$$

Наклон функции $\chi(V)$ здесь равен α .

Наконец, подробно остановимся на результатах точной теории, разработанной нами в настоящей статье, с помощью которой были вычислены характеристики 2 и 3 (при $T=77$ и 300 К соответственно) на рис. 4. Согласно этой теории,

$$\chi(V) = \frac{kT}{4e} \left[\frac{\partial}{\partial v} \sqrt{f(y_0)} \right]^{-2}, \quad (12)$$

где

$$f(y) = y - (1 - e^{-y})e^{-u} + (\beta + u)/\alpha. \quad (13)$$

Величина y_0 есть безразмерная функция потенциала металлического контакта:

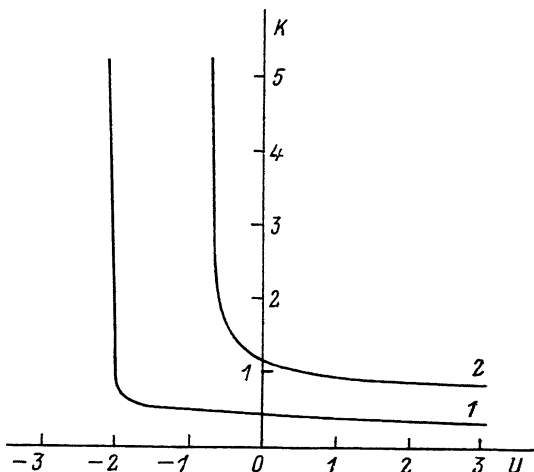
$$y_0 = v - u, \quad v = (V + V_D)e/kT, \quad (14)$$

а величина u — безразмерное значение потенциала в провале в непосредственной близости слева от гетерограницы. Эта величина также зависит от внешнего смещения V . Эта зависимость является обратной функцией уравнения

$$v = v + e^{-u} - \frac{\beta + u}{\alpha} + \frac{1}{2} [A + \sqrt{2(\beta + u)/\alpha - K(u)e^{-u}/\sqrt{2}}]^2, \quad (15)$$

Рис. 5. Зависимость приведенной толщины квазинейтральной области K от безразмерного потенциала провала на гетеропереходе U для разных асимметрий легирования α изотипного гетероперехода.

α : 1 — 1, 2 — 10.



где β — безразмерный параметр, характеризующий разрыв потенциала на гетерогранице:

$$\beta = \beta_0 - \ln \alpha, \quad \beta_0 = \Delta E_c e/kT + \ln(\epsilon_1 N_{c1}/\epsilon_2 N_{c2}) + 1, \quad (16)$$

A — безразмерная толщина прослойки:

$$A = \chi_1 a, \quad \chi_1^2 = 4\pi e^2 N_1 / \epsilon_1 kT. \quad (17)$$

Функция $K(u)$, входящая в правую часть (15), задается интегралом:

$$K(u) = \int_0^{\infty} [e^{-y}/\sqrt{f(y)}] dy. \quad (18)$$

Здесь $f(y)$ определяется формулой (13). Таким образом, правая часть уравнения (15) зависит только от u , что позволяет легко найти v как функции u . Из этого же уравнения можно определить и производную du/dv . Тогда выражение (12) можно написать в более удобной форме:

$$\chi = \frac{kT}{e} \frac{v - u - e^{-u} + (\beta + u)/\alpha}{[1 - (1 - e^{-u} - 1/\alpha)(du/dv)]^2}. \quad (19)$$

По формулам (19), (15) были вычислены кривые 2 и 3 на рис. 4. При этом необходимо найти величину $K(u)$, которая дается интегралом (18). Следует иметь в виду, что эта функция обладает сингулярностью при некотором отрицательном значении u :

$$u = -v_0, \quad v_0 > 0. \quad (20)$$

При $u < -v_0$ функция $K(u)$ вообще не существует, так как она расходится логарифмически при $u \rightarrow -v_0$. На рис. 5 представлены зависимости $K(u)$ для двух значений параметра асимметрии $\alpha=1$ (кривая 1) и $\alpha=10$ (кривая 2) при значении параметра разрыва зоны $\beta_0=7$. Эти кривые имеют логарифмическую особенность в точке $u = -v_0$, определяемой из трансцендентного уравнения

$$v_0 + 1 - e^{v_0} + (\beta - v_0)/\alpha = 0. \quad (21)$$

Поэтому численный расчет функции $K(u)$ непременно требует решить уравнение (21), чтобы определить точку сингулярности. Так, например, оно дает значение $v_0=2.07944$ при $\alpha=1$ и $v_0=0.77231$ при $\alpha=10$.

