

Статическая и высокочастотная поперечная проводимость изотипных кремниевых структур, полученных методом прямого сращивания

© В.А. Стучинский[¶], Г.Н. Камаев^{¶¶}

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 6 сентября 1999 г. Принята к печати 30 марта 2000 г.)

Обсуждается возможность использования результатов измерения квазистатических вольт-амперных характеристик и высокочастотного импеданса симметричных по легированию бикристаллических структур, полученных методом прямого сращивания кремния, для одновременного определения электрофизических параметров границы сращивания (дифференциальной плотности поверхностных состояний $\nu(E)$) и приграничных слоев (распределения концентрации легирующей примеси в окрестности границы). Обращается внимание на то обстоятельство, что отношение статического тока к высокочастотной проводимости представляет собой параметр, весьма чувствительный к наличию "проколов" (участков с повышенной проводимостью) в потенциальном барьере границы сращивания. Экспериментально показано, что проводимость реальных бикристаллических структур, полученных прямым сращиванием кремния, в значительной степени определяется наличием таких "проколов", что должно учитываться при определении зависимости $\nu(E)$ наряду с возможным подлегированием приграничных слоев в процессе сращивания.

1. Введение

Применение технологии прямого сращивания кремния (ПСК) при изготовлении изделий электроники делает актуальной задачу разработки методов электрической характеристики формируемых структур, в частности способов определения дифференциальной плотности поверхностных состояний $\nu(F)$ на границе сращивания. Вид зависимости $\nu(E)$ до сих пор рассматривался как основной фактор, определяющий электрические (в том числе варисторные) свойства ПСК-структур [1].

Ранее опубликованные методы определения $\nu(E)$ из электрических измерений используют априорное предположение об однородности поперечного распределения концентрации легирующей примеси $N(x)$ в окрестности границы сращивания, а также предположение о латеральной однородности структур [1–3]. Однако имеются сообщения о том, что в ряде случаев при ПСК наблюдается эффект паразитного p -подлегирования приграничной области бикристалла, обусловленный диффузией остаточного бора и(или) алюминия с поверхности очищенных пластин [4–8]. Следует отметить, что применение разрушающих методов контроля (использующих утоньшение пластин, подвергшихся сращиванию, с последующим измерением параметров приповерхностных областей) для определения распределения $N(x)$ в окрестности границы сопряжено с трудностями, обусловленными сложностью обеспечения "плоскопараллельного" подхода к ней. С другой стороны, измерение параметров приповерхностных слоев участков пластин, которые по технологическим причинам не срослись (например, на периферии структур или в области дефектов сращива-

ния типа "пузырь"), также вносит неопределенность, поскольку в этом случае остаточные примеси могут "испаряться" в зазор между пластинами и далее в окружение [7], в отличие от случая, когда они остаются "запечатанными" в структуре и могут диффундировать лишь в объем кремния. Условия для образования структурных дефектов, существенно определяемые механическими напряжениями, также очевидно различаются в этих двух случаях, так что примесно-дефектный состав приповерхностной области несросшихся участков и приграничных слоев в монокристаллических структурах, вообще говоря, может различаться.

Наличие крупных структурных дефектов в области границы сращивания [9] требует также изучения вопроса о том, какая ошибка в определении $\nu(E)$ вносится используемым предположением о латеральной электрической однородности ПСК-структур. Этот вопрос в литературе практически не разработан, несмотря на имеющиеся данные о том, что поперечная проводимость кремниевых ПСК-структур может значительно флуктуировать вдоль границы, приводя к образованию ярко выраженных "проколов" (сильно проводящих участков) в ее потенциальном барьере (см., например, [10]).

В настоящей работе рассмотрены два способа определения $\nu(E)$ на бикристаллической границе из данных измерения высокочастотной (ВЧ) емкости, а также статической и ВЧ проводимости ПСК-структур, не использующие специальных предположений относительно распределения $N(x)$ в окрестности границы, но предполагающие латеральную однородность структур. Показано, что внутренний параметр одного из рассмотренных алгоритмов (отношение статического тока к ВЧ проводимости структуры) представляет собой величину, весьма чувствительную к наличию проколов, что позволяет использовать его для контроля латеральной однородности проводимости исследуемой структуры.

Факс: (3832) 332771

[¶] E-mail: stuchin@isp.nsc.ru,

^{¶¶} E-mail: kamaev@isp.nsc.ru

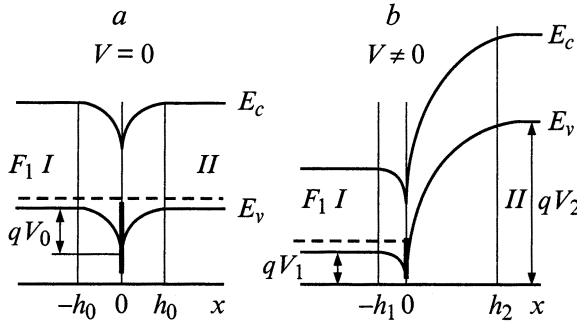


Рис. 1. Зонная диаграмма симметричной ПСК-структуры p -Si/ p -Si при нулевом (а) и ненулевом (б) внешнем смещении.

2. Модель ПСК-структуры и метод ее характеристики

Энергетическая диаграмма бикристаллической границы ($x = 0$) в симметричной по легированию ПСК-структуре p -Si/ p -Si при нулевом и отличном от нуля внешнем смещении изображена на рис. 1. Как и в [1–3], предполагается, что присутствующий (возможно) на границе окисный слой является туннельно-прозрачным для носителей заряда. Здесь h — ширина области пространственного заряда (ОПЗ), рассматриваемой в приближении слоя Шоттки ($h \gg l_D$, l_D — длина экранирования Дебая), h_1 и h_2 — ширины ”прямо смещенной” и ”обратно смещенной” ее частей ($h = h_1 + h_2$), а V_1 и V_2 — высоты барьеров для ”прямого” и ”обратного” тока.

