

06.1; 06.2

©1995

## ИЗМЕНЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В КАНАЛЕ СЕЛЕКТИВНО ЛЕГИРОВАННЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР С $U^-$ -ЦЕНТРАМИ ПРИ ФОТОВОЗБУЖДЕНИИ

*В.И.Борисов, С.Г.Дмитриев, О.Г.Шагимуратов*

Глубокие центры (так называемые  $DX$ -центры), образующиеся при легировании широкозонного материала в селективнолегированных гетероструктурах (СЛГС), существенно влияют на параметры транзисторов с высокой подвижностью электронов (НЕМТ) на их основе [1]. В этой связи представляет интерес модель многозарядного  $U^-$ -центра, предложенная в [2] для описания таких примесей. Отличительной чертой этой модели является обязательное, не связанное с технологией, наличие глубокого уровня, соответствующего одному из зарядовых состояний атома примеси. В данной работе проведены расчеты концентрации электронов в канале СЛГС  $n_S$  как для равновесного, так и для возбужденного (в результате подсветки) состояний  $U^-$ -центра.

Рассматриваемая структура (см. рис. 1) представляет собой последовательно расположенные слои легированного с концентрацией  $N$   $Al_xGa_{1-x}As$ , нелегированного  $Al_xGa_{1-x}As$  (спейсера) толщиной  $d$  и нелегированного  $GaAs$ . Концентрацию двумерного электронного газа (ДЭГ)  $n_S$  можно найти из условия постоянства уровня Ферми (квазиуровня — при подсветке), которое можно записать в виде

$$U_s - F_1 + F_2 = \Delta E_c, \quad (1)$$

где  $U_s$  — поверхностный изгиб зоны проводимости в  $AlGaAs$  на гетерогранице;  $F_1, F_2$  — положение уровня Ферми соответственно в объеме  $AlGaAs$  относительно дна зоны проводимости и ДЭГ относительно края дна зоны проводимости в  $GaAs$  на гетерогранице;  $\Delta E_c$  — разрыв зоны проводимости.

В рассматриваемом случае атомы примеси в  $AlGaAs$  могут находиться в трех зарядовых состояниях — нейтральном, положительно и отрицательно заряженном [2], с концентрациями  $N^0, N^+, N^-$  соответственно. Особенностью  $U^-$ -центров является то, что средство нейтрального центра к электрону  $\epsilon_1$  значительно превышает энергию иони-

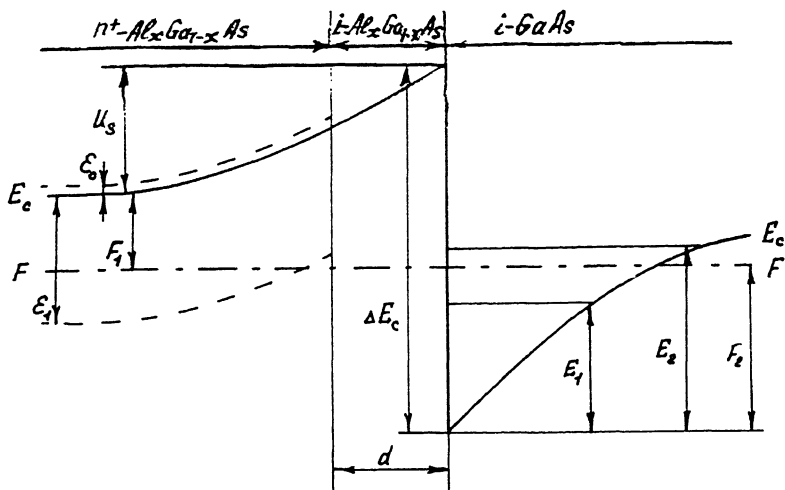


Рис. 1. Энергетическая диаграмма селективно легированной гетероструктуры с  $U^-$ -центрами в качестве легирующей примеси.

