

## Глубокие состояния в $\delta$ -легированном кремнием GaAs

© В.Я. Алешкин, В.М. Данильцев, А.В. Мурель, О.И. Хрыкин, В.И. Шашкин

Институт физики микроструктур Российской академии наук,  
603600 Нижний Новгород, Россия

(Получена 14 июля 1997 г. Принята к печати 21 октября 1997 г.)

Исследованы плотность глубоких состояний и сечения захвата на них электронов в  $\delta$ -легированном кремнием GaAs с помощью измерений зависимостей от напряжения и температуры импеданса барьера Шоттки к структуре. Обнаружено, что при концентрации кремния в  $\delta$ -слое более  $6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  в запрещенной зоне появляются хвосты плотности состояний. В наших структурах энергия, характеризующая глубину проникновения хвоста, изменялась в интервале  $20 \div 100 \text{ мэВ}$ . Характерная величина сечения захвата электронов на глубокие состояния в  $\delta$ -слоях была порядка  $10^{-17} \text{ см}^2$ . Показано, что насыщение концентрации электронов в  $\delta$ -слое с ростом концентрации Si обусловлено автокомпенсацией Si.

### Введение

Изучение  $\delta$ -слоев началось с 1980 г., когда были изготовлены первые структуры, содержащие их [1]. Большинство экспериментальных и теоретических работ в этой области было посвящено исследованию свойств подвижных носителей заряда (см. обзор [2]) в  $\delta$ -слое и условиям реализации очень узких распределений примесей [3]. Поскольку концентрация примеси в  $\delta$ -слое обычно велика, в нем должны существовать глубокие состояния в запрещенной зоне, так же как и в объемном сильно легированном полупроводнике [4]. Очевидна важность исследований этих состояний, так как временная дисперсия проводимости в полупроводниковых устройствах с  $\delta$ -слоями (полевых транзисторах, фотоприемниках и др.) может определяться временами их перезарядки. В  $\delta$ -слоях Si в GaAs было обнаружено явление насыщения поверхностной концентрации носителей тока на уровне  $3 \cdot 10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-2}$  с ростом концентрации Si [5–8]. Было предложено 2 механизма для объяснения этого явления. В 1-м насыщение связывалось с автокомпенсацией Si (часть атомов Si попадает на места Ga и становится акцепторами). Во 2-м насыщение связывалось с заполнением DX-центров (опускание DX-центров ниже уровня Ферми) [9].

В настоящей работе проведено исследование плотности глубоких состояний и сечения захвата на них электронов в  $\delta$ -легированном кремнием GaAs с помощью измерений зависимостей от напряжения и температуры импеданса барьера Шоттки к структуре. Обнаружено, что при концентрации Si в  $\delta$ -слое более  $6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  в запрещенной зоне появляются хвосты плотности состояний. В наших структурах энергия, характеризующая протяженность хвостов в запрещенной зоне, изменялась в интервале  $20 \div 100 \text{ мэВ}$ . Характерная величина сечения захвата электронов на глубокие состояния в  $\delta$ -слоях была порядка  $10^{-17} \text{ см}^2$ . Показано, что насыщение концентрации электронов в  $\delta$ -слое с ростом концентрации Si обусловлено автокомпенсацией. Предложен способ определения плотности глубоких состояний в  $\delta$ -слоях и времен захвата электронов на них.

### Теория

Рассмотрим удельный (на единицу поверхности) малосигнальный импеданс контакта Шоттки к структуре, в которой имеется  $\delta$ -легированный слой. Пусть  $\delta$ -слой располагается в плоскости  $x = x_1$ , а контакт Шоттки — в плоскости  $x = 0$  (см. рис. 1). Будем считать, что до и после  $\delta$ -слоя полупроводник однородно легирован мелкими донорами с концентрацией  $n$ , которые полностью ионизованы в интересующем нас интервале температур. В плоскости  $\delta$ -слоя имеются глубокие уровни с плотностью состояний  $g(\varepsilon)$ . Обозначим через  $\varphi_0$  постоянную составляющую электрического потенциала на поверхности полупроводника, а через  $\tilde{\varphi}_0$  — амплитуду переменной, изменяющейся во времени как  $\exp i\omega t$ , причем  $\tilde{\varphi}_0 \ll \varphi_0$ . Амплитуды всех переменных величин будем обозначать буквами с тильдой. За начало отсчета потенциала выберем его значение в глубине полупроводника. Импеданс системы может быть выражен через отношение величины  $\tilde{\varphi}_0$  к ее производной по координате  $\tilde{\varphi}'_0$ :

$$z = \frac{4\pi i \tilde{\varphi}_0}{\kappa \omega \tilde{\varphi}'_0} = (C + i\omega G)^{-1}, \quad (1)$$

$$C = \frac{\kappa}{4\pi} \operatorname{Re} \left( \frac{\tilde{\varphi}'_0}{\tilde{\varphi}_0} \right), \quad G = \frac{\kappa \omega}{4\pi} \operatorname{Im} \left( \frac{\tilde{\varphi}'_0}{\tilde{\varphi}_0} \right), \quad (2)$$