Статический надбарьерный ток j^- определяется высотой барьера V_1 :

$$j^- = j_0 e^{-qV_1/kT} (1 - e^{-qV/kT}), \quad (1a)$$

где $j_0 = A^* T^2 (p_0/N_v)$ и $q\mu_h p_0 [E_1 E_2 / (E_1 + E_2)]$ соответственно в диодной и диффузионной моделях тока (A^* — постоянная Ричардсона для дырок, p_0 и μ_h — их концентрация и подвижность, N_v — эффективная плотность состояний в валентной зоне, E_1 и E_2 — напряженность поля на границе справа и слева от нее) [3,11,12], так что при напряжении смещения $V \gg kT/q$

$$j^- \approx j_0 e^{-qV/kT}. \quad (16)$$

Общая схема определения $\nu(E)$ состоит в том, что разность между изменениями заряда ОПЗ на ее правой и левой границах dQ_2 и dQ_1 при изменении внешнего смещения на dV соотносится с изменением заряда на поверхностных состояниях ПС dQ_s , обусловленным изменением положения уровня Ферми на границе (F_s), следующим образом:

$$\begin{aligned} dQ_s &= dQ_2 - dQ_1 = q(N_2 dh_2 - N_1 dh_1) \\ &= q\nu(E) dF_s \approx -q\nu(E) dV_1, \end{aligned} \quad (2)$$

причем

$$dV = dV_2 - dV_1 = \frac{q}{\epsilon_a} (N_2 h_2 dh_2 - N_1 h_1 dh_1). \quad (3)$$

Здесь все dQ_i и dh_i считаются положительными, а N_1 и N_2 — концентрации акцепторов на левой и правой границах ОПЗ, которые не предполагаются известными.

В то время как полная толщина ОПЗ h определяется из измеряемой емкости C ($h = \epsilon_a S / C$, где S — площадь структуры), для определения соотношения между ширинами ОПЗ в пластинах I и II предполагается дополнительно измерять ВЧ проводимость структуры (G^\sim). Действительно, при добавлении к постоянному смещению V^- ВЧ составляющей V^\sim ($V = V^- + V^\sim$) полный ток оказывается равным

$$j = j^- + j^\sim \approx j^- \left[1 - \frac{qV_1^\sim}{kT} + \frac{qV^\sim}{kT} (e^{qV/kT} - 1)^{-1} \right].$$

Поскольку на высокой частоте заряд ПС Q_s не успевает изменяться ($dQ_s = 0$), переменное поле E^\sim в каждый момент времени пространственно однородно в области толщиной h ($E^\sim = -V^\sim/h$), а потому $V_1^\sim = -V^\sim(h_1/h)$ и $G^\sim = j^\sim/V^\sim = (q/kT)j^- \{ (h_1/h) + [\exp(qV/kT) - 1]^{-1} \}$, откуда

$$\frac{h}{h_1} = \left[\frac{kT}{q} \frac{G^\sim}{j^-} - (e^{qV/kT} - 1)^{-1} \right]^{-1} \quad (4a)$$

или при $V \gg kT/q$

$$\frac{h}{h_1} = \frac{q}{kT} \frac{j^-}{G^\sim}. \quad (46)$$

После того как h и h/h_1 и тем самым h_1 и h_2 по отдельности определены, концентрации N_1 и N_2 могут быть найдены по стандартным формулам C - V -профилирования с учетом определенных из измеренного тока j^- высот барьера V_1 и $V_2 = V + V_1$ [11]:

$$N_i = \frac{2\epsilon_a}{q} \frac{dV_i}{d(h_i^2)}, \quad i = 1, 2. \quad (5)$$

Из формул (16), (2) и (3), игнорируя в первой из них более слабую, чем вносимую экспонентой $\exp(-qV_1/kT)$, зависимость $j_0(V)$, можно получить

$$\nu = \frac{\epsilon_a j^- (R^- - R^\sim)}{kT h_2}, \quad (6)$$

где $(R^-)^{-1} = dj^-/dV = G^-$ — дифференциальная проводимость статической вольт-амперной характеристики (ВАХ), а $R^\sim = (G^\sim)^{-1}$. Формула (6) ясно показывает, что, как и следовало ожидать, отличие G^\sim от G^- определяется присутствием ненулевой дифференциальной плотности поверхностных состояний ν . Таким образом, рассмотренный метод определения $\nu(E)$ из измеренных величин j^- , R^- и R^\sim и найденной, как указано выше, величины h_2 фактически использует известный прием частотной дискриминации вклада глубоких состояний в токовый отклик на приложенное к структуре напряжение.