зидии  $\epsilon_0$ . Значение  $F_1$  определялось из условия электронейтральности в соответствии с уравнениями статистики для многозарядных центров [3]:

$$qn + N^- = N^+, \quad n = N_c \Phi_{1/2}(\varphi), \quad (2)$$

$$\varphi = \frac{F_1}{kT}, \quad \Phi_{1/2}(\varphi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{t^{1/2}}{1 + \exp(t - \varphi)} dt;$$

$$N = N^0 + N^- + N^+, \quad (3)$$

$$\frac{N^0}{N^+} = \frac{g^0}{g^+} \exp\left(\varphi - \frac{\epsilon_0}{kT}\right), \quad \frac{N^-}{N^0} = \frac{g^-}{g^0} \exp\left(\varphi - \frac{\epsilon_1}{kT}\right);$$

где  $N_c$  — плотность состояний в AlGaAs,  $kT$  — температура в энергетических единицах;  $g^0$ ,  $g^+$ ,  $g^-$  — кратности вырождения рассматриваемых зарядовых состояний (индексы соответствуют заряду центра).

Для вычисления  $U_s$  было проинтегрировано соответствующее уравнение Пуассона. Несложные, но громоздкие расчеты приводят к следующему выражению:

$$U_s = \frac{4\pi}{\kappa} q^2 n_s \left( \frac{1}{2} \frac{n_s}{N} + d \right) + kT \ln(1 + \theta + \nu) + \frac{N_c}{N} \Phi(\varphi), \quad (4)$$

$$\theta = \frac{g^0}{g^+} \exp\left(\varphi - \frac{\varepsilon_0}{kT}\right), \quad \vartheta = \frac{g^-}{g^+} \exp\left(2\varphi - \frac{\varepsilon_0 + \varepsilon_1}{kT}\right),$$

$$\Phi(\varphi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty t^{1/2} \ln \left[ \frac{1 + \exp(t - \varphi)}{\exp(-U_s) + \exp(t - \varphi)} \right], \quad U_s = \frac{u_s}{kT}.$$

Здесь  $\kappa$  — диэлектрическая проницаемость AlGaAs,  $q$  — элементарный заряд.

Выражение для определения  $F_2$  с учетом заполнения двух подзон размерного квантования с энергиями  $E_1$  и  $E_2$  имеет вид [4]:

$$n_s D k T \sum_{i=1}^2 \ln \left[ 1 + \exp\left(\frac{F_2 - E_i}{kT}\right) \right] \quad (5)$$

где  $E_1 = 116(n_s/10^{12})^{2/3}$  мэВ,  $E_2 = 149(n_s/10^{12})^{2/3}$  мэВ [5],  $D$  — двумерная плотность состояний в GaAs.