2. Методика определения параметров m - s -гетероструктуры по особенностям ВФХ

Идеальная ступенчатая особенность на ВФХ в принципе дает весьма конструктивную возможность определения параметров m - s -гетероструктуры. По наклонам на участках a и b можно определить концентрации легирующих примесей N_1 и N_2 в узкозонной и широкозонной областях, а по экстраполированному напряжению отсечки — диффузионный потенциал V_D . Значение емкости на плато позволяет определить толщину a узкозонной прослойки по формуле (1). Эту же величину можно проконтролировать по другой характерной точке, а именно по напряжению левого края плато V_a согласно формуле (3). Наконец, по ширине плато ΔV можно определить величину разрыва $\Delta\psi$ согласно выражению (2). К сожалению, ни при азотной, а тем более при комнатной температуре идеальная ступенчатая особенность на ВФХ не реализуется, как это видно из рис. 4. Уменьшение температуры до азотной и ниже может привести к дополнительным осложнениям, которые связаны с вымораживанием носителей в твердом растворе за счет влияния Dx -центров. В теории мы предполагаем концентрацию носителей не зависящей от температуры. Однако, как показывает внимательный анализ сглаженных ВФХ, полученных для конечных температур путем численных расчетов, возможности для определения параметров m - s -гетероструктуры все же остаются. В качестве характерных точек теперь уже выступают точки перегиба на ВФХ. Таких точек две; на рис. 4 они обведены кружками и отмечены римскими цифрами I и II (первая и вторая точки перегиба). Их отличительные свойства состоят в следующем: ордината первой точки перегиба с большой точностью совпадает с уровнем плато; у второй же точки перегиба абсцисса с хорошей точностью совпадает с правой границей плато V_2 . Этих двух условий достаточно для определения двух величин: толщины узкозонной прослойки a и разрыва потенциала $\Delta\psi$. Толщина прослойки a находится по известной формуле (1) емкости структуры в точке первого перегиба. Уровни легирования N_1 и N_2 , а также диффузионный потенциал V_D находятся по линейным участкам a и b на ВФХ. После этого можно рассчитать параметр напряжения V_a по формуле (3). Определив V_D и V_a , мы находим положение левой границы плато идеальной ступенчатой ВФХ по формуле (4). Напряжение правой границы плато V_2 определяется абсциссой второй точки перегиба. После этого ширина плато $\Delta V=V_2-V_1$ позволяет вычислить разрыв потенциала $\Delta\psi$ по формуле (2) и найти разрыв зоны ΔE_c на гетеропереходе по формуле (6).

3. Концентрационно зависящий потенциал электронов в полупроводнике

Если состав твердого раствора меняется вдоль оси x , то электронное сродство и положение края зоны $E_c(x)$, а также плотность состояний в зоне $N_c(x)$ будут функциями координаты x . В этом направлении может изменяться также и концентрация мелких легирующих примесей $N(x)$. В полупроводниках n -типа $N(x)$ будет концентрацией мелких доноров. В задачах о гетероструктуре обычно используют в качестве потенциала энергию электрона на дне зоны проводимости:

$$U_c(x) = -\varphi(x) + E_c(x), \quad (22)$$

где $\varphi(x)$ — обычный электростатический потенциал, $E_c(x)$ — положение края зоны проводимости при $\varphi = \text{const}$, которое определяется изменением состава электронного сродства. В случае резкого гетероперехода $\varphi(x)$ — непрерывная функция, а $E_c(x)$ терпит разрыв на гетерогранице. Если гетеропереход плавный и концентрация доноров $N(x)$ тоже изменяется плавно, то наиболее удобной