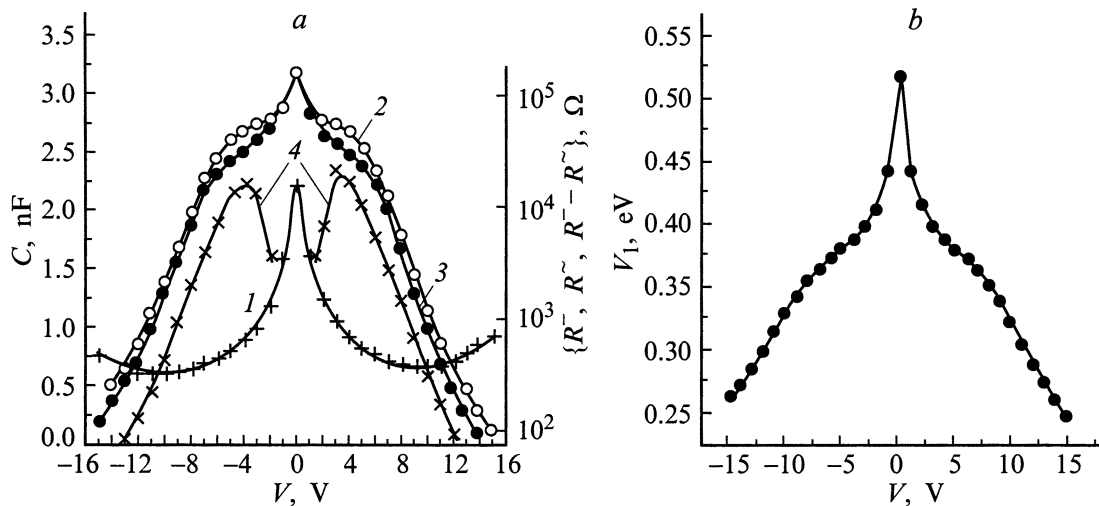


Рис. 2. Зависимости от смещения V барьерной емкости C (1) сопротивлений R^- (2), R^\sim (3) и разности $R^- - R^\sim$ (4) (а) и высоты барьера V_1 (b) для симметричной ПСК-структуры $p\text{-Si}/p\text{-Si}$.

3. Эксперимент

В эксперименте использовались симметричные структуры, полученные срачиванием пластин кремния марки КДБ-20 с концентрацией бора $N_B = (6-7) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и ориентацией (100). Перед срачиванием пластины прошли стандартную RCA-обработку с последующей гидрофиллизацией поверхности в амиачно-перекисном растворе, промывку в деионизованной воде и сушку на центрифуге. Соединение пластин проводилось на воздухе при комнатной температуре с приложением внешнего давления. Окончательное срачивание осуществлялось в атмосфере сухого азота при температуре 1050°C без использования дополнительной нагрузки в течение 2 ч. После срачивания одна из пластин утоньшалась механической полировкой до толщины ~ 100 мкм, а затем на ее поверхности алмазным диском прорезались канавки глубиной ~ 80 мкм, которые впоследствии растравливались в водном растворе КОН для снятия нарушенного слоя до пересечения дном канавки границы срачивания. Размер образцов составлял 0.3×0.3 и 0.3×0.6 см. Омические контакты к образцам создавались нанесением пасты $\text{In} + \text{Ga}$ на поверхность.

Измерения квазистатических ВАХ и ВЧ импеданса структур (на частоте $f = 1$ МГц) проводились в темноте при температурах $T_m = 78-300$ К. Использовался измеритель импеданса ВМ-508. Предполагалось, что эквивалентная электрическая схема структур на высокой частоте включает в себя параллельно включенные барьерную емкость C и сопротивление R^\sim , описывающее надбарьерный ток, соединенные последовательно с сопротивлением r квазинейтрального объема пластин. Типичными являются соотношения $R^\sim \gg (\omega C)^{-1} \gg r$, первое из которых сменяется с повышением внешнего смещения на $R > (\omega C)^{-1}$, и при $V = 10-15$ В R^\sim и $(\omega C)^{-1}$ становятся сопоставимыми. Параметры эквивалентной схемы

определялись из измеренной частотной зависимости импеданса образцов в диапазоне $\omega = 0.5-5$ МГц. Для этого вначале вычислялись параметры электрической схемы, состоящей из параллельно включенной емкости C' и сопротивления R' , связанных с R^\sim , C и r соотношениями $C' \approx C$ и $R'^{-1} \approx R^{-1} + \omega^2 C^2 r^{-1} \approx R^{-1} + \omega^2 C'^2 r^{-1}$, последнее из которых и использовалось для определения r из зависимости $R'^{-1}(\omega^2)$ и затем проводимости $G^\sim = (R^\sim)^{-1}$.

4. Результаты и их обсуждение

Зависимости C , R^\sim и R^- , а также разности $(R^- - R^\sim)$ от смещения V на структуре приведены на рис. 2, а. Видно, что $G^- < G^\sim$ в соответствии с тем обстоятельством, что успевающая происходить на низкой частоте квазистационарной развертки V перезарядка глубоких уровней, препятствует изменению высоты барьера V_1 внешним смещением. Отметим, что вычисленная из емкости C ширина ОПЗ h при $V = 0$ ($2h_0 \approx 0.3$ мкм) оказывается существенно меньше ожидаемой из объемного уровня легирования пластин (~ 2 мкм). Рост C с увеличением абсолютной величины смещения выше 10 В может быть обусловлен погрешностями извлечения барьерной емкости C из данных измерения импеданса структуры, связанными с более сложной, чем предполагавшаяся, эквивалентной схемой при $V > 7-10$ В, когда относительная роль проколов возрастает, и(или) вкладом емкости поверхностных состояний на участках с пониженным барьером в измеренную при этих смещениях полную емкость структуры. Вычисленные по формуле

$$V_1 = (kT/q) \ln\{(j_0/j^-)[1 - \exp(-qV/kT)]\}$$

(здесь $j_0 = A^*T^2(p_{\text{ch}}/N_v)$, $A^* = 79.2 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{К}^{-2}$ [11], $p_{\text{ch}} \approx 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ — характерная величина концен-

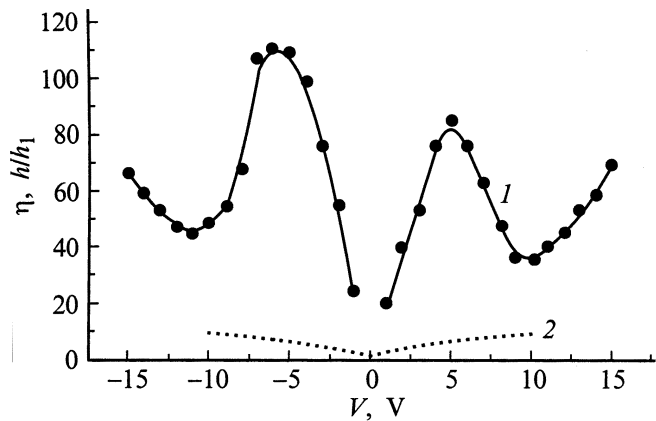


Рис. 3. Зависимость от смещения V параметра $\eta = (q/kT) \times (j^-/G^-)$ (1) и отношения h/h_1 , определенного с применением итерационной процедуры (2).