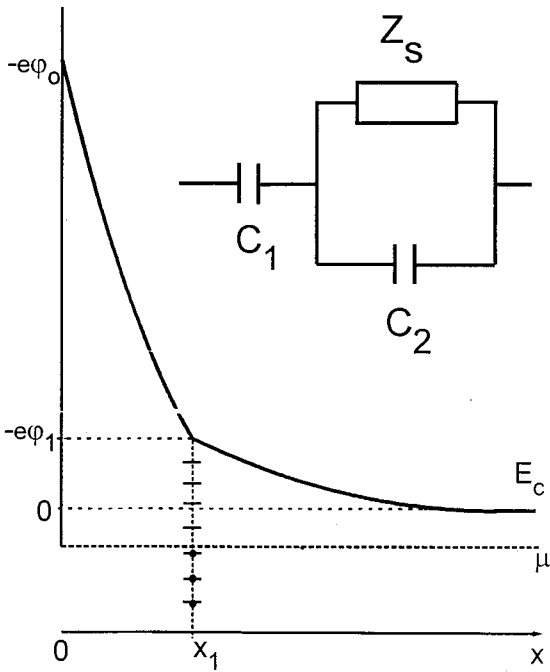
где  $\kappa$  — диэлектрическая проницаемость,  $C$  и  $G$  — емкость и параллельная проводимость.

Для нахождения  $z$  необходимо решить уравнение Пуассона

$$\varphi'' = \frac{4\pi e}{\kappa} \left[ N_c(T) \Phi_{1/2} \left( \frac{\mu + e\varphi}{T} \right) - n \right], \quad (3)$$

где  $N_c(T)$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости,  $\Phi_i$  — интеграл Ферми индекса  $i$ ,  $T$  — температура в энергетических единицах,  $\mu$  — химический потенциал, отсчитанный от дна зоны проводимости в глубине полупроводника. Уравнение (3) справедливо везде, кроме плоскости  $x = x_1$ .

Электронные состояния в  $\delta$ -слое можно разделить на две группы: "быстрые" и "медленные". Электронная



**Рис. 1.** Зонная диаграмма контакта Шоттки к структуре с  $\delta$ -слоем при больших обратных напряжениях. На вставке изображена эквивалентная схема.

населенность быстрых состояний успевают отслеживать изменение потенциала во времени без запаздывания. В рассматриваемой системе быстрые состояния — это состояния в зоне проводимости, т.е. находящиеся выше по энергии, чем дно зоны проводимости в плоскости  $x = x_1$ . Поскольку в наших образцах поверхностная концентрация мелких доноров в  $\delta$ -слое  $N_\delta > 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , мы будем описывать быстрые состояния квазиклассически [2], т.е. использовать уравнение (3). Медленные состояния это глубокие состояния. Будем полагать, что характерные размеры электронных волновых функций глубоких состояний много меньше характерных масштабов изменения потенциала, так что плотность заряда, связанную с ними, можно полагать пропорциональной  $\delta$ -функции Дирака  $\delta(x - x_1)$ .

Интегрируя (3) в области  $x > x_1$ , получаем

$$\begin{aligned} \varphi' &= \pm \sqrt{F(\varphi, 0, T)}, \\ \tilde{\varphi}' &= \frac{4\pi e N_c \Phi_{1/2} [(\mu + e\varphi)/T]}{\varphi'} \tilde{\varphi}, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$F(\varphi_i, \varphi_j, T) = \frac{8\pi}{\varkappa} \left\{ N_c T \left[ \Phi_{3/2} \left( \frac{\mu + e\varphi_i}{T} \right) - \Phi_{3/2} \left( \frac{\mu + e\varphi_j}{T} \right) \right] - en(\varphi_i - \varphi_j) \right\}.$$

В соотношении (4) следует брать знак "+", если  $\varphi(x_1) = \varphi_1 < 0$ , и знак "-", если  $\varphi_1 > 0$ .

Интегрируя уравнение Пуассона в окрестности  $x_1$ , находим связь между производными  $\varphi'$ ,  $\tilde{\varphi}'$  до и после  $\delta$ -слоя:

$$\varphi'(x_1 - 0) = \varphi'(x_1 + 0) + \frac{4\pi\sigma}{\varkappa}, \quad (5)$$

$$\tilde{\varphi}'(x_1 - 0) = \tilde{\varphi}'(x_1 + 0) + \frac{4\pi\tilde{\sigma}}{\varkappa}, \quad (6)$$

$$\sigma = eN_\delta + e \int_{-\infty}^0 \frac{g(\varepsilon)}{1 + \exp\left(\frac{\mu - \varepsilon + e\varphi_1}{T}\right)} d\varepsilon, \quad (7)$$

