

## ГЛУБОКИЕ УРОВНИ И РЕДУКЦИЯ ПРОВОДИМОСТИ ПРЯМОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ С СЕЛЕКТИВНЫМ ЛЕГИРОВАНИЕМ ПОСЛЕ ПОДАЧИ ОТПИРАЮЩЕГО ИМПУЛЬСА НАПРЯЖЕНИЯ НА ЗАТВОР

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

Институт технической механики Академии наук Украины, 320600, Днепрпетровск, Украина  
(Получена 30 ноября 1992 г. Принята к печати 15 января 1993 г.)

Для прямой гетероструктуры с селективным легированием  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ , в слое широкозонного материала которой имеются глубокие центры, проведен расчет уменьшения проводимости структуры вследствие увеличения заряда на глубоких центрах после подачи на затвор импульса отпирающего напряжения. Показано, что это уменьшение проводимости является заметным уже при сравнительно небольшой концентрации глубоких центров, причем по измерению этого уменьшения можно определять концентрацию глубоких центров и глубину их залегания.

Характеристики полевых транзисторов на гетероструктурах с селективным легированием (ГСЛ)  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  подвержены значительному влиянию содержащихся в  $\text{Al}_x/\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  глубоких центров захвата ( $D\text{X}$ -центров), концентрация которых может достигать  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  [1]. С их наличием связывают длинновременной дрейф параметров, гистерезис вольт-амперных характеристик (ВАХ), чувствительность к освещению, температурные нестабильности и т. д. Расчет влияния этих центров на статические ВАХ выполнен в работе [2], где показано, что при значительной концентрации  $D\text{X}$ -центров отсутствует полное перекрытие канала даже при очень больших отрицательных напряжениях на затворе и уменьшается крутизна характеристики. Вместе с тем с точки зрения длинновременного дрейфа параметров и гистерезиса ВАХ представляет интерес и вопрос об изменении проводимости структуры после исчезновения воздействия, вызвавшего увеличение заполнения глубоких центров. Расчет уменьшения низкополевой проводимости структуры металл (затвор Шоттки)— $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  с селективным легированием (прямая ГСЛ) после подачи на затвор импульса положительного напряжения (относительно первоначального смещения затвора), вызывающего увеличение заполнения глубоких центров, и составляет цель данной работы.

Вначале проведем качественное рассмотрение. Пусть первоначально к затвору приложено напряжение  $V$ . Если теперь приоткрыть канал, приложив к затвору напряжение  $V' > V$ , то уровень Ферми поднимется, минимум дна зоны проводимости в слое  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  сместится в сторону металла, и поэтому поверхностная плотность электронов в потенциальной яме в слое  $\text{GaAs}$  увеличится. За счет этого увеличится и ток исток—сток. При наличии же в слое  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  глубоких центров подъем уровня Ферми приводит к тому, что во все большей части этого слоя глубокие уровни оказываются ниже уровня Ферми, т. е. суммарный отрицательный заряд на этих уровнях растет (рис. 1). Следовательно, после возвращения напряжения на затворе к исходному значению  $V$  в течение времени релаксации связанного заряда (а оно может быть весьма значительным) минимум дна зоны проводимости в  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  будет находиться ближе к гете-