трации дырок у границы, найденная как $p_{ch} = (2\epsilon_a/q) \times [dV/d(h - h_0)^2]$ величины барьера V_1 для разных смещений V показаны на рис. 2, *b*. Используя их и формулы работы [12], можно убедиться в том, что в рассматриваемой экспериментальной ситуации проводимость, обусловленная неосновными носителями заряда (электронами) как на переменном, так и на постоянном токе пренебрежимо мала по сравнению с проводимостью, обусловленной дырками. Зависимость от смещения V параметра $\eta = (q/kT)j^-R^-$, ассоциируемого согласно изложенному выше с отношением h/h_1 в латерально однородной ПСК-структуре, приведена на рис. 3. Наблюдается возрастание параметра η до величины порядка 100 при $V = 5-6$ В, сменяющееся с ростом V его падением до 40–50 и последующим возрастанием. Такие значения отношения h/h_1 уже при малых V (единицы вольт) казались бы неправдоподобно большими.

Действительно, для симметричных ПСК-структур возможен и другой способ расчета толщин h_1, h_2 и всех других искомым параметров, опирающийся на токовые измерения только в той части, которая требуется для определения изменения со смещением V барьера V_1 (измерения квазистатических ВАХ $j^-(V)$, но не адмиттанса структур). Последняя процедура использует то обстоятельство, что при значительной плотности поверхностных состояний положение края ОПЗ в прямо смещенной части структуры изменяется с приложением V значительно медленнее, чем положение противоположной границы ОПЗ [1–3]. В силу этого, а также с учетом номинальной симметрии структуры можно принять поэтому в первом приближении, что при нулевом смещении ширина h_1 равна половине ширины ОПЗ и в дальнейшем не изменяется ($h_1(V) \approx h_1(V = 0) = h_0$, что соответствует $V_1 \approx \text{const}(V) = V_0$), либо изменяется в соответствии с зависимостью $h_1 = h_0[V_1(V)/V_0]^{1/2}$, характерной для ситуации с постоянным уровнем легирования, $N(x) = \text{const}$. Тем самым оказывается определенной зависимость $h_2(V) = h(V) - h_1(V)$, и появляется возможность найти первое приближение для профиля $N(x)$ при $x > h_0$ по формуле (5). Профиль $N(x)$ в первом приближении изображен штриховой линией на рис. 4 (использована вторая из двух приведенных выше зависимостей для $h_1(V)$). Видно увеличение концентрации акцепторов при приближении к границе в соответствии с упомянутой выше относительной малостью $2h_0$ и многочисленными упоминаниями в литературе о p -подлегировании приграничной области в ПСК-структурах.

На втором шаге можно более детально учесть изменение $h_1(V)$ с учетом имеющихся экспериментальных данных о зависимости $V_1(V)$. Для этого следует аппроксимировать зависимость $N(x)$ в области $x \geq h_0$ некоторой физически обоснованной функцией $N^{\text{appr}}(x)$ (например, функцией вида $N(x) = N_0^* \exp(-x^2/x_d^2) + N_B$,

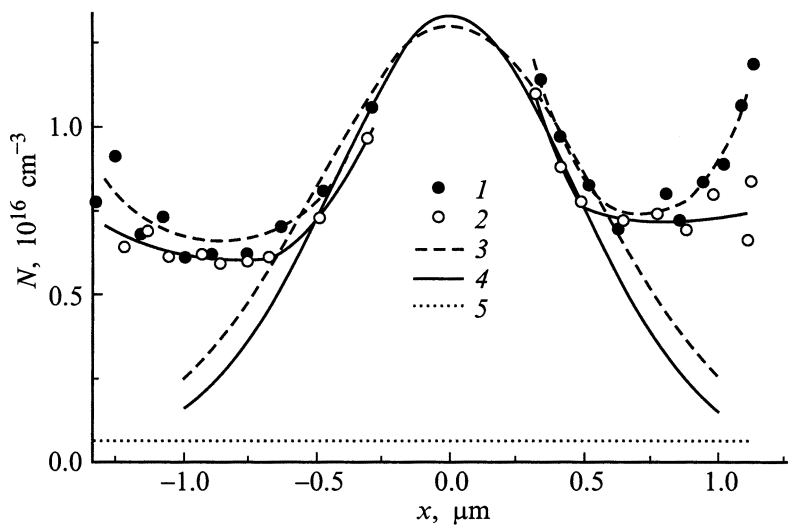


Рис. 4. Расчетные зависимости $N(x)$, полученные с применением итерационной процедуры. 1 — первое приближение в предположении $h_1 = (h_0)[V_1(V)/V_0]^{1/2}$; 2 — результирующее распределение после нескольких итераций; 3 и 4 — аппроксимирующие распределения диффузионного типа для 1 и 2 соответственно; 5 — уровень легирования исходных пластин.