функцией оказывается не $U_c(x)$, а концентрация электронов зависящий потенциал $\psi(x)$, который мы определили следующим образом:

$$\psi(x) = U_c(x) + (kT/e) \ln [N(x)/N_c(x)] - \mu, \quad (23)$$

где μ — химический потенциал электронов в однородной толще при

$$\mu = (kT/e) \ln (N_2/N_{c2}). \quad (24)$$

Здесь $N_2 = N_2(x)|_{x \rightarrow \infty}$, $N_{c2} = N_{c2}(x)|_{x \rightarrow \infty}$. Мы будем считать электроны невырожденными. Тогда их концентрация описывается распределением Больцмана:

$$n(x) = N_c(x) \exp \{e[\mu - U_c(x)]/kT\}. \quad (25)$$

Удобство потенциала $\psi(x)$, определенного нами согласно (23), состоит в том, что концентрация электронов (25) записывается в наиболее простом виде

$$n(x) = N(x) \exp [-e\psi(x)/kT]. \quad (26)$$

Разрыв потенциала $\Delta\psi$ на резком гетеропереходе оказывается тогда отличным от разрыва зоны ΔE_c и связан с ним соотношением (6). Отметим, что из ВФХ барьерных структур с гетеропереходом непосредственно определяется именно разрыв $\Delta\psi$, а вовсе не разрыв в зоне (ΔE_c). Поэтому введение потенциала ψ вместо U_c дает не только формальное удобство, но также отражает и физическую сущность задачи.

Уравнение для потенциала $\psi(x)$ вытекает из уравнения Пуассона для потенциала $\varphi(x)$ и определяется (22) и (23):

$$\frac{d}{dx} \left[\varepsilon(x) \frac{d\psi}{dx} \right] = 4\pi(\rho + \rho_f), \quad (27)$$

где $\varepsilon(x)$ — диэлектрическая проницаемость варизонного полупроводника, ρ — обычная плотность электрического заряда:

$$\rho = eN(x)[1 - \exp(-e\psi/kT)]; \quad (28)$$

ρ_f — плотность «фиктивного» заряда, возникающая из-за отличия между потенциалами φ и ψ :

$$\rho_f = \frac{1}{4\pi} \frac{d}{dx} \left\{ \varepsilon(x) \frac{d}{dx} \left[\varepsilon_c(x) + \frac{kT}{e} \ln \frac{N(x)}{N_c(x)} \right] \right\}. \quad (29)$$

Одно из граничных условий для потенциала ψ связано с уравнением (26):

$$\psi(x)|_{x \rightarrow \infty} = 0. \quad (30)$$

При $x=0$ на границе раздела полупроводника и металла обычная физическая модель границы дает условие для положения края зоны:

$$U_c(x)|_{x=0} = \Phi_{B1} + \mu_s, \quad (31)$$

где μ_s — химический потенциал электронов металла, который привязан к уровню поверхностных состояний полупроводника. В термодинамическом равновесии уровень μ_s совпадает с положением уровня Ферми электронов μ в толще полупроводника. При включении внешнего электрического смещения ($V > 0$ для запертого напряжения) квазиуровень электронов металла μ_s окажется выше, чем квазиуровень Ферми электронов μ в толще полупроводника:

$$\mu_s = \mu + V. \quad (32)$$

Мы предполагаем, что квазиуровень Ферми μ не зависит от координаты x во всем полупроводнике вплоть до границы при $x=0$. Это справедливо, если сквоз-

ной ток через структуру мал. Тогда (23), (24), (31) и (32) приводят к следующему граничному условию для потенциала ψ :

$$\psi(x)|_{x=0} = V + V_D, \quad (33)$$

где V_D — диффузионный потенциал, определяемый формулой (5).