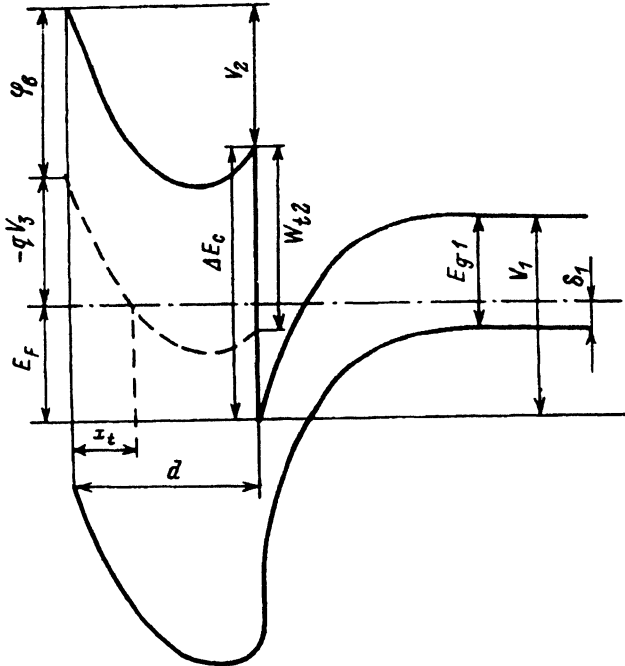


Рис. 1. Зонная диаграмма прямой ГСЛ-металл —  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ —GaAs при наличии глубоких центров.

ропереходу, чем до подачи  $V'$ . Поэтому из условия электронейтральности уменьшается поверхностная плотность электронов в потенциальной яме, что приводит к уменьшению низкополевой проводимости канала. Относительное уменьшение низкополевой проводимости  $\Delta G/G$  при этом дается выражением

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{n_s - n_s''}{n_s}, \quad (1)$$

где  $n_s$ ,  $n_s''$  — поверхностная плотность электронов в потенциальной яме при напряжении на затворе  $V$  соответственно до и после приложения  $V'$  (здесь и далее штрихом обозначаются — величины, действующие в момент приложения  $V'$ , а двумя штрихами — величины, действующие после подачи  $V'$ ). Получим теперь зависимость  $\Delta G/G$  от  $V'$ .

Вначале найдем  $n_s$ . 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 глубиной залегания  $W_{t2}$ , а в GaAs — мелкие акцепторы с концентрацией  $N_{A1}$  (здесь и далее индекс 1 относится к GaAs, а 2 —  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ). Пусть вначале к затвору приложено напряжение  $V$ . Тогда из зонной диаграммы, приведенной на рис. 1, вытекают следующие соотношения:

$$qV = \Delta E_c + v_2 - E_F - \varphi_b, \quad (2)$$

$$E_F = v_1 - E_{g1} + \delta_1, \quad (3)$$

где  $q$  — заряд электрона;  $\Delta E_c$  — разрыв зоны проводимости в плоскости гетероперехода;  $v_{1,2}$  — изгиб зоны проводимости;  $E_F$  — энергия Ферми;  $\varphi_b$  — высота барьера Шоттки;  $E_g$  — ширина запрещенной зоны;  $\delta_1 = kT \ln(N_{v1}/N_{A1})$  — поло-

жение валентной зоны относительно уровня Ферми ( $N_{v1}$  — плотность состояний в валентной зоне).

В приближении треугольной потенциальной ямы для искомой величины  $n_s$  и входящей в (3)  $v_1$  имеем [3]

$$n_s = \sum_i n_{si},$$

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

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

$$v_1 = \frac{q^2 1}{2\epsilon_0 \epsilon_1 N_{A1}} \left( \frac{\epsilon_0 \epsilon_1 E_{j1}}{g - n_s} \right) + \frac{2q}{3\epsilon_0 \epsilon_1 E_{j1}} \sum_i E_i.$$

Здесь  $E_i$  ( $i = 0, 1, 2 \dots$ ) — собственные значения энергии, соответствующие дну двумерных подзон;  $n_{si}$  — поверхностная плотность электронов в  $i$ -м состоянии;  $E_{j1}$  — величина электрического поля в плоскости гетероперехода со стороны GaAs;  $m^*$  — эффективная масса электрона. Входящая же в (2) величина  $v_2$  легко вычисляется, 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 их, и полностью опустошены в противоположном случае:

$$v_2 = \frac{q^2}{\epsilon_0 \epsilon_2} N_{D2} x_t \left( \frac{1}{2} x_t + \frac{N_{D2} - N_{t2}}{N_{D2}} A \right) + W_{t2},$$

$$x_t = d - \frac{\epsilon_0 \epsilon_2 E_{j2}}{q (N_{D2} - N_{t2})} - A,$$

$$E_{j2} = \frac{\epsilon_1 E_{j1}}{\epsilon_2},$$

$$A = \sqrt{\left[ \frac{\epsilon_0 \epsilon_2 E_{j2}}{q (N_{D2} - N_{t2})} \right]^2 + \frac{2\epsilon_0 \epsilon_1}{q (N_{D2} - N_{t2})} (W_{t2} + E_F - \Delta E_c)},$$

где  $x_t$  — координата точки пересечения уровня Ферми и глубокого уровня (рис. 1);  $E_{j2}$  — величина электрического поля в плоскости гетероперехода со стороны  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ;  $d$  — толщина слоя  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Соотношения (2) — (8) образуют замкнутую систему уравнений, позволяющую найти  $n_s$ .

Определим степень  $n_s''$ . С учетом того, что после возвращения от  $V'$  к  $V$  граница заполнения глубоких центров определяется величиной  $x_t'$  [величина  $x_t'$ , а также фигурирующие далее  $v_2'$ ,  $E_F'$ ,  $E_{j1}'$ ,  $E_{j2}'$  находятся из (2) — (8) при подстановке туда  $V'$  вместо  $V$ ], для  $v_2''$  получим

$$v_2'' = v_2' + E_F'' + qd (E_{j2}' - E_{j2}'').$$

Подстановка (9) в (2) дает

$$V = V' + qd (E_{j2}' - E_{j2}'') + E_F' - E_F''.$$

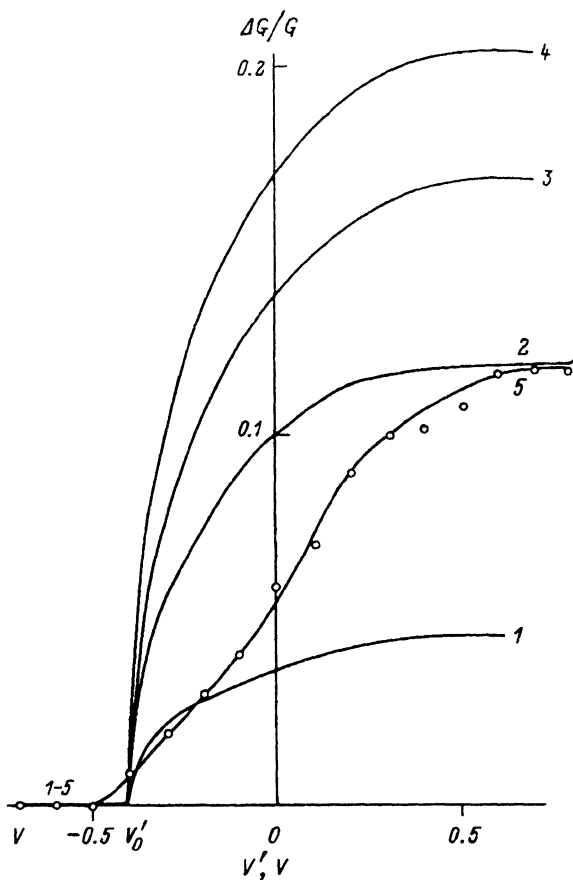


Рис. 2. Зависимость уменьшения низкополевой проводимости  $\Delta G/G$  от величины  $V$ . 1—4 — расчет при следующих параметрах:  $V = -0.7$  В,  $T = 300$  К,  $x = 0.3$ ,  $d = 0.26$  мкм,  $N_{D2} = 2 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$ ,  $W_{f2} = 0.3$  эВ,  $N_{A1} = 10^{14}$  см $^{-3}$ ,  $\varphi_b = 0.8$  эВ;  $N_{D2}$ ,  $10^{15}$  см $^{-3}$ : 1 — 2.5, 2 — 7, 3 — 10, 4 — 12.5. 5 — эксперимент при  $V = -0.7$  В,  $T = 300$  К,  $x = 0.3$ ,  $d = 0.026$  мкм,  $N_{D2} = 2 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$ .

Соотношения (3), (4), (7) и (10) образуют замкнутую систему, позволяющую получить  $n_s^*$ .