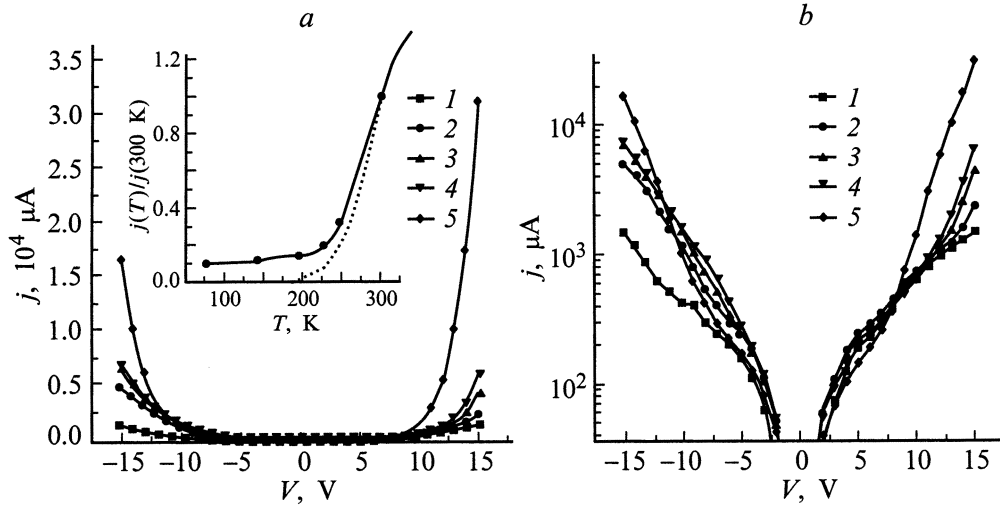


Рис. 5. Статическая ВАХ симметричной ПСК-структуры p -Si/ p -Si при разных температурах в линейном (а) и логарифмическом (b) масштабах. T, K : 1 — 78, 2 — 142, 3 — 197, 4 — 230, 5 — 300. На вставке — экспериментальная и расчетная в предположении $j_0(T) = \text{const}$, $V_1(T) = \text{const}$ зависимости тока от температуры при $V = 13$ В (сплошная и точечная линии соответственно).

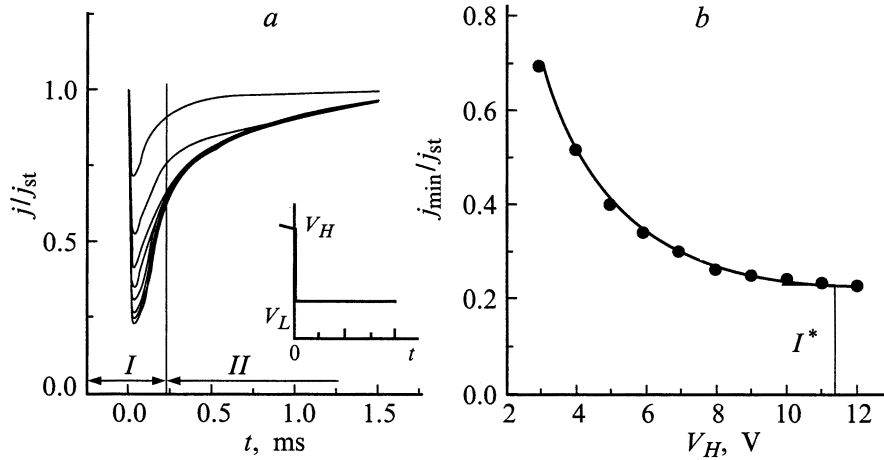


Рис. 6. Релаксация тока в ПСК-структуре после резкого уменьшения в момент времени $t = 0$ внешнего смещения от V_H до $V_L = 2$ В (а) и зависимость заблокированной доли тока j_{min} от V_H (b). а — $V_H, В$ (сверху вниз): 3, 4, 5, 6, 7, 8, 10, 12.

описывающей результат диффузии примеси из поверхностного ограниченного источника в пластину с уровнем легирования N_B [13]. Функция $N^{\text{appr}}(x)$ выбирается таким образом, чтобы можно было получить экспериментальное значение V_0 , используя выражение $V_0 = (q/\epsilon_a) \int_0^{h_0} N^{\text{appr}}(x) x dx$. Затем рассчитываются дифференциальные изменения h_1 (dh_{1j}) при малых изменениях V_1 (dV_{1j}) по формуле $dh_{1j} = dV_{1j} / [(q/\epsilon_a) N^{\text{appr}}(h_1) h_{1j}]$, где h_{1j} — текущее значение h_1 , определенное с учетом всех накопленных изменений dh_{1j} при увеличении V от нулевого значения до текущего (индекс j нумерует точки по напряжению):

$$h_1(V) = h_0 - \sum_j dh_{1j}(V_{1j}).$$

Тем самым определяются зависимости $h_1(V)$ и $h_2(V) = h(V) - h_1(V)$, последняя из которых необходима для уточнения профиля $N(x)$ при $x \geq h_0$ по формуле (5).

В дальнейшем процедура итерационным образом повторяется до достижения достаточной малости изменения распределений $N(x)$ на очередном шаге. Результирующее распределение $N(x)$ для рассматриваемого случая показано на рис. 4 сплошной линией (аппроксимирующая функция в области $x = 0.3 - 0.5$ мкм $N^{\text{appr}}(x) [\text{см}^{-3}] = (1.27 \cdot 10^{16}) \exp(-x^2/0.4) + 6 \cdot 10^{14}$, x — в мкм). Таким образом, расчет дает $N(x = 0) = 1.33 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а величина коэффициента в показателе экспоненты соответствует коэффициенту диффузии поверхностного диффузанта $D \approx 9 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2/\text{с}$, что близко к коэффициенту диффузии бора ($D_B \approx 10^{-13} \text{ см}^2/\text{с}$ при $T = 1050^\circ\text{C}$ [13,14]). Расхож-

