

«МОТТОВСКОЕ» ПЛАТО НА ВОЛЬТЪЕМКОСТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКЕ ДИОДА ШОТТКИ С ГЕТЕРОПЕРЕХОДОМ

Константинов О. В., Львова Т. В., Паханов М. М.

Теоретически изучена зависимость емкости от напряжения для диода Шоттки, у которого полупроводниковая основа содержит изотипный гетеропереход, а металлический контакт граничит с широкозонным слоем. Показано, что на вольтъемкостной характеристике будет непременно присутствовать горизонтальный участок, названный нами «моттовским» плато. На протяжении плато широкозонный слой полностью истощен, а в узкозонной толще имеется тонкая область аккумуляции свободных носителей, так что с изменением напряжения изменяется лишь заряд этой области. В материале n -типа ширина плато по шкале напряжений пропорциональна квадратному корню из величины разрыва зоны проводимости на гетеропереходе. В интервале плато изучаемая структура подобна барьеру Мотта металл—изолирующий полупроводник—легированный полупроводник.

Введение. В работе [1] была впервые теоретически рассмотрена емкость структуры металл—широкозонный полупроводник—узкозонный полупроводник с резким изотипным гетеропереходом. На рис. 1, а изображена зонная диаграмма такой структуры. Гетеропереход предполагается идеальным в смысле отсутствия на нем заряда поверхностных состояний. В работе [1] рассмотрен лишь предельный случай тонкого широкозонного слоя, когда он целиком помещается в области пространственного заряда (ОПЗ). Было показано, что C^{-2} — V -характеристика линейна:

$$C^{-2} = 8\pi (V_c - V) / \epsilon_2 N_2 S^2, \quad (1)$$

где V — приложенное напряжение, V_c — экстрополированное емкостное напряжение отсечки. Наклон характеристики определяется концентрацией мелких доноров N_2 в узкозонной толще диода, ее диэлектрической проницаемостью ϵ_2 и площадью диода S . Формула для V_c будет приведена далее; важно отметить, что она содержит большое число параметров, характеризующих как широкозонный слой, так и узкозонную базу. Их нельзя определить по одной измеряемой величине V_c . В связи с этим упомянем работу Кремера [2], в которой утверждается, что разрыв в зоне проводимости (или в валентной зоне) нельзя определить по емкостным измерениям на барьерах Шоттки с гетеропереходом. В настоящей работе показано, что это не так; напротив, емкостные измерения позволяют определить разрыв зоны на гетеропереходе. Дело в том, что теоретический анализ, проведенный в работе [1], не является полным даже для тонкого широкозонного слоя. Далее будет показано, что C^{-2} — V -характеристика диода с тонким широкозонным слоем на самом деле имеет вид, изображенный схематически на рис. 2, а. Формула (1) описывает лишь один из ее участков, а именно участок А, для которого смещение меньше некоторого напряжения V_m ; мы будем его называть «моттовским» напряжением. Если $V > V_m$ (участок Б), то структура становится подобной барьеру Мотта [3], а ее емкость не зависит от приложенного напряжения:

$$C = C_a = \epsilon_1 S / 4\pi a, \quad (2)$$

где a — толщина широкозонного слоя. Формула для V_m приведена далее; здесь заметим лишь, что, несмотря на появление новой характерной точки