В случае резкого изотипного гетероперехода в точке $x = a$

$$N(x), \quad \varepsilon(x) = \begin{cases} N_1, & \varepsilon_1 \quad \text{при } x < a, \\ N_2, & \varepsilon_2 \quad \text{при } x > a. \end{cases} \quad (34)$$

Тогда уравнение (27) принимает вид

$$d^2\psi_1/dx^2 = (\pi e N_1 / \varepsilon_1) (1 - e^{-\psi_1/kT}), \quad x < a, \quad (35)$$

$$d^2\psi_2/dx^2 = (\pi e N_2 / \varepsilon_2) (1 - e^{-\psi_2/kT}), \quad x > a. \quad (36)$$

Решения ψ_1 и ψ_2 «стыкуются» друг с другом на гетеропереходе следующим образом:

$$\varepsilon_1 (d\psi_1/dx)_{x=a} = \varepsilon_2 (d\psi_2/dx)_{x=a}, \quad (37)$$

$$\psi_2(a) = \psi_1(a) + \Delta\psi. \quad (38)$$

Уравнением (37) выражается непрерывность индукции, а (38) — условие разрыва (6) на гетерогранице, которое для случая узкозонной прослойки имеет вид

$$\Delta\psi = \Delta E_c + (kT/e) \ln(N_2 N_{c1} / N_1 N_{c2}). \quad (39)$$

Мы дадим решения уравнений (35) и (36) с граничными условиями (30), (33), (37) и (38) в приближении истощенного слоя, а также в форме первых интегралов.

4. Решение в приближении истощенного слоя

Результаты решения в этом приближении обсуждались выше в связи с рис. 2 и 3. Отмечалось, что на ВФХ m — s -структуры существуют три различных режима.

1) *Режим существования квазинейтральной области в узкозонной прослойке.* В этом режиме ОПЗ, примыкающая к металлу, имеет толщину $W < a$. Квазинейтральный слой, находящийся при $W < x < a$, представляет собой проводник, экранирующий вторую ОПЗ, которая расположена за гетеропереходом в широкозонной толще. Дело в том, что омическое сопротивление этой ОПЗ невелико, поскольку барьер в системе $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ не превышает 0.3 эВ. В этом случае гетеропереход себя никак не проявляет, а система ничем не отличается от обычного диода Шоттки на толстом узкозонном полупроводнике. Тогда применима хорошо известная теория, которая дает обычное выражение для емкости:

$$C = \varepsilon_1 S / 4\pi W, \quad W = \sqrt{\varepsilon_1 (V + V_D) / 2\pi e N_1}, \quad (40)$$

где W — толщина приконтактной ОПЗ. Таким образом, мы приходим к формуле (9) для приведенной характеристики $\chi(V)$. Граница этого режима достигается, когда $W = a$, таким образом, мы получаем формулу (4) для граничного значения V_1 .

2) *Режим моттовского плато.* В этом случае граница ОПЗ достигает гетероперехода. Однако вблизи него внутри узкозонной прослойки существует тонкая область, обогащенная электронами. Эта область имеет толщину порядка дебаевского радиуса и поэтому не описывается приближением истощенного слоя. Проводящая область действует подобно экрану, который электрически соединен с широкозонной толщей. Емкость такой структуры равна величине, даваемой формулой (1), для плоского конденсатора толщиной a . Она не зависит от напряжения, чем и обусловлено моттовское плато. С ростом внешнего смещения V обогащенный слой становится все тоньше и при $V = V_1 + \Delta V$ пол-

ностью исчезает. При этом происходит смыкание полностью истощенной прослойки с ОПЗ за гетеропереходом в широкозонной толще и емкость скачкообразно изменяется. Этому соответствует вертикальная ступень на ВФХ.

3) *Режим полного истощения узкозонной прослойки.* В этом случае мы имеем дело с простой электростатической задачей определения потенциала в системе двух заряженных диэлектриков. Для прослойки

$$V + V_D = a\mathcal{E}_a^{(1)} + V_a + U, \quad (41)$$

где U — потенциал провала, а $\mathcal{E}_a^{(1)}$ — поле на гетерогранице. Поле в широкозонной области $\mathcal{E}_a^{(2)}$ выражается формулой

$$\mathcal{E}_a^{(2)} = \sqrt{(\delta\pi e N_2/\epsilon_2)(\Delta\psi + U)}. \quad (42)$$

Это поле связано с $\mathcal{E}_a^{(1)}$ условием непрерывности индукции (37). Таким образом, мы имеем три уравнения для трех неизвестных — U , $\mathcal{E}_a^{(1)}$, $\mathcal{E}_a^{(2)}$, решение которых дает выражение (41) для функции $\chi(V)$.