дение аппроксимирующей кривой с рассчитанным из экспериментальных данных профилем $N(x)$ при $x \geq 0.5 \mu\text{м}$ может быть вызвано как присутствием более быстрого диффузанта (например, алюминия с коэффициентом диффузии $D_{Al} = (6-8) \cdot 10^{-13} \text{ см}^2/\text{с}$ при $T = 1050^\circ\text{C}$ [13,14]), так и указанными выше причинами появления участка роста S с увеличением смещения. Сделанный вывод о том, что эффект паразитного p -подлегирования приграничной области ПСК-структур может быть обусловлен диффузией примесей бора и алюминия, согласуется с результатами ранее опубликованных работ [4,5] и данными масс-спектрометрических исследований примесного состава приграничных областей ПСК-структур [6-8]. Существенно, что расчетные значения h/h_1 (рис. 3, точечная линия) не превышают ~ 10 вплоть до $V = 10 \text{ В}$.

Причины наблюдаемого различия параметра η и отношений h/h_1 , определенных с использованием итерационной процедуры, становятся понятными после рассмотрения экспериментальных данных относительно температурной зависимости ВАХ структур (рис. 5) и переходного тока при подаче на структуры ступеньки обратного напряжения (рис. 6). Из рис. 5, *b* видно, что при $V = 2-7 \text{ В}$, т.е. как раз в той области, для которой характерны повышенные значения η , наблюдается возрастание j^- с понижением температуры, т.е. зависимость, противоположная таковой при температурно-активируемом надбарьерном переносе заряда. При более высоких напряжениях, где ток уменьшается с понижением температуры, его "вымораживание" происходит медленнее, чем ожидаемое из экспериментально полученной высоты барьера V_1 . Действительно, с понижением температуры вследствие движения уровня Ферми в объеме и (возможно, в меньшей степени) на границе к краю валентной зоны заряд ПС Q_s , а вместе с ним и высота барьера V_1 должны увеличиваться или по крайней мере сохраняться прежними, что должно обеспечить резкость вымораживания тока, показанную на вставке к рис. 5, *a* точечной линией, или более сильную. Наличие слабо вымораживающейся компоненты тока ясно указывает на существование проколов (областей с пониженным барьером или даже без барьера) для поперечного тока. Можно заключить, что при $V < 7 \text{ В}$ преобладающая часть тока j^- проходит через такие проколы, где локальная плотность тока определяется температурной зависимостью их сопротивления растекания, задаваемой температурной зависимостью подвижности дырок ($\mu_h \sim T^{2.3}$ [15]). Увеличение проводимости с уменьшением температуры в соответствующем температурном интервале наблюдалось ранее при нулевом смещении для бикристаллических структур $p\text{-Si}/p\text{-Si}$ с межзеренными границами в работе [16] и при $V < 5 \text{ В}$ для ПСК-структур $n\text{-Si}/n\text{-Si}$ в работе [10].

Наличие проколов в потенциальном барьере границы проявляется и при наблюдении релаксации тока при подаче на структуры ступенчатого напряжения (рис. 6). Общий вид соответствующих зависимостей, качественно

совпадающий с наблюдавшимся нами экспериментально, для случая моноэнергетических ПС описан в работе [17]. На стадии протекания тока высокой плотности $j(t)$ (при $V = V_H$, см. вставку на рис. 6, *a*) поверхностный заряд Q_s оказывается повышенным по сравнению со значениями, реализующимися при более низких значениях стационарного внешнего напряжения, а при резком уменьшении внешнего смещения до V_L в первый момент времени он не успевает существенно измениться, что обуславливает высокую неравновесную величину барьера V_1^* сразу после переключения и малые значения тока на стадии *I*. При этом, пока разность между V_1^* и равновесным значением V_1 при $V = V_L$ остается много большей kT , ток через латерально однородную структуру должен быть пренебрежимо малым по сравнению со своим стационарным значением j_{st} при $V = V_L$. На стадии *II* в результате эмиссии дырок с ПС на границе высота барьера приближается к своему равновесному значению при $V = V_L$ на величину $\sim kT/q$, и протекающий неравновесный ток оказывается сопоставимым с j_{st} . Существенным здесь является то, что наблюдаемые в эксперименте эпюры тока свидетельствуют о достаточно значительной доле (от стационарного значения j^- при смещении $V = V_L$) тока на стадии *I*, причем обнаруживается явная тенденция к насыщению в зависимости от амплитуды заполняющего импульса (рис. 6, *b*). Эта неблокируемая поверхностным зарядом компонента тока I^* может быть интерпретирована как обусловленная проколами.

Большие значения параметра η могут связываться с наличием проколов в барьере лишь в том случае, если последние достаточно сильно выражены (т.е. когда локальная проводимость на соответствующих участках существенно отличается от таковой на остальной площади, так что, несмотря на малую относительную суммарную площадь проколов, через них проходит преобладающая часть общего тока). Это следует, во-первых, из того обстоятельства, что включение дополнительной утечки увеличивает как j^- , так и G^- , а вхождение этих величин в числитель и знаменатель η соответственно частично компенсирует эти изменения. Во-вторых, рассматривая простейший случай латеральной неоднородности для образца, состоящего из двух однородных участков, характеризующихся параметрами $\eta = \eta_1$ и $\eta = \eta_2$ ($\eta_2 \gg \eta_1$, $S_1 \gg S_2$), с произвольным соотношением между токами I_1 и I_2 , легко заключить, что измеряемый эффективный параметр $\eta_{\text{eff}} = (I_1 + I_2)\eta_1\eta_2 / (I_2\eta_1 + I_1\eta_2)$ будет приближаться к η_2 лишь при $I_2 \gg I_1(\eta_2/\eta_1)$. Для омически проводящего участка параметр $\eta = qV/kT$ весьма велик (~ 40 при $V = 1 \text{ В}$ и ~ 200 при $V = 5 \text{ В}$), что и может приводить к большим наблюдаемым значениям η_{eff} .