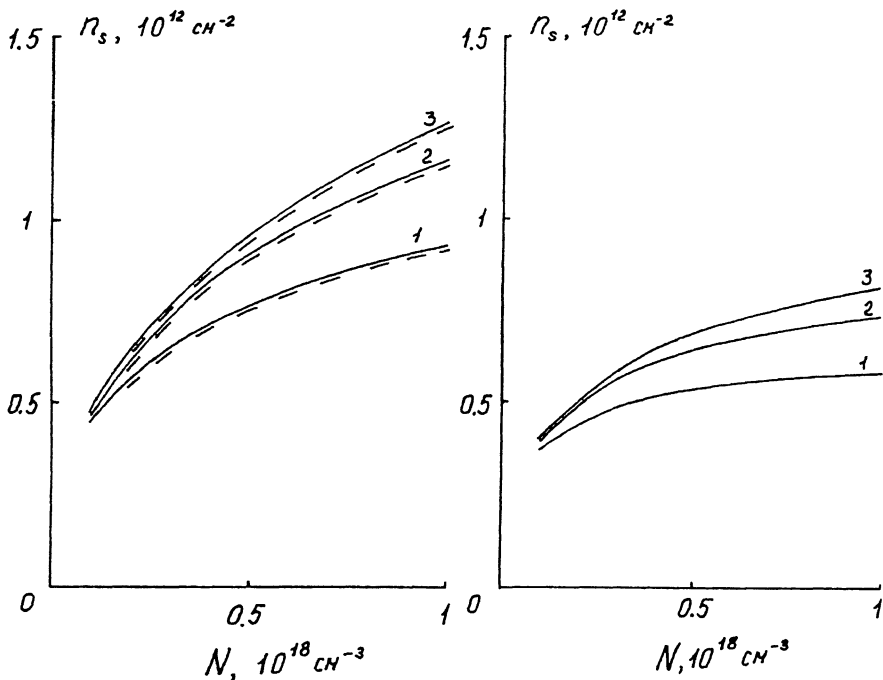


Рис. 2. Концентрация электронов в канале гетероструктуры  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  в зависимости от концентрации легирующей примеси при  $x = 0.3$  а —  $d = 0$  Å; б —  $d = 100$  Å. Кривые 1 соответствуют темновым значениям, 2 — замороженной фотопроводимости, 3 — полной ионизации, при  $T = 77$  К. Штриховой линией отмечены значения при  $T = 300$  К и  $d = 0$  Å.

Для оценки  $n_s$  при подсветке рассматривались две ситуации: первая соответствует обычной замороженной фотопроводимости, когда  $N^- = 0$ , вторая — сильному фотовозбуждению, когда также и  $N^0 = 0$ . Вычисления проводились аналогичным образом. При этом использовались следующие значения параметров:  $\Delta E_c = 0.88x$  эВ [6],  $\varepsilon_1 = -2(0.7 - 0.15x)10^3$  мэВ,  $g^+ = 1$ ,  $g^0 = 2$ ,  $g_- = 4$  [2],  $\varepsilon_0 = 5$  мэВ,  $D = 2.83 \cdot 10^{13}$  см<sup>13</sup> см<sup>-2</sup> эВ<sup>-1</sup>,  $\kappa = 13.18 - 3.12x$ . Более подробно выкладки и их анализ будут приведены в другом месте. Результаты расчетов изображены на рис. 2.

Как видно из рис. 2,  $n_s$  заметно увеличивается при фотовозбуждении  $U^-$ -центров. Это изменение составляет до 30% в условиях замороженной фотопроводимости и до 50% при сильном фотовозбуждении по отношению к темновым значениям, что вполне согласуется с имеющимися экспериментальными данными (см., напр., [7]). Кроме того, имеет место очень слабая температурная зависимость  $n_s$  во всех трех случаях, что связано с достаточно слабой зависимостью от температуры трех слагаемых в (1). Это явление во многом аналогично пиннингу барьера Шоттки [8] (в данном случае роль поверхностных состояний играет ДЭГ) и является наиболее существенным фактором, ограничивающим  $n_s$  при значениях  $\approx 10^{12}$  см<sup>-2</sup>.

### Список литературы

- [1] *Mooney P.M.* // J. Appl. Phys. 1990. V. 67. N 3. P. R1-R26.
- [2] *Chadi D.J., Chang K.J.* // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. N 17. P. 10063-10074.
- [3] *Бонч-Бруевич В.Л., Калашиков С.Г.* Физика полупроводников. М.: Наука, 1990. 688 с.
- [4] *Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф.* Электронные свойства двумерных систем. М.: Мир, 1985. 416 с.
- [5] *Delagebeaudouf D., Ling N.T.* // IEEE Trans. El. Dev. 1982. ED-29. P. 955.
- [6] *Smith S.R., Szmulovich F., Brown G.J.* // J. Appl. Phys. 1994. V. 75. N 2. P. 1010-1013.
- [7] *Алферов Ж.И., Иванов С.В., Копьев П.С., Мельцер Б.Я., Полянская Т.А., Савельев И.Г., Устинов В.М., Шмарцев Ю.В.* // ФТП. 1985. Т. 19. В. 7. С. 1199-1203.
- [8] *Родерик Э.Х.* Контакты металл-полупроводник. М.: Радио и связь, 1982. 208 с.

Институт радиотехники  
и электроники РАН  
Фрязинская часть

Поступило в Редакцию  
10 ноября 1994 г.