где энергия  $\varepsilon$  отсчитывается от дна зоны проводимости в плоскости  $\delta$ -слоя,  $\sigma$  — плотность поверхностного заряда в нем. При получении (7) предполагалось, что глубокие состояния имеют донорный тип, т.е. нейтральны, когда на них находится электрон, и заряжены положительно, когда электрон отсутствует. Если глубокие состояния имеют акцепторный тип, т.е. заряжены отрицательно, когда на них присутствует электрон, тогда в (7) следует заменить  $N_\delta$  на разность

$$N_\delta - \int_{-\infty}^0 g(\varepsilon) d\varepsilon.$$

Для того чтобы найти  $\tilde{\sigma}$ , рассмотрим изменение электронной заселенности глубоких уровней, лежащих в интервале от  $\varepsilon$  до  $\varepsilon + d\varepsilon$ , под действием переменного потенциала  $\varphi(x_1, t)$ . Изменение во времени плотности заряда этих состояний описывается уравнением [10,11]

$$\dot{\rho}(\varepsilon, t) = \frac{\rho_e[\varepsilon, \varphi(x_1, t)] - \rho(\varepsilon, t)}{\tau(\varepsilon)}, \quad (8)$$

где  $\tau(\varepsilon)$  — время жизни электронов на глубоких состояниях,  $\rho_e(\varepsilon, \varphi_1)$  — равновесное значение  $\rho(\varepsilon)$  при данном  $\varphi_1$ :

$$\rho_e(\varepsilon, \varphi_1) = \frac{eg(\varepsilon)}{1 + \exp\left(\frac{\mu - \varepsilon + e\varphi_1}{T}\right)}. \quad (9)$$

Поскольку

$$\varphi(x_1, t) = \varphi_1 + \tilde{\varphi}_1 \exp i\omega T, \quad \tilde{\varphi}_1 \ll \varphi_1, T/e,$$

то из (7) и (8) можно найти следующее выражение для  $\tilde{\sigma}$ :

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma} &= -\frac{e^2 \tilde{\varphi}_1}{T} \\ &\times \int_{-\infty}^0 \frac{g(\varepsilon) \exp\left(\frac{\mu - \varepsilon + e\varphi_1}{T}\right)}{[1 + i\omega\tau(\varepsilon)] [1 + \exp\left(\frac{\mu - \varepsilon + e\varphi_1}{T}\right)]^2} d\varepsilon. \end{aligned} \quad (10)$$

Рассмотрим область  $0 < x < x_1$ . Для удобства введем потенциал  $\varphi_2$  такой, что  $N_c \Phi_{1/2} \left(\frac{\mu + e\varphi_2}{T}\right) \ll n$ , ( $\varphi_2 < 0$ ), но  $\varphi_2 > \varphi_0$ . Отметим, что контактная разность потенциалов на барьере Шоттки к  $n$ -GaAs составляет примерно 0.8 В, поэтому  $\varphi_0 < -0.8$  В при подаче обратного смещения. В качестве  $\varphi_2$  может быть выбрана, например,

величина  $-(\mu + 10T)/e$ . Если  $\varphi_1 < \varphi_2$ , тогда в области  $0 < x < x_1$  можно пренебречь зарядом электронов и уравнение Пуассона принимает вид

$$\varphi'' = -\frac{4\pi en}{\varkappa}. \quad (11)$$

Интегрируя (11), находим

$$\varphi_0 = \varphi_1 - x_1 \left[ \varphi(x_1 - 0) + \frac{2\pi enx_1}{\varkappa} \right], \quad (12)$$

$$\tilde{\varphi}_0 = \tilde{\varphi}_1 - x_1 \tilde{\varphi}(x_1 - 0), \quad (13)$$

$$\tilde{\varphi}'_0 = \tilde{\varphi}'(x_1 - 0). \quad (14)$$

Из-за громоздкости результаты интегрирования уравнения Пуассона в случае  $\varphi_1 > \varphi_2$  вынесены в *Приложение*. Из (12)–(14) и (П.4)–(П.6) находим зависимости импеданса и потенциала на поверхности от  $\varphi_1$ .

Рассмотрим теперь более подробно ситуацию, когда  $\varphi_1 < \varphi_2$ , поскольку она наиболее проста. В этом случае

$$\frac{\tilde{\varphi}'_0}{\tilde{\varphi}_0} = \frac{1}{\tilde{\varphi}_1/\tilde{\varphi}'(x_1 - 0) - x_1}. \quad (15)$$