Полученная для реальных структур $p\text{-Si}/p\text{-Si}$ зависимость $\eta_{\text{eff}}(V)$ может быть качественно описана следующим образом. При $V < 5 \text{ В}$ преобладающая часть полного тока через структуру проходит через занимающие небольшую часть общей площади структуры "квазиомические" участки с небольшим барьером, что

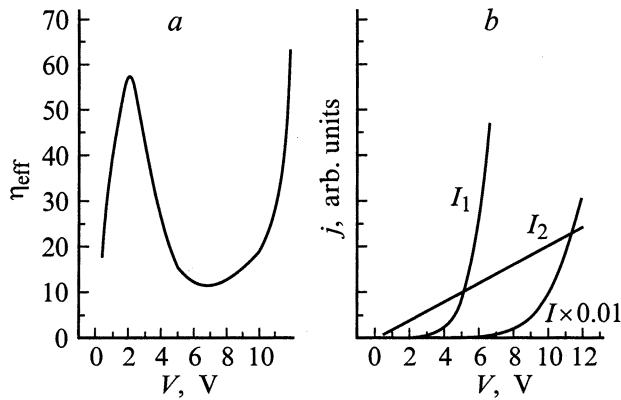


Рис. 7. Расчетная зависимость эффективного параметра η_{eff} от смещения V для образца, содержащего участок с барьером и омические проколы (параметры см. в тексте) (а), а также ВАХ участка с барьером $I_1(V)$ омического участка $I_2(V)$, ($I = I_1 + I_2$ — суммарный ток) (б).

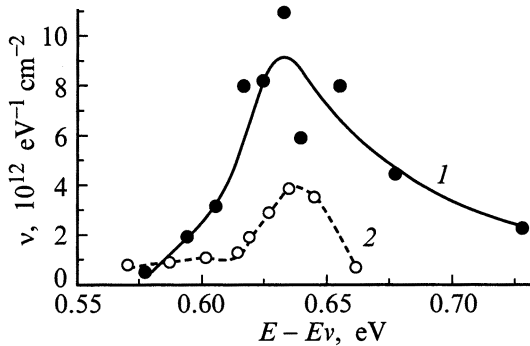


Рис. 8. Расчетные распределения дифференциальной плотности поверхностных состояний на бикристаллической границе в ПСК-структурах. 1 — расчет с использованием итерационной процедуры, 2 — расчет по формуле (6).

и обуславливает высокие значения η_{eff} на начальном квазиомическом участке ВАХ (см. рис. 5, а). В дальнейшем ток через основную площадь с относительно высоким барьером V_1 нарастает, что приводит к уменьшению η_{eff} ($5 < V < 10$ В). Дальнейший рост η_{eff} обуславливается ростом локальных значений η для этой слабо проводящей площади и(или) увеличением площади относительно сильно проводящих проколов за счет понижения барьера на слабо выраженных проколах (с промежуточными значениями высоты барьера). Существенно также усиление роли все более микромасштабных неоднородностей по мере приближения локальной ширины ОПЗ h_1 к локальной длине Дебая, когда к тому же возникают особенности, связанные с нарушением приближения слоя Шоттки при рассмотрении ОПЗ. Отметим, что в рамках изложенных представлений находят свое объяснение "мягкие" пробойные характеристики бикристаллических структур [1,12]. На рис. 7 в качестве иллюстрации приведены зависимости $\eta_{\text{eff}}(V)$, показывающие, как добавление омического проводящего участка

с сопротивлением растекания $R = 50$ Ом к однородной границе с площадью $S = 9 \cdot 10^{-2}$ см², начальной высотой барьера $V_0 = 0.4$ эВ и постоянной в диапазоне изменения уровня Ферми дифференциальной плотностью поверхностных состояний $\nu = 5 \cdot 10^{11}$ эВ⁻¹ · см⁻¹ в структуре с пространственно однородной концентрацией акцепторов $N_B = 6 \cdot 10^{14}$ см⁻³ сказывается на эффективном параметре η_{eff} суммарного образца.

Точную причину возникновения латеральной неоднородности бикристаллической границы указать затруднительно. Проколы могут быть вызваны неравномерным распределением заряженных ПС по площади границы (как коррелированным со структурными дефектами типа дислокаций [9], так и обусловленным их статистическим разбросом по площади (при малых $h_1 \sim l_D$, см. выше)); статистически неоднородным пространственным распределением легирующей и компенсирующих примесей в приграничной ОПЗ; проводящими каналами на периферии крупных электрически активных структурных дефектов, образующихся на границе (преципитаты и т. п.); скоплениями на границе примеси противоположного (нежели основная) типа легирования; наличием "идеально" сросшихся участков и т. п. Наши эксперименты с образцами, имеющими разные отношения площади к периметру, а также измерения долей токов, протекающих через периферийные и центральные поверхностные электроды, нанесенные на одну из сторон кусков расколотых пластин со сплошным вторым (задним) электродом (проверка на соответствие отношению занимаемых электродами площадей) свидетельствуют о том, что обсуждаемые неоднородности являются локальными и не связаны с его границами. Следует отметить здесь, что ВАХ даже проколов с нулевым барьером в случае малых размеров последних (порядка h_1) может быть нелинейной за счет модуляции их эффективной площади зарядом ПС на прилежащих участках границы, а соответствующая проводимость поэтому — частотно-зависимой. По этой причине затруднителен простой учет наличия таких квазиомических проколов при вычислении h/h_1 по формуле (4) путем вычитания из общего тока j его неблокируемой неравновесным зарядом ПС компоненты I^* (рис. 6, б), а из ВЧ проводимости структуры — соответствующей дифференциальной проводимости dI^*/dV .