Типичные результаты расчета зависимости  $\Delta G/G$  от  $V'$  при различных значениях  $N_{D2}$  приведены на рис. 2 (кривые 1—4). Как видно из рис. 2, зависимость  $\Delta G/G$  от  $V'$ , определяемая именно глубокими центрами, выражена довольно хорошо. Более того, изменения концентрации глубоких центров приводят к заметному сдвигу кривых  $\Delta G/G(V')$ . В сочетании с монотонностью зависимости  $\Delta G/G$  от  $N_{D2}$  (при фиксированных  $V$  и  $V'$ ) это позволяет определять  $N_{D2}$  из измерения  $\Delta G/G$ .

Отметим еще две особенности кривых  $\Delta G(V')/G$  — их выход на насыщение и тот факт, что они отклоняются от нуля не сразу с напряжения  $V$ , а только начиная с некоторого  $V_0' > V$ . Последнее обусловлено тем, что при  $V < V' < V_0'$  уровень Ферми лежит настолько высоко, что все глубокие центры опустошены и их заполнение начинается только с напряжения  $V_0'$ .

Физическая причина насыщения вполне очевидна. С ростом  $V'$  наступает момент, когда заполняются все глубокие уровни в слое  $Al_xGa_{1-x}As$ , и тогда с дальнейшим ростом  $V'$  отрицательный заряд на этих уровнях уже не изменяется.

Этому соответствует такое значение  $V'$ , при котором пересечение уровня Ферми и глубокого уровня происходит на границе металл—полупроводник. Из приведенной на рис. 1 зонной диаграммы следует, что в этом случае должно выполняться соотношение

$$\varphi_b - qV'_s = W_{i2}, \quad (11)$$

где  $V'_s$  — значение  $V'$ , соответствующее насыщению зависимости  $\Delta G(V')/G$ .

Таким образом, по высоте барьера  $\varphi_b$  и величине  $V'_s$  можно определить глубину центра  $W_{i2}$ , что подтверждается и кривыми, представленными на рис. 2, где  $V'_s = 0.5$  В, а использованные в расчете значения  $\varphi_b$  и  $W_{i2}$  равны 0.8 и 0.3 эВ соответственно.

На рис. 2 также представлены результаты эксперимента (кривая 5). Как видно из рис. 2, вышеуказанные особенности расчетных кривых — равенство нулю в некотором интервале  $V'$ , монотонный рост и выход на насыщение — имеются и на экспериментальной кривой. При этом поведение экспериментальной и расчетных кривых несколько различается на участке отклонения от нуля (у экспериментальной кривой это отклонение происходит плавно, в то время как у расчетных оно носит характер излома). Это скорее всего связано с использованным в модели допущением о дискретном характере распределения связанного заряда: в данной точке все центры либо полностью заполнены, либо полностью опустошены. Поэтому в ситуации, когда на самом деле центры только начинают заполняться, т. е. область, в которой центры заполнены, сравнима с переходной областью, результаты расчета в рамках данной модели могут заметно отличаться от реальных. Однако с точки зрения метрики, как следует из сказанного выше, интерес представляет участок насыщения зависимости  $\Delta G(V')/G$ , а вблизи этого участка область заполнения центров распространяется практически на весь широкозонный полупроводник, и поэтому там данная модель работает хорошо.

Таким образом, наличие глубоких уровней в слое широкозонного материала прямой ГСЛ приводит к уменьшению проводимости структуры после подачи на затвор импульса отпирающего напряжения, причем по измерению этого уменьшения можно определять концентрацию глубоких центров и глубину их залегания.

Данная работа выполнена в рамках проекта «Разработка новых методов измерения электрофизических параметров тонкопленочных структур соединений  $A^{III}B^V$ », финансируемого Государственным комитетом Украины по вопросам науки и технологий.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] А. А. Кальфа. Электрон. техн., сер. 1. Электроника СВЧ, 9, 35 (1987).
- [2] В. С. Ершов, З. А. Зайцевская, А. А. Кальфа, А. Р. Крюков, С. В. Матыцын, А. Б. Пашковский, О. Ю. Федоров. ФТП, 25, 776 (1991).
- [3] А. А. Кальфа. ФТП, 20, 468 (1986).

Редактор Т. А. Полянская

---