Из (15) следует, что эквивалентную схему системы можно представить в виде последовательно соединенных емкости  $C_1 = \varkappa/4\pi x_1$  и импеданса  $z_1 = -i\omega \varkappa \tilde{\varphi}'(x_1 - 0)/4\pi \tilde{\varphi}_1$ . Величина  $C_1$  соответствует емкости слоя GaAs от поверхности до  $\delta$ -слоя. В силу (6)  $z_1^{-1}$  можно представить в виде

$$z_1^{-1} = i\omega C_2 + z_s^{-1}, \quad (16)$$

где  $C_2 = -\varkappa \tilde{\varphi}'(x_1 + 0)/4\pi \tilde{\varphi}_1$  — емкость GaAs после  $\delta$ -слоя,  $z_s$  — импеданс глубоких состояний:

$$z_s^{-1} = -\frac{i\omega \tilde{\sigma}}{\tilde{\varphi}_1} = \frac{i\omega e^2}{T} \times \int_{-\infty}^0 \frac{g(\varepsilon) \exp\left(\frac{\mu - \varepsilon + e\varphi_1}{T}\right)}{[1 + i\omega \tau(\varepsilon)] [1 + \exp\left(\frac{\mu - \varepsilon + e\varphi_1}{T}\right)]^2} d\varepsilon. \quad (17)$$

Таким образом, мы приходим к эквивалентной схеме рассматриваемой структуры, изображенной на вставке рис. 1. Отметим, что  $z_s$  можно представить в виде бесконечного числа параллельно соединенных RC-цепочек [12].

Из (1), (2) и (15)–(17) получаем

$$\operatorname{Re} \left( \frac{1}{z_s \omega} \right) = \operatorname{Im} \left( \frac{\tilde{\sigma}}{\tilde{\varphi}_1} \right) = \frac{C_1^2 G / \omega}{(G/\omega)^2 + (C - C_1)^2}, \quad (18)$$

т.е. действительная часть  $z_s^{-1}$  может быть выражена через измеряемые величины. Сделаем еще 3 упрощающих допущения. Из них первые 2 состоят в требовании медленности изменения сечения захвата и плотности состояний с изменением энергии:

$$|d \ln[\sigma_c(\varepsilon)]/d\varepsilon|, \quad |d \ln[g(\varepsilon)]/d\varepsilon| \ll T^{-1}.$$

При выполнении этих требований основной вклад в действительную часть (17) дает окрестность  $\varepsilon = \mu + e\varphi_1$ . Тогда можно полагать

$$\tau(\varepsilon) = \tau_0 \exp(-\varepsilon/T),$$

где

$$1/\tau_0 = \sigma_c(\mu + e\varphi_1) v_i N_c,$$

$v_i$  — тепловая скорость электронов. 3-е допущение состоит в требовании  $\omega \tau_0 \ll 1$ . Тогда (17) можно проинтегрировать, а (18) записать в виде

$$\operatorname{Im} \left( \frac{\tilde{\sigma}}{\tilde{\varphi}_1} \right) \simeq e^2 g U(\gamma) T \times \ln \left[ \frac{\omega \tau_0 \gamma (-1 + \sqrt{1 + 4/\gamma^2})}{2} \right], \quad (19)$$

где  $\gamma = \omega \tau_0 \exp[-(\mu + e\varphi_1)/T]$ ,

$$U(\gamma) = \frac{(\gamma^3 - \gamma) \ln \gamma + \pi \gamma^2 - (\gamma + \gamma^3)}{(1 + \gamma^2)^2}. \quad (20)$$

Функция  $U(\gamma)$  имеет максимум равный 0.285 при  $\gamma = 1$ . Поэтому

$$\operatorname{Im} \left( \frac{\tilde{\sigma}}{\tilde{\varphi}_1} \right)_{\max} \simeq 0.285 e^2 g (\mu + e\varphi_1). \quad (21)$$

Таким образом, максимум  $\operatorname{Im}(\tilde{\sigma}/\tilde{\varphi}_1)$  определяется плотностью состояний  $g$  на уровне Ферми. Напомним, что аргумент функции  $g$  отсчитывается от дна зоны проводимости GaAs в плоскости  $x = x_1$ . Условие достижения максимума означает равенство обратного времени ухода электронов частоте внешнего сигнала  $\omega$  для состояний на уровне Ферми.

Используя (21), можно предложить способ определения зависимости  $g(\varepsilon)$ . Действительно, изменение  $\omega$  на величину  $\Delta\omega$  при фиксированной температуре  $T$  приведет к изменению энергии  $\varepsilon$ , соответствующей максимуму  $\operatorname{Im}(\tilde{\sigma}/\tilde{\varphi}_1)$ , на величину  $\Delta\varepsilon = T \ln[(\omega + \Delta\omega)/\omega]$ . Таким образом, измеряя величину максимума  $\operatorname{Im}(\tilde{\sigma}/\tilde{\varphi}_1)$  при различных частотах, можно найти зависимость  $g(\varepsilon)$ . Однако пока неизвестна величина  $\tau_0$ , неопределенным остается и начало отсчета  $\varepsilon$ .

Покажем, как можно найти  $\tau_0$  из измерений зависимости температуры, соответствующей максимуму  $\operatorname{Im}(\tilde{\sigma}/\tilde{\varphi}_1)$ , от частоты при фиксированном внешнем напряжении на барьере Шоттки. Потенциал на поверхности полупроводника складывается из контактной разности потенциалов и внешнего напряжения:  $\varphi_0 = \varphi_c + \varphi_{\text{out}}$ . Контактная разность потенциалов равна разности работ выхода из полупроводника и металла. Зависимость от температуры работы выхода из полупроводника определяется зависимостью  $\mu(T)$ , а работа выхода из металла слабо зависит от температуры [13]. Поэтому при фиксированном внешнем напряжении зависимость  $\varphi_0$  от температуры определяется зависимостью  $\mu(T)$ . Если

$|\varphi_0| \gg |\varphi_1|$ , тогда изменение  $\varphi_1$  при изменении  $T$  много меньше изменения  $\mu(T)$ . Приближенно можно считать, что  $\varphi_1$  не зависит от температуры. Тогда из измерений двух температур  $T_1, T_2$ , соответствующих максимумам  $\text{Im}(\tilde{\sigma}/\tilde{\varphi}_1)$  для 2 не сильно отличающихся частот  $\omega_1, \omega_2$ , таких что

$$|T_2 - T_1| \ll T_{1,2}, \quad \sigma_c(\mu + e\varphi_1) \approx \text{const},$$

можно определить  $\sigma_c$ . Действительно, условие  $\gamma = 1$  приводит к системе уравнений:

$$\mu(T_1) + e\varphi_1 = -T_1 \ln(\sigma_c v_t N_c / \omega_1), \quad (22)$$

$$\mu(T_2) + e\varphi_1 = -T_2 \ln(\sigma_c v_t N_c / \omega_2). \quad (23)$$

Используя выражения для  $v_t$  и  $N_c$  из (22), (23) находим

$$\sigma_c \approx \frac{2\pi\hbar^3\omega_1}{m_c T_1^2} \times \exp\left[\frac{\mu(T_1) - \mu(T_2) + T_2 \ln(\omega_2 T_1^2 / \omega_1 T_2^2)}{T_2 - T_1}\right], \quad (24)$$

где  $m_c$  — эффективная масса электрона в зоне проводимости.

### Эксперимент и обсуждение результатов

Легированные кремнием  $\delta$ -слои в  $n$ -GaAs получали методом металлоорганической газофазной эпитаксии в горизонтальном реакторе при атмосферном давлении в системе  $\text{Ga}(\text{CH}_3)_3\text{-AsH}_3\text{-SiH}_4\text{-H}_2$ . Нарращивание осуществляли на подложках полужолирующего и проводящего GaAs, разориентированных относительно плоскости (100) на  $3^\circ$  в направлении [110]. Температура роста изменялась в диапазоне  $550 \div 700^\circ\text{C}$ . Встраивание  $\delta$ -слоя Si проводили с прерыванием роста GaAs во время введения примеси. Скорость потока силана и время формирования  $\delta$ -слоя варьировались для получения различной слоевой концентрации Si.

Эпитаксиальный GaAs, в котором выращивались  $\delta$ -слои, имел концентрацию электронов  $n \simeq 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и холловскую подвижность  $7 \cdot 10^3 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  при 300 К и более  $3 \cdot 10^4 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  при 77 К. Измерение в нем концентрации глубоких уровней методом нестационарной емкостной спектроскопии показало наличие 1-й электронной ловушки EL2 с концентрацией не более  $10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Основные закономерности роста  $\delta$ -слоев и их характеристики опубликованы в работе [14].

Для изучения электрофизических свойств  $\delta$ -легированных слоев проводились холловские измерения при температурах 300 и 77 К, измерения зависимостей емкости  $C$  и малосигнальной параллельной проводимости  $G$  контакта Шоттки на 3 частотах 1 МГц, 10 кГц и 1 кГц в диапазоне температур  $77 \div 360$  К. Барьеры Шоттки изготавливались путем напыления на GaAs алюминиевых контактов диаметром 500 мкм.

На рис. 2 приведена зависимость электронной подвижности  $\mu_n$  от поверхностной концентрации свободных электронов в  $\delta$ -слое  $N_\delta$ . Сплошной кривой показана зависимость, полученная в работе [5], точками и крестиками изображены результаты наших измерений. Образцы с концентрацией Si в  $\delta$ -слое более  $6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (отмечены крестиками) имели малую подвижность, которая к тому

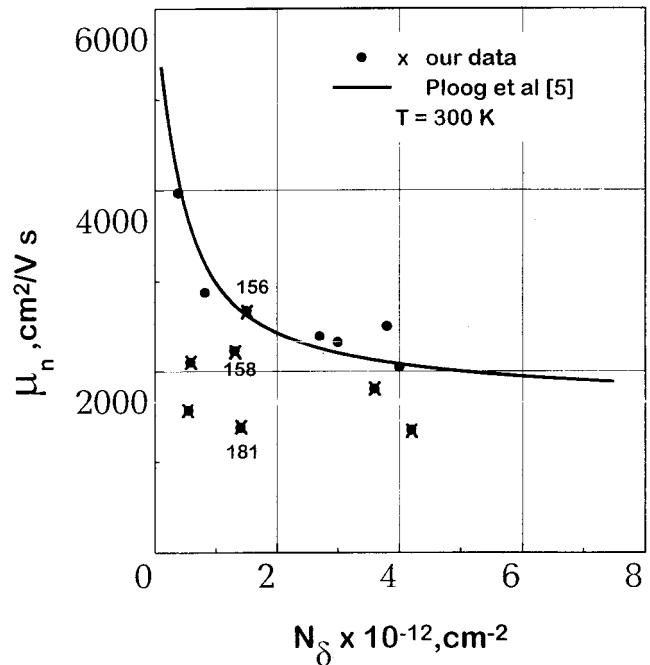


Рис. 2. Зависимость подвижности  $\mu$  от поверхностной концентрации электронов в  $\delta$ -слое  $N_\delta$ . Сплошной кривой показана зависимость, полученная в работе [5]. Данные для образцов с концентрацией Si в  $\delta$ -слое более  $6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  отмечены крестиками, номера около них соответствуют номерам образцов в таблице.

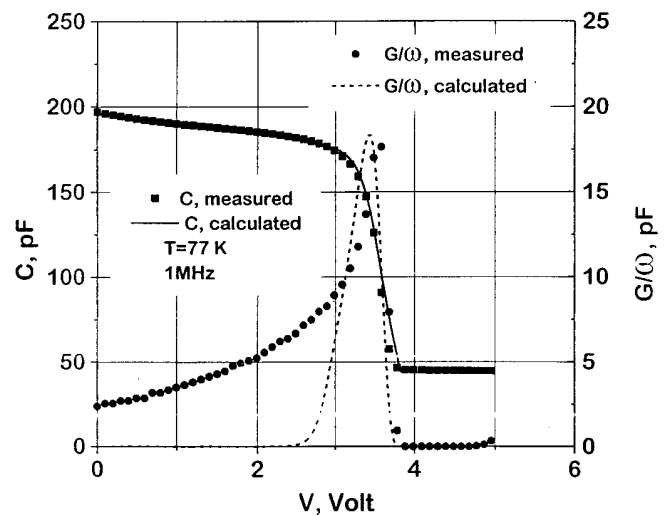


Рис. 3. Зависимости емкости  $C$  и проводимости  $G$  контакта Шоттки к структуре № 158 от обратного напряжения  $V$  при  $T = 77$  К на частоте 1 МГц.

№ образца	SiH <sub>4</sub> , мл/мин	Время роста, с	Концентрация Si, отн. ед.	$\mu_n$ , см <sup>2</sup> /В·с	$N_\delta$ , 10 <sup>11</sup> см <sup>-2</sup>	$\mu_n$ , см <sup>2</sup> /В·с	$N_\delta$ , 10 <sup>11</sup> см <sup>-2</sup>	$N_s$ , 10 <sup>11</sup> см <sup>-2</sup>	$\epsilon_0$ , мЭВ	$\sigma_c$ , 10 <sup>-17</sup> см <sup>-2</sup>	$x_1$ , мкм
				$T = 300$ К		$T = 77$ К					
156	20	50	1000	2670	15	2400	20	5	30	0.55	0.15
158	67	10	670	2200	13	2600	18	4	20	1.4	0.12
181	100	120	12000	1300	14	1040	15.6	9	70	0.4	0.43

же возрастала с ростом температуры от 77 до 300 К. Кроме того, в них концентрация электронов заметно меньше концентрации Si. Хвосты плотности состояний были обнаружены именно в них. Отметим, что насыщение или даже уменьшение концентрации электронов с ростом концентрации Si в  $\delta$ -слоях наблюдалось ранее [5,8,14]. А в недавней работе [15] наблюдалась прыжковая проводимость в сильно  $\delta$ -легированном кремнием GaAs, т.е. фактически переход металл–диэлектрик.

На рис. 3 приведены типичные наблюдаемые зависимости емкости  $C$  и проводимости  $G$  барьера Шоттки от приложенного напряжения  $V$  к структурам с концентрацией Si в  $\delta$ -слое более  $6 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>. Из рисунка хорошо видно, что зависимость  $C(V)$  имеет характерный ступенчатый вид, а на кривой  $G(V)/\omega$  имеется резкий несимметричный всплеск. Здесь же приведены результаты численных расчетов этих зависимостей. Отметим, что в структурах с концентрацией Si в  $\delta$ -слое менее  $6 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup> всплеск проводимости отсутствовал, а ее величина была по крайней мере на 2 порядка меньше.

На рис. 4 приведены наблюдаемые зависимости проводимости от температуры при фиксированном внешнем напряжении. Хорошо видно, что с увеличением приложенного обратного напряжения максимумы проводимости уменьшаются и смещаются в область более высоких температур. Такой характер зависимости соответствует непрерывному распределению плотности глубоких состояний по энергии. Если бы имелся только 1 уровень глубоких состояний в плоскости  $\delta$ -слоя, то с увеличением приложенного обратного напряжения изменялась бы только амплитуда максимума проводимости, но не его положение [12].

Для описания наблюдаемых зависимостей емкости и проводимости от напряжения и температуры была построена численная модель на основании теоретического рассмотрения. Расчеты показали, что если в плотности глубоких состояний имеется хорошо выраженный пик (например, плотность глубоких состояний имеет гауссовский спектр, максимум которого отделен от края зоны проводимости на величину, большую дисперсии), то на расчетных зависимостях емкости от приложенного напряжения появляется отчетливо выраженный максимум. В эксперименте таких максимумов обнаружено не было. Исходя из этого мы полагаем, что плотность глубоких состояний в наших структурах монотонно спадает с удалением от дна зоны проводимости в глубь запрещенной зоны, т.е. имеет вид хвостов. Поэтому в модели

зависимость плотности глубоких состояний от энергии полагалась экспоненциальной  $g(\epsilon) = N_s/\epsilon_0 \exp(\epsilon/\epsilon_0)$ ,  $N_s$  — поверхностная концентрация глубоких состояний.

В таблице приведены параметры 3 структур, отличающихся концентрациями Si в  $\delta$ -слое, выращенные при 650°C. Величины  $N_s$ ,  $\epsilon_0$ ,  $\sigma_c$  подбирались так, чтобы обеспечить максимальное согласование экспериментальных и расчетных зависимостей емкости и проводимости от напряжения и температуры. Отметим, что сумма величин  $N_\delta$  и  $N_s$  дает суммарную концентрацию некомпенсированных доноров. DX-центры не изменяют эту концентрацию, а приводят лишь к уменьшению концентрации свободных электронов. Поэтому, если бы основной причиной насыщения концентрации электронов были DX-центры [9], то с ростом концентрации Si в  $\delta$ -слое увеличивалось бы и полное число некомпенсированных доноров в нем. Из приведенных в таблице данных видно, что с ростом концентрации Si в  $\delta$ -слое насыщается не только поверхностная концентрация электронов, но и полная концентрация некомпенсированных доноров в нем. Это означает, что часть атомов Si попадает на места атомов As и становится акцепторами, т.е. происходит автокомпенсация.

Отметим, что с ростом количества Si в  $\delta$ -слое увеличивается концентрация глубоких состояний, а также глубина их залегания и уменьшаются сечения захва-

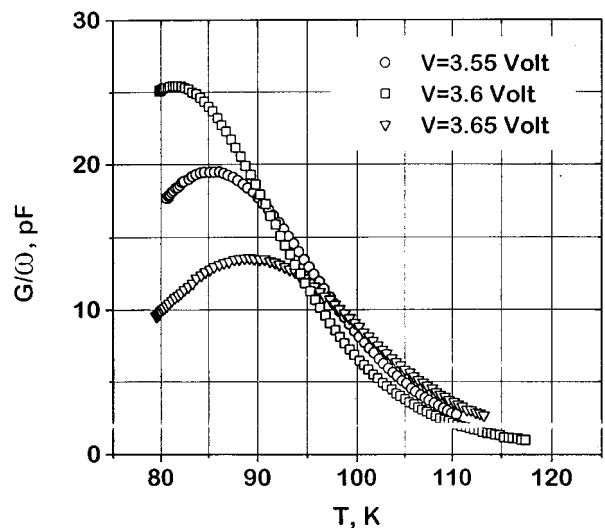


Рис. 4. Зависимости  $G/\omega$  контакта Шоттки к структуре № 158 на частоте 1 МГц от температуры  $T$ , измеренные при 3 значениях обратного напряжения  $V$ .

та электронов на них. Мы полагаем, что эти факты можно объяснить резким возрастанием флуктуаций в распределении атомов Si при превышении концентрации  $6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Подобный факт был обнаружен при  $\delta$ -легировании GaAs бериллием [16].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 95-02-05606, 95-02-05870).

### Приложение

Если  $\varphi_1 > \varphi_2$ , тогда область  $0 < x < x_1$  удобно разбить на две. В области  $x_2 < x < x_1$  уравнение Пуассона имеет вид (3), а в области  $0 < x < x_2$  — вид (11). В плоскости  $x = x_2$  потенциал  $\varphi(x_2) = \varphi_2$ . Интегрируя уравнение Пуассона в области  $0 < x < x_1$ , находим

$$\varphi'_2 = \sqrt{F(\varphi_2, \varphi_1, T) + (\varphi'(x_1 - 0))^2}, \quad (\text{П.1})$$

$$\begin{aligned} \tilde{\varphi}'_2 = \frac{4\pi e \tilde{\varphi}_1}{\varkappa \varphi'_2} \left[ n - N_c \Phi_{1/2} \left( \frac{\mu + e\varphi_1}{T} \right) \right] \\ + \frac{\varphi(x_1 - 0) \tilde{\varphi}'_1}{\varphi'_2}, \end{aligned} \quad (\text{П.2})$$

$$\varphi'_0 = \sqrt{\frac{8\pi e n}{\varkappa} (\varphi_2 - \varphi_0) + (\varphi'(x_1 - 0))^2}, \quad (\text{П.3})$$