Относительно определения зависимости $\nu(E)$ в ПСК-структурах можно сделать следующие замечания. Ясно, что добавлением малого количества (в смысле занимаемой площади) проводящих участков с ВАХ специального вида, пренебрежимо мало влияющих на общую емкость структуры, но сильно определяющих ее проводимость, можно очень сильно повлиять на результат определения $\nu(E)$ любым методом, использующим комбинацию емкостных и токовых измерений и предполагающим латеральную однородность образцов. Поэтому к данным по $\nu(E)$, полученным в условиях, когда латеральная неоднородность структур существенным образом проявляется в эксперименте (например, в параметре η), следует относиться как к представляющим эффективные значения. С этой оговоркой мы приводим зависимость $\nu(E)$,

одна из которых получена с применением изложенной итерационной процедуры и непосредственно формулы (2) (сплошная линия на рис. 8), а другая (штриховая линия) — с применением формулы (6), где R^- и R^{\sim} измерены экспериментально, а h_2 взята из более реалистичного результата итерационной процедуры. Видно, что в первом случае получаются несколько большие величины ν , а в целом значения по порядку величины совпадают с результатами, полученными ранее другими методами (см., например, [1–3,18]). Представляется вероятным, что вычислительные эксперименты с моделированием неоднородности простейшего вида (например, для образцов, включающих два однородных участка с различающимися электрическими параметрами) и описанных в настоящей работе способов определения $\nu(E)$ для таких объектов могли бы способствовать выяснению вопроса о степени надежности результатов применения соответствующих методов к неоднородным структурам.

5. Заключение

В стандартной модели латерально однородной бикристаллической границы предложены два новых способа определения электрофизических параметров симметричных ПСК-структур из результатов измерения их статических вольт-амперных характеристик, высокочастотных вольт-фарадных характеристик и проводимости.

Первый метод использует данные по зависимости от прикладываемого к структуре напряжения параметра $\eta = (q/kT)(j^-/G^{\sim})$, совпадающего в высокочастотном пределе с отношением полной толщины приграничной ОПЗ h к толщине ее прямо смещенной части h_1 . В сочетании с определением h из емкостных измерений и высоты барьера из измеряемого тока j^- этот метод фактически является распространением широко известной процедуры $C-V$ -профилирования на случай, когда положение обеих границ ОПЗ зависит от смещения. Второй метод представляет собой итерационную процедуру, существенно использующую факт симметрии структуры, а также данные емкостных и токовых измерений. Предложенные методы обнаруживают разную чувствительность результатов к латеральной неоднородности границы сращивания, что позволяет использовать их для оценки последней без проведения каких-либо локальных измерений.

Измерения на реальных ПСК-структурах p -Si/ p -Si указывают на наличие в потенциальном барьере границы сращивания проколов, в значительной степени определяющих поперечную проводимость структур. Приведены дополнительные экспериментальные свидетельства наличия таких проколов при наблюдении переходного тока после приложения к структурам ступенчатого смещения и температурной зависимости постоянного тока. Показано, что концентрация акцепторов вблизи границы повышена по сравнению с объемным уровнем легирования пластин, а в распределении $\nu(E)$ наблюдается ярко выраженный пик величиной $\sim 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ при $E \approx E_V + 0.63 \text{ эВ}$.

В целом полученные экспериментальные данные указывают на то, что вид электрофизических характеристик реальных ПСК-структур может существенно определяться их локальной пространственной неоднородностью, что в значительной степени переносит трудность вопроса об описании электрофизических параметров границы раздела бикристалла на изучение факторов, вызывающих эту неоднородность.

Один из авторов (В.А. Стучинский) благодарит Watchman Tower Corp. за частичное финансирование этой работы и А.В. Вишнякова за полезные дискуссии.

Список литературы

- [1] C.H. Seager, G.E. Pike. Appl. Phys. Lett., **35** (9), 709 (1979).
- [2] S. Bengtsson, O. Engstrom. J. Appl. Phys., **66** (3), 1231 (1989).
- [3] S. Bengtsson, O. Engstrom. Japan. J. Appl. Phys., **30** (2), 356 (1991).
- [4] Е.В. Астрова, В.Б. Воронков, Ю.Н. Далуда, В.А. Козлов, А.А. Лебедев. Письма ЖТФ, **18** (14), 51 (1992).
- [5] K. Nagai, H. Takato, Y. Hayashi. Japan. J. Appl. Phys., **31**, L1529 (1992).
- [6] К.Л. Енишерлова, Т.Ф. Русак, Г.Г. Шмелева, И.Г. Иерусалимчик. Микроэлектроника, **23**(6), 46 (1994).
- [7] X. Mitani, M. Katayama, K. Nakazawa. Proc. 3rd Int. Symp. on Semicond. Wafer Bonding: Physics and Applications (Pennington, 1995) p. 96.
- [8] C. Okada, Y. Kawai, E. Morita, Y. Saitoh. Proc. 3rd Int. Symp. on Semicond. Wafer Bonding: Physics and Applications (Pennington, 1995) p. 363.
- [9] A. Laporte, G. Sarraabayrose, L. Lescouzeres, A. PeyreLavigne, M. Benamara, A. Rocher, A. Claverie. Proc. 6th Int. Symp. on Power Semicond. Devices and IC's (Davos, 1994).
- [10] S. Bengtsson, G.I. Andersson, M.O. Andersson, O. Engstrom. J. Appl. Phys., **72** (1), 124 (1992).
- [11] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов (М., Мир, 1984) т. 1 [Пер. с англ.: S.M. Sze. Physics of Semