

- [1] Гергель В. А., Тарнавский С. П. // ФТП. 1992. Т. 26. В. 7. С. 1330—1334.
 [2] Makram-Ebeid S., Lannoo M. // Phys. Rev. B. 1982. V. 25. P. 6406.
 [3] Карлус В., Перель В. И. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. В. 6 (12).

Научно-исследовательский институт физических проблем
 им. Ф. В. Лукина
 Москва

Получено 4.01.1992
 Принято к печати 30.01.1992

ФТП, том 26, вып. 7, 1992

ВОЛЬТ-ФАРАДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕТЕРОСТРУКТУР С СЕЛЕКТИВНЫМ ЛЕГИРОВАНИЕМ ПРИ НАЛИЧИИ ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ

Горев Н. Б., Макарова Т. В., Прохоров Е. Ф., Уколов А. Т., Эппель В. И.

Характеристики канала и параметры двумерного электронного газа в гетероструктурах с селективным легированием (ГСЛ) $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ — GaAs подвержены значительному влиянию содержащихся в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ глубоких центров захвата (DX -центров), концентрация которых может достигать 10^{18} см^{-3} [1]. Поэтому можно ожидать, что наличие DX -центров проявится и в такой важной характеристике, как вольт-фарадная зависимость, которая широко используется для получения самой разнообразной информации о параметрах полупроводниковых структур [2], в том числе и ГСЛ [3]. Изучению влияния глубоких центров на низкочастотную вольт-фарадную зависимость прямой ГСЛ (металл— $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ — GaAs) и посвящено данное сообщение.

Как известно, низкочастотная барьерная емкость C следующим образом выражается через электрическое поле E_G на границе металл—полупроводник:

$$C = \epsilon \epsilon_0 S \frac{dE_G}{dV_G}, \quad (1)$$

где S — площадь барьерного контакта; V_G — напряжение, приложенное к барьерному контакту. Найдем зависимость $E_G(V_G)$.

Рассмотрим типичную прямую ГСЛ (металл— n - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ — p - GaAs). Пусть в слое $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ содержатся мелкие доноры с концентрацией N_{D2} и глубокие центры захвата с концентрацией N_{I2} и глубиной залегания W_{I2} , а в GaAs — мелкие акцепторы с концентрацией N_{A1} (здесь и далее индекс 1 относится к GaAs , а 2 — к $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$). Зонная диаграмма такой структуры приведена на рис. 1. Из этой диаграммы вытекают следующие соотношения:

$$qV_G = \Delta E_c + U_2 - E_F - \varphi_b, \quad (2)$$

$$E_F = U_1 - E_{g2} + \delta_1, \quad (3)$$

где q — заряд электрона, ΔE_c — разрыв зоны проводимости в плоскости гетероперехода, $U_{1, 2}$ — изгиб зоны проводимости, E_F — энергия Ферми, φ_b — высота барьера Шоттки, E_{g2} — ширина запрещенной зоны, $\delta_1 = kT \ln N_{v1}/N_{A1}$ — положение дна валентной зоны относительно уровня Ферми (N_{v1} — плотность состояний в валентной зоне).

Из (2) и (3) вытекает, что зависимость $E_G(V_G)$ удобно искать в параметрическом виде, используя в качестве параметра значение электрического поля E_{j1}

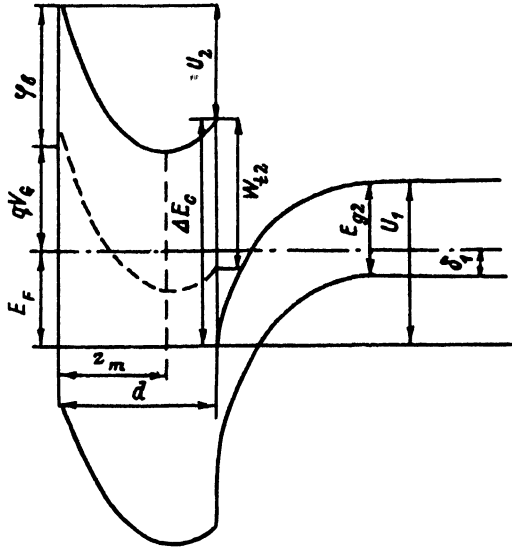


Рис. 1. Зонная диаграмма структуры металл— $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ — GaAs .

в плоскости гетероперехода со стороны GaAs . Действительно, в приближении треугольной потенциальной ямы U_1 выражается через E_F и E_{j1} следующим образом [4]:

$$U_1 = \frac{q^2}{2\epsilon_0\epsilon_1} \frac{1}{N_{A1}} \left(\epsilon_0\epsilon_1 E_{j1} / q - \sum_i n_{si} \right)^2 + \frac{2}{3} \frac{q}{\epsilon_0\epsilon_1 E_{j1}} \sum_i n_{si} E_i,$$

$$n_{si} = \frac{m^* kT}{\pi \hbar^2} \ln \left(1 + \exp \frac{E_F - E_i}{kT} \right),$$

$$E_i = \left(\frac{\hbar^2}{2m^*} \right)^{1/3} \left[\frac{3}{2} \pi q E_{j1} \left(i + \frac{3}{4} \right) \right]^{2/3}. \quad (4)$$

Здесь ϵ_1 — относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника; E_i ($i = 0, 1, 2, \dots$) — собственные значения энергии, соответствующие дну двумерных подзон; n_{si} — поверхностная плотность электронов в i -м состоянии; m^* — эффективная масса электрона. Следовательно, E_F , входящая в выражение (2) для V_G , определяется из трансцендентного уравнения, получаемого подстановкой выражений (4) в (3). Входящая же в (2) величина U_2 , а также искомая величина E_G легко выражаются через электрическое поле $E_{j2} = E_{j1}\epsilon_1/\epsilon_2$ в плоскости гетероперехода со стороны $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, если пренебречь зарядом свободных носителей в слое $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и положить, что глубокие центры полностью заняты, когда уровень Ферми лежит выше них, и полностью опустошены в противоположном случае.

Типичные результаты расчета зависимости низкочастотной емкости от обратного напряжения на затворе приведены на рис. 2 [$T = 300$ К, $S = 300$ мкм², $x = 0.3$ ($\Delta E_c = 0.3$ эВ), ширина слоя $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ $d = 0.03$ мкм, $N_{D2} = 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³, $W_{r2} = 0.5$ эВ, $N_{A1} = 10^{14}$ см⁻³, $\varphi_b = 0.8$ эВ]. Кривая 1 (глубокие центры отсутствуют) показывает хорошее соответствие с расчетом работы [3]. Глубокие центры (кривые 2—4) вносят в ход зависимости два хорошо заметных отличия — растущий участок и разрыв. Что касается последнего, то физический смысл резкого падения емкости заключается в

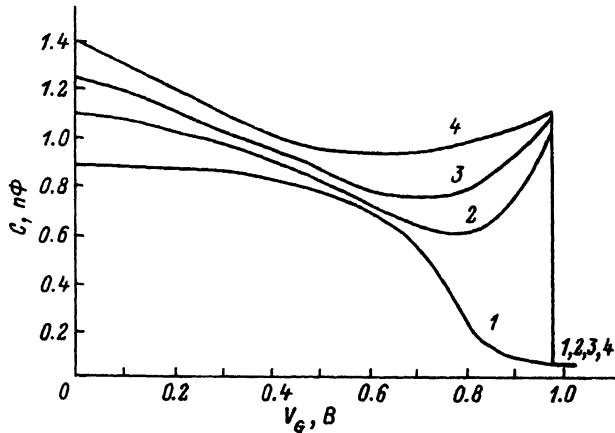


Рис. 2. Зависимость низкочастотной емкости структуры металл— $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ — GaAs от обратного напряжения на затворе.

N_2 , см^{-3} : 1—0, 2— $3 \cdot 10^{17}$, 3— $5 \cdot 10^{17}$, 4— $7 \cdot 10^{17}$.

достижении той степени обеднения слоя $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ свободными носителями, когда глубокие центры полностью опустошены и их роль в определении емкости становится неотличимой от роли мелкой примеси. Формально же разрыв кривой связан с использованием ступенчатой аппроксимации степени заполнения глубоких центров.

Рассмотрим причину роста C при наличии глубоких центров. Для этого сначала напомним, что вид зависимости $C(V_G)$ в отсутствие глубоких центров обусловлен достижением краем области обеднения барьера Шоттки квантовой ямы (полка) и полным опустошением квантовой ямы (резкое падение) [3], т. е. в области полки координата z_m края слоя обеднения барьера Шоттки близка к d , и объемный заряд этого слоя практически не изменяется. При наличии же глубоких центров даже при $z \approx d$ имеет место увеличение заряда слоя обеднения барьера Шоттки за счет опустошения глубоких центров, что и проявляется в виде роста емкости. Заметим, что наклон этих растущих участков тем меньше, чем выше концентрация глубоких уровней, что позволяет использовать вольт-фарадную методику для качественной оценки распределения глубоких уровней по шайбе (т. е. для указания мест, где их больше и меньше).

Таким образом, наличие глубоких уровней приводит к качественному изменению низкочастотной вольт-фарадной зависимости ГСЛ — росту емкости с увеличением обратного смещения на барьере.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Кальфа А. А. // Электрон. техн. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1987. № 9. С. 35—49.
- [2] Берман Л. С. Емкостные методы исследования полупроводников. Л., 1972. 104 с.
- [3] Алешкин В. Я., Демидов Г. В., Звонков Б. М., Мурель А. В., Романов Ю. А. // Горячие электроны в полупроводниковых структурах с пониженной размерностью. М., 1990. С. 14.
- [4] Кальфа А. А. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 3. С. 468—471.

Институт технической механики
АН Украины
Днепропетровск

Получено 19.12.1991
Принято к печати 11.02.1992