$$\varphi_0 = \varphi_2 + (x_s - x_1) \left[ \frac{2\pi e n (x_1 - x_s)}{\varkappa} + \varphi'_2 \right], \quad (\text{П.4})$$

$$\varphi'_0 = -\frac{4\pi e n \tilde{\varphi}_0}{\varkappa \varphi'_0} + \frac{\varphi'_2 \tilde{\varphi}'_2}{\varphi'_0}, \quad (\text{П.5})$$

$$\begin{aligned} \tilde{\varphi}_0 = \tilde{x}_s \left[ \frac{2\pi e n (x_1 - x_s)}{\varkappa} + \varphi'_2 \right] \\ + (x_1 - x_s) \left[ \frac{2\pi e n \tilde{x}_s}{\varkappa} - \tilde{\varphi}'_2 \right], \end{aligned} \quad (\text{П.6})$$

где

$$x_s = x_1 - x_2 = \int_{\varphi_2}^{\varphi_1} \frac{d\varphi}{\sqrt{F(\varphi, \varphi_1, T) + (\varphi'(x_1 - 0))^2}}, \quad (\text{П.7})$$

$$\begin{aligned} \tilde{x}_s = \frac{\tilde{\varphi}_1}{\varphi'(x_1 - 0)} \\ + \int_{\varphi_2}^{\varphi_1} \frac{d\varphi}{\left[ F(\varphi, \varphi_1, T) + (\varphi'(x_1 - 0))^2 \right]^{3/2}} \\ \times \left\{ \frac{4\pi e}{\varkappa} \left[ N_c \Phi_{1/2} \left( \frac{\mu + e\varphi_1}{T} \right) - n \right] \tilde{\varphi}_1 \right. \\ \left. - \varphi'(x_1 - 0) \tilde{\varphi}'(x_1 - 0) \right\}. \end{aligned} \quad (\text{П.8})$$

### Список литературы

- [1] C.E. Wood, G. Metzger, J. Berry, L.F. Eastman. J. Appl. Phys., **51**, 383 (1980).
- [2] А.Я. Шик. ФТП, **26**, 1161 (1992).
- [3] E.F. Schubert, J.B. Stark, B. Ullrich, J.E. Cunningham. Appl. Phys. Lett., **52**, 1508 (1988).
- [4] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979) гл. 11, с. 321.
- [5] K. Ploog, M. Hauser, A. Fischer. Appl. Phys. A, **45**, 233 (1988).
- [6] Y. Yamachi, T. Makimoto, Y. Horikoshi. Japan. J. Appl. Phys., **28**, L1689 (1986).
- [7] E.F. Shubert, R.F. Korf, J.M. Kuo, H.S. Luftman, P.A. Garbinski. Appl. Phys. Lett., **57**, 497 (1990).
- [8] H.C. Nutt, R.S. Smith, M. Towers, P.K. Rees, D.J. James. J. Appl. Phys., **70**, 821 (1991).
- [9] A. Zrenner, F. Koch, R.L. Williams, R.A. Stradling, K. Ploog, G. Weimann. Semicond. Sci. Technol., **3**, 1203 (1988).
- [10] W.G. Oldham, S.S. Naik. Sol. St. Electron., **15**, 1085 (1972).
- [11] C. Ghezzi. Appl. Phys. A, **26**, 191 (1982).
- [12] В.Я. Алешкин. ФТП, **30**, 2202 (1996).
- [13] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1990) гл. 6, с. 214.
- [14] В.М. Данильцев, И.В. Ирин, А.В. Мурель, О.И. Хрыкин, В.И. Шашкин. Неорг. матер., **30**, 1026 (1994).
- [15] A.V. Buyanov, P.O. Holtz, W.M. Chen, B. Monemar, T.G. Anderson, J. Thordson. Appl. Phys. Lett., **68**, 3464 (1996).
- [16] B. Johnson, P.M. Koenraad, W.C. van der Vleuten, H.W.M. Saleminh, J.H. Wolter. Phys. Rev. Lett., **75**, 1606 (1994).

Редактор Т.А. Полянская

### Deep states in Si delta-doped GaAs

V.Ya. Aleshkin, V.M. Daniltsev, A.V. Murel, O.I. Khrykin, and V.I. Shashkin

Institute for Physics of Microstructures,  
Russian Academy of Sciences,  
603600 Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** The density of states of the conduction band and electron capture on deep states in Si delta-doped GaAs have been investigated by the measuring of the Schottky contact impedance dependencies on voltage and temperature. The band tails appear if Si concentration in  $\delta$ -layer exceeds  $6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ . The characteristic energy of the band tail changes in ranges 20÷80 meV for our samples. The characteristic value of capture cross section of deep states in the tail is order  $10^{-17} \text{ cm}^2$ . It has shown that the autocompensation is a condition for saturation of the free-electron concentration at high doping densities.

Fax: (8312) 675553

F-mail: aleshkin@ipm.sci-nnov.ru