5. Точное решение

Первый интеграл уравнения (35) находится умножением его на $d\psi/dx$ и последующим интегрированием:

$$dy_1/dx = \sqrt{2} \kappa_1 (y_1 + e^{-y_1} - u - e^{-u} + E_a^2)^{1/2}, \quad (43)$$

где κ_1 — обратный дебаевский радиус узкозонной прослойки,

$$y_1(x) = e\psi_1(x)/kT, \quad u = eU/kT, \quad U = \psi_1(a), \quad (44)$$

где y_1 — безразмерный потенциал при $x < a$, u — безразмерный потенциал провала на гетерогранице. Величина E_a — константа интегрирования, пропорциональная полю $\mathcal{E}_a^{(1)}$, так что

$$(dy_1/dx)_{x=a} = -\sqrt{2} \kappa_1 E_a. \quad (45)$$

Аналогичное интегрирование можно произвести в области $x > a$:

$$\frac{dy_2}{dx} = -\sqrt{2} \kappa_2 (y_2 + e^{-y_2} - 1)^{1/2}, \quad (46)$$

где

$$y_2(x) = e\psi_2(x)/kT, \quad \kappa_2^2 = 4\pi e^2 N_2/\epsilon_2 kT. \quad (47)$$

Используя условие непрерывности индукции (37) при $x=a$, найдем

$$E_a^2 = (\eta + e^{-\eta} - 1)/\alpha \approx (\eta - 1)/\alpha, \quad (48)$$

$$\eta = y_2(a) = e\psi_2(a)/kT. \quad (49)$$

Поскольку $\eta \gg 1$, то $\exp(-\eta)$ в (48) мы пренебрегаем. Формулу (48) удобно переписать в виде

$$E_a^2 = (\beta + u)/\alpha, \quad (50)$$

$\beta = \beta_0 - \ln \alpha$. Уравнение (43) можно интегрировать еще один раз по толщине прослойки:

$$\int_0^{y_0} dy/\sqrt{f(y)} = \sqrt{2} A, \quad A = \kappa_1 a, \quad (51)$$

где $f(y)$ определяется формулой (43), а верхний предел интегрирования y_0 будет равен (44). Преобразуем интеграл (51) тождественно

$$\int_0^{y_0} dy/\sqrt{f(y)} = 2[\sqrt{f(y_0)} - \sqrt{f(0)}] + e^{-u} \int_0^{y_0} [e^{-y} \sqrt{f(y)}] dy. \quad (52)$$

Поскольку $y_0 \gg 1$, верхний предел y_0 в правой части (52) заменим на ∞ и получим

$$f(y_0) = v - u - e^{-u} + E_a^2. \quad (53)$$

Тогда

$$\sqrt{2} A = 2[\sqrt{f(y_0)} - E_a] + e^{-u} K(u), \quad (54)$$

где $K(u)$ определяется формулой (18). Подставляя в (54) выражение (53) и уединяя в левой части v , получим соотношение (15), связывающее v и u .

Еще одно замечание по поводу вычисления интеграла (18) для $K(u)$. Функция $f(y)$, стоящая под радикалом в интеграле (18), имеет минимум, если значение u в провале отрицательно; $u = -v$. Минимум достигается при значениях

$$y = y_m = v, \quad f_m = v + 1 - e^v + (\beta - v)/\alpha. \quad (55)$$

С ростом v величина f_m убывает и при некотором значении $v = v_0$ обращается в нуль: это значение v_0 определяется уравнением (21).

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Константинов О. В., Львова Т. В., Панахов М. М. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 7. С. 1283—1290.
- [2] Lee S. Ch., Pearson G. L. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1980. V. ED-27. N 4. P. 844—850.
- [3] Бычковский Д. Н., Константинов О. В., Панахов М. М. // ФТП. 1991. Т. 25. В. 4. С. 660—669.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Санкт-Петербург

Получена 20.05.1991
Принята к печати 17.06.1991