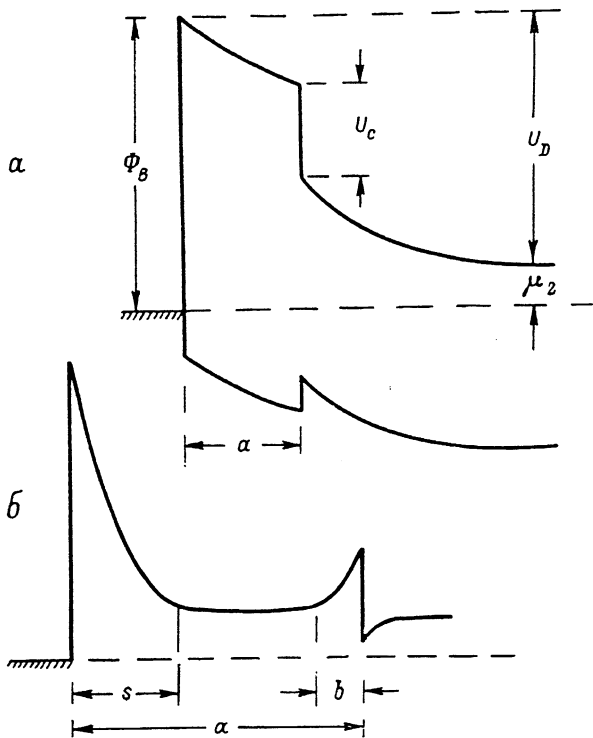


Рис. 1. Пространственное распределение потенциальной энергии электрона в m - s -гетеро-структуре.

a — «тонкий» широкозонный слой, b — «толстый» слой. На рис. 1, b и последующих валентная зона не изо-бражена.

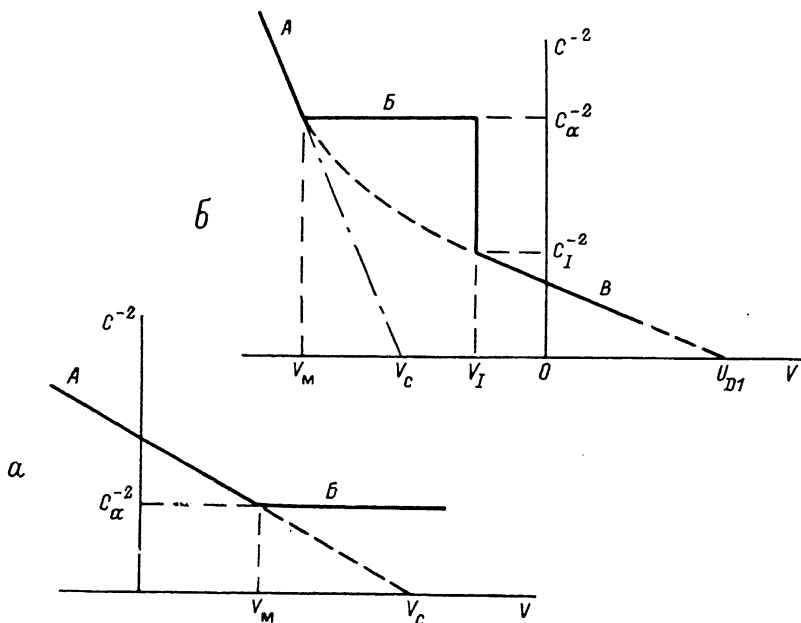


Рис. 2. Схематический вид $C^{-2}-V$ -характеристик m - s -гетероструктуры.

a — «тонкий» широкозонный слой, b — «толстый» слой. Участок Б — «мотовское» плато.

V_* на $C^{-2}-V$ -зависимости, число измеряемых параметров оказывается по-прежнему недостаточным для определения разрыва зон на гетеропереходе. В настоящей работе показано, что все параметры структуры можно определить по измерениям $C^{-2}-V$ -характеристик диода с достаточно толстым широкозонным слоем, который не истощается в доступной для измерения области напряжения. На рис. 2, б схематически изображена $C^{-2}-V$ -характеристика структуры, у которой широкозонный слой не истощен при нулевом смещении, как это было в случае рис. 1, б. В широкозонном слое такой структуры существуют две ОПЗ, прилегающие к металлу (s) и к гетеропереходу (b). С ростом обратного

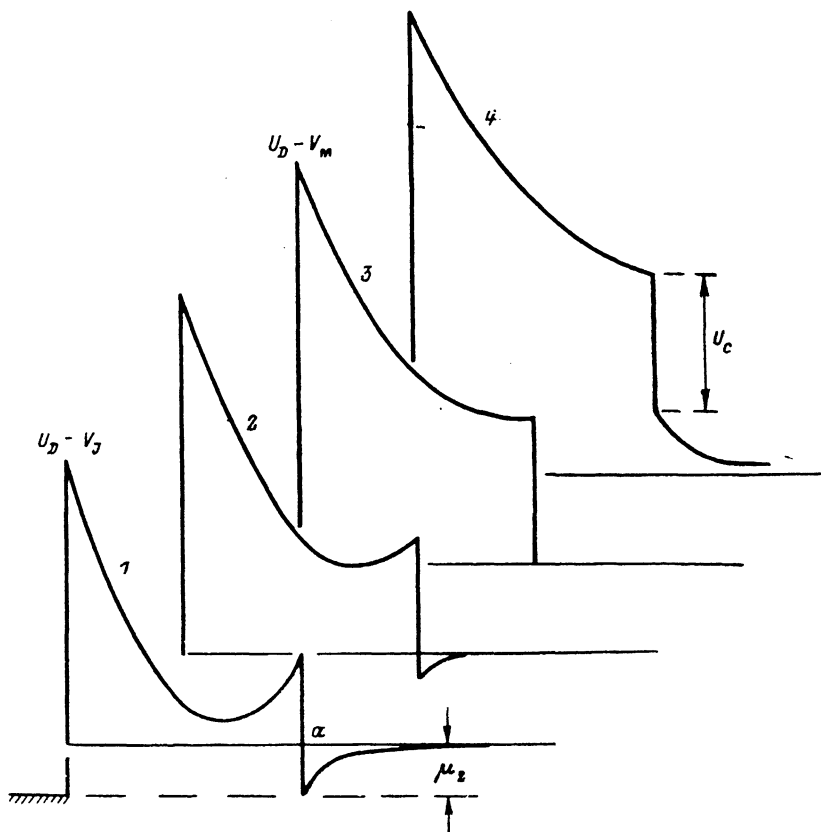


Рис. 3. Пространственное распределение потенциальной энергии электрона в $m-s$ -гетеро-структуре при различных смещениях.

1 — «смыкание» истощенных слоев (правая граница «моттовского» плато); 2 — распределение в моттовском режиме; 3 — левая граница «моттовского» плато; 4 — широкозонный слой лежит внутри истощенной области.

смещения происходит увеличение толщины слоя s ; это описывается участком B на рис. 2, б. При некотором обратном смещении $V=V_j$ происходит «смыкание» слоев s и b , когда $a=s+b$. При этом пространственное распределение потенциала описывается кривой 1 на рис. 3. После смыкания весь широкозонный слой становится истощенным и оказывается аналогичным диэлектрической прокладке толщиной a , чему и соответствует «моттовское» плато B на рис. 2, б, а величина емкости описывается формулой (2). При дальнейшем росте обратного смещения возникает ОПЗ и в узкозонной толще, как это показано на рис. 3 (кривая 4). Кривая 3 иллюстрирует переход к этому режиму, что соответствует смещению $V=V_*$. Режим с ОПЗ в узкозонном слое описывается участком A на рис. 2, и для него справедлива формула (1). Характеристика структуры с толстым широкозонным слоем, изображенная на рис. 2, б, имеет большое число особых точек, которого вполне достаточно для определения разрыва зон на гетеропереходе. Наиболее важное соотношение дает ширину моттовского плато

$$V_J - V_M = 2\sqrt{U_a(U_c - \Delta\mu)}, \quad (3)$$

где

$$U_a = 2\pi e N_1 a^2 / \epsilon_1, \quad \Delta\mu = (kT/e) \ln(N_{c1} N_2 / N_{c2} N_1). \quad (4)$$

Здесь N_{c1} и N_{c2} — плотности состояний в зоне проводимости в широкозонном и узкозонном материалах. Концентрации мелких доноров N_1 и N_2 можно определить по наклону участков B и A характеристики (рис. 2, б), толщину a — по соотношению (2) для емкости на плато. Таким образом, параметры U_a и $\Delta\mu$ можно рассчитать по формулам (4) и по измеренному значению ширины плато $V_J - V_M$, используя формулу (3), найти разрыв U_c в зоне проводимости на гетеропереходе.

В заключение отметим, что в работе [1] обсуждалась C^{-2} — V -характеристика диода с «толстым» широкозонным слоем. Однако теоретический анализ этого случая там отсутствует; было просто декларировано, что вольтфарадная кривая должна иметь вид, изображенный на рис. 2, б штрихами. Имелось в виду, что линейный участок B , соответствующий металлу на широкозонном полупроводнике, плавно переходит (без скачка и плато) в линейный участок A , соответствующий случаю «тонкого», полностью истощенного широкозонного слоя, к которому примыкает ОПЗ в узкозонной базе. Очевидно, что подобная гипотеза просто неприменима в том случае, когда участки A и B идут параллельно, т. е. когда $\epsilon_1 N_1 = \epsilon_2 N_2$.

1. Вольтфарадная характеристика в приближении истощенного слоя

Математическая формулировка задачи о распределении потенциала значительно облегчается в случае резкого идеального гетероперехода. При этом можно ввести потенциалы электрона $U_1(x)$ и $U_2(x)$ для двух областей $0 < x < a$ и $a < x$:

$$U_1(x) = -\varphi(x) + U_c, \quad U_2(x) = -\varphi(x), \quad (5)$$

где $\varphi(x)$ — электростатический потенциал, непрерывный на гетеропереходе, вместе с индукцией. Благодаря непрерывности индукции

$$\epsilon_1 \frac{dU_1}{dx} \Big|_{x=a} = \epsilon_2 \frac{dU_2}{dx} \Big|_{x=a}. \quad (6)$$

Основное упрощение задачи о резком гетеропереходе состоит в том, что только в этом случае уравнение Пуассона можно написать для единственной функции потенциала электрона $U(x)$ в двух областях пространства:

$$\frac{d^2 U_2}{dx^2} = \frac{4\pi e N_2}{\epsilon_2} (1 - e^{-eU_2/kT}), \quad U_2(x) |_{x \rightarrow \infty} \rightarrow 0 \quad (7)$$

— для узкозонной области и

$$\frac{d^2 U_1}{dx^2} = \frac{4\pi e}{\epsilon_1} [N_1 - N_{c1} e^{(\mu_2 - U_1)/kT}], \quad e^{\mu_2/kT} = \frac{N_2}{N_{c2}} \quad (8)$$

— для широкозонной. Последнее уравнение написано в предположении о постоянстве квазиуровня Ферми электронов в этой области. Здесь мы не будем выходить за рамки этого простейшего предположения. Уравнение (8) можно привести к стандартной форме вида (7), если вместо U_1 подставить потенциал \tilde{U}_1 , отсчитанный от другого начала отсчета:

$$\tilde{U}_1(x) = U_1(x) - \Delta\mu, \quad \Delta\mu = \mu_2 - \mu_1, \quad (9)$$

где величина $\Delta\mu$ определена в формуле (4). Тогда

$$\frac{d^2 \tilde{U}_1}{dx^2} = \frac{4\pi e N_1}{\epsilon_1} (1 - e^{-e\tilde{U}_1/kT}). \quad (10)$$

Если внутри широкозонного слоя находятся две ОПЗ и квазинейтральная область, то уравнения (7) и (10) можно решать без труда в приближении истощенного слоя. Это дает формулы для толщины s ОПЗ, прилегающей к металлу, и для толщины b ОПЗ, прилегающей к гетеропереходу:

$$s = \sqrt{\frac{\epsilon_1(U_{D1} - V)}{2\pi e N_1}}, \quad b = \sqrt{\frac{\epsilon_1(U_c - \Delta\mu)}{2\pi e N_1}}, \quad U_{D1} = \Phi_B + \mu_1, \quad (11)$$

где Φ_B — высота барьера со стороны металла, μ_1 — химический потенциал электронов в безграничном широкозонном полупроводнике. Пока не произошло смыкания двух ОПЗ, емкость структуры определяется областью s , а вторая ОПЗ играет роль небольшого чисто омического сопротивления, которое суммируется с сопротивлением узкозонной базы и контакта к ней. Тогда емкость дается формулой

$$C = \frac{\epsilon_1 S}{4\pi s} = S \sqrt{\frac{e\epsilon_1 N_1}{8\pi(U_{D1} - V)}}. \quad (12)$$

Она описывает линейный участок $B C^{-2} - V$ -характеристики, показанной на рис. 2, б. Емкостное напряжение отсечки U_{D1} дается той же формулой, что и для $m-s$ -структуры на широкозонном полупроводнике. По мере роста обратного смещения толщина квазинейтральной области в широкозонном слое уменьшается, и при выполнении условия

$$a = s + b \quad (13)$$

происходит смыкание двух ОПЗ (рис. 3, кривая 1). Если использовать выражения (11) для s и b , то из (13) получим следующее выражение для напряжения смыкания V_J :

$$V_J = U_{D1} - U_c - U_a + 2\sqrt{U_a(U_c - \Delta\mu)}. \quad (14)$$

После того как произошло смыкание двух ОПЗ в широкозонном слое, ситуация изменяется кардинально. Свободные носители из этого слоя исчезают, и, несмотря на наличие в нем заряда ионизованных доноров, этот слой ничем не отличается от диэлектрика (рис. 3, кривая 2). Наступает моттовский режим, когда при изменении внешнего напряжения изменяются только электрические заряды на металле и в узком обогащенном электронами слое, прилегающем к гетеропереходу в узкозонной области. Толщина обогащенного слоя порядка радиуса дебаевского экранирования. При изменении внешнего напряжения заряды, расположенные в дебаевском слое, практически не меняют своего местоположения, поскольку этому препятствует потенциальный барьер гетероперехода. Поэтому емкость структуры в области моттовского плато и остается постоянной. При дальнейшем росте обратного смещения заряды из отрицательно заряженного дебаевского слоя «всасываются» в контакт, что приводит к завершению моттовского режима (рис. 3, кривая 3). Напряжение V_M , соответствующее этой границе, определяется из того, что минимум потенциальной кривой совпадает с гетерограницей:

$$U_{D2} - V_M = V_c + 2\pi e N_1 a^2 / \epsilon_1, \quad U_{D2} = \Phi_B + \mu_2, \quad V_M = U_{D2} - U_c - U_a. \quad (15)$$

Формулы (13), (15) и приводят к выражению (3) для ширины моттовского плато. При дальнейшем росте обратного смещения возникает ОПЗ в узкозонной области, вблизи гетероперехода (рис. 3, кривая 4). Это вполне аналогично тому, что изображено на рис. 1, а для тонкого широкозонного слоя. Несложный расчет приводит к формуле (1) для емкости структуры с напряжением отсечки:

$$V_c = V_M + U_a \frac{\epsilon_2 N_2}{\epsilon_1 N_1}. \quad (16)$$

Следует отметить, что $C^{-2} - V$ -характеристика с моттовским плато не исчерпывается ситуацией, показанной на рис. 2, б, когда плато целиком расположено

в области обратного смещения. При изменении параметров структуры плато может перемещаться вправо, пересекая ось ординат, и целиком перейти в область прямых смещений. При этом условие $b+s \leq a$ автоматически приводит к требованию

$$U_a > U_c - \Delta\mu. \quad (17)$$

Это условие может быть высказано и так, что $V_J < U_{D1}$, т. е. скачок должен располагаться левее экстраполированного напряжения отсечки участка В. Если же условие (17) не выполняется, то в широкозонном слое ни при каких смещениях не возникает квазинейтральной области и C^{-2} - V -характеристика имеет вид, приведенный на рис. 2, а.

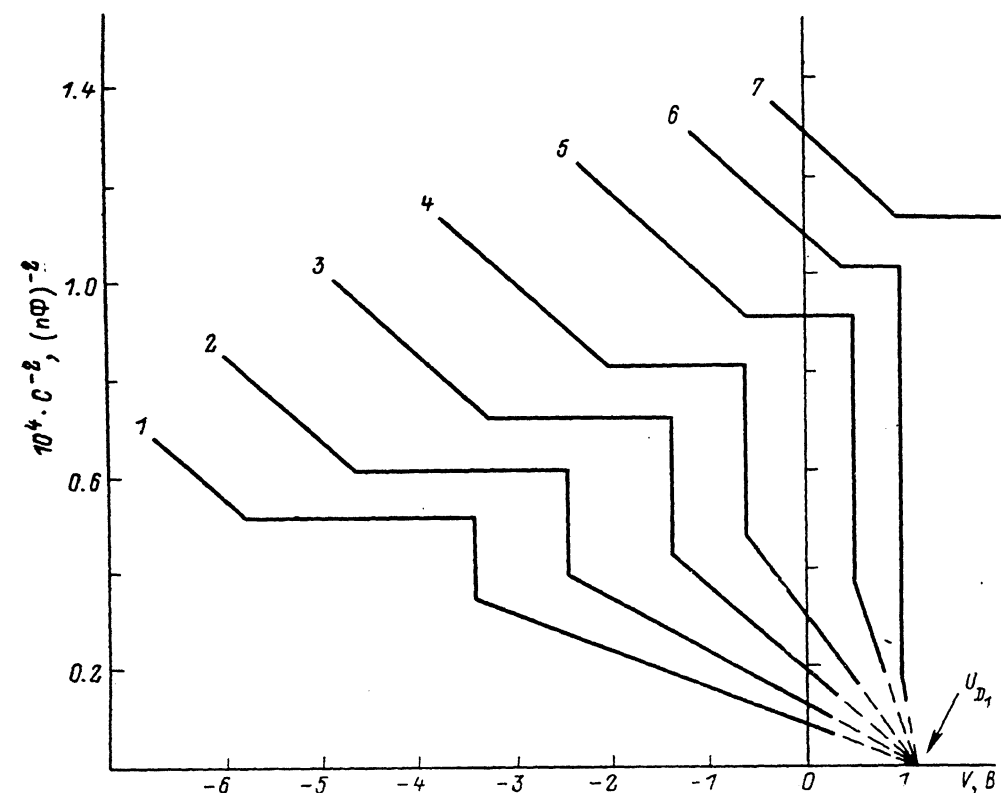


Рис. 4. C^{-2} - V -характеристики гетероструктур различной толщины a с различными концентрациями доноров N_1 в широкозонном слое.

a , мкм: 1 — 0.31, 2 — 0.34, 3 — 0.36, 4 — 0.39, 5 — 0.41, 6 — 0.433, 7 — 0.45. N_1 , см^{-3} : 1 — $7.75 \cdot 10^{16}$, 2 — $5.31 \cdot 10^{16}$, 3 — $3.38 \cdot 10^{16}$, 4 — $2.16 \cdot 10^{16}$, 5 — $9.6 \cdot 10^{15}$, 6 — $3.4 \cdot 10^{15}$, 7 — $5.2 \cdot 10^{14}$. Система $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с разрывом в зоне проводимости 0.2 В. C^{-2} — емкость структуры, измеренная в пикофарадах. $T=300$ К.

Обратимся теперь к числовой иллюстрации моттовского плато на C^{-2} - V -характеристиках структур на основе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Приняты значения параметров: $U_{D1}=1.1$ В, $N_2=3 \cdot 10^{16}$ см^{-3} , $S=0.5 \cdot 10^{-2}$ см^2 , $\epsilon_1=9.8$, $\epsilon_2=11.5$; величина разрыва на гетеропереходе $U_c=0.2$ В. Чтобы обеспечить сплошное заполнение поля рисунка C^{-2} - V -характеристиками и избежать их пересечения, следовало увеличивать толщину широкозонного слоя a от 0.31 до 0.45 мкм, а концентрацию доноров N_1 в нем уменьшать от $7.75 \cdot 10^{16}$ до $5.2 \cdot 10^{14}$ см^{-3} . На рис. 4 даны всевозможные варианты расположения плато: целиком в области обратного смещения (кривые 1—4), частично в этой области и частично в области прямых смещений (кривая 5), целиком в области прямого смещения (кривая 6). Кроме того, кривая 7 иллюстрирует пример отсутствия точки скачка (аналогично рис. 2, а).

Приближение истощенного слоя приводит к скачку емкости при напряжении V_J смыкания двух ОПЗ. Благодаря учету влияния свободных носителей скачок заменится на плавную кривую, что и составляет содержание настоящего раздела. Аналитическое решение уравнений (7) и (10) не представляется возможным, поэтому путь такого решения состоит в том, чтобы заменить функцию

$$\psi(y) = 1 - e^{-y}, \quad (18)$$

стоящую в правой части этих уравнений, на более простую. В приближении истощенного слоя для нее используется аппроксимация $\psi(y) = \theta(y)$, где $\theta(y) = 0$ при $y < 0$ и $\theta(y) = 1$ при $y > 0$. Более точная и в то же время достаточно простая аппроксимация может быть выбрана в следующем виде:

$$\psi(y) = \begin{cases} 1 & \text{при } y > 2, \\ y/2 & \text{при } y < 2. \end{cases} \quad (19)$$

Естественно, что такая аппроксимация нужна лишь для анализа того случая, когда в широкозонном слое имеются две ОПЗ, где $y = e\tilde{U}_1/kT > 2$, и квазинейтральная область, где $y = e\tilde{U}_1/kT < 2$. Точки $x = s$ и $x = a - b$ будут соответствовать границам квазинейтральной области, где $y = 2$ (рис. 1, б). Решения уравнения (10) для этих участков таковы:

$$\tilde{U}_1^{(1)} = U_{D1} - V - Ex + (2\pi e N_1/\varepsilon_1) x^2, \quad 0 \leq x \leq s; \quad (20)$$

$$\tilde{U}_1^{(2)} = A \operatorname{Ch} \chi_1 (s + l - x), \quad \chi_1^2 = 2\pi e^2 N_1/\varepsilon_1 kT, \quad s \leq x \leq a - b; \quad (21)$$

$$\tilde{U}_1^{(3)} = A_1 - E_1 (a - x) + (2\pi e N_1/\varepsilon_1) (a - x)^2, \quad a - b \leq x \leq a. \quad (22)$$

Наконец, в узкозонной области $x \geq a$ решение будет

$$U_2 = -A_2 e^{-\chi_2 (x-a)}, \quad \chi_2^2 = 2\pi e^2 N_2/\varepsilon_2 kT. \quad (23)$$

Кроме того, существуют условия непрерывности функции \tilde{U}_1 и ее производной в точках $x = s$ и $x = a - b$, а также то, что в этих точках $\tilde{U}_1 = 2 kT/e$. На гетерогранице существуют условия (6) непрерывности индукции и условие скачка

$$A_1 + A_2 = U_c - \Delta\mu. \quad (24)$$

Используя все эти условия, можно однозначно найти решение и получить выражение для емкости, согласно определению,

$$C = \frac{\varepsilon_1}{4\pi} \frac{\partial E}{\partial V}, \quad (25)$$

где E — электрическое поле на границе $x = 0$. В результате довольно громоздких выкладок получается следующее выражение для емкости структуры:

$$C = \frac{\varepsilon_1 S}{4\pi} \frac{1 + \beta}{s(1 + \beta) + b}, \quad (26)$$

где

$$\beta = \chi_1 b \operatorname{th}(\chi_1 l), \quad l = (a - b - s)/2. \quad (27)$$

Для величин b и s можно уже воспользоваться выражениями (11), полученными в приближении истощенного слоя. Величина $2l$ есть полная толщина квазинейтральной области. Если она гораздо больше дебаевского радиуса, то $\beta \gg 1$ и емкость определяется толщиной s . Если же происходит смыкание двух ОПЗ, то $\beta \rightarrow 0$, $s + b = a$ и емкость определяется толщиной широкозонного слоя. Таким образом, формула (26) дает плавный, а не скачкообразный выход на плато при $V = V_J$, однако все эти изменения происходят по шкале напряжений на интервалах порядка kT/e , благодаря чему плавное изменение весьма похоже на скачкообразное.

Список литературы

- [1] Lee S. Ch., Pearson G. L. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1980. V. ED-27. N 4. P. 844—850.
- [2] Kroemer H. // Vac. Sci. Techn. B. 1984. V. 2. N 3. P. 433—439.
- [3] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. М., 1984. 455 с.

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

Получена 8.05.1989
Принята к печати 17.05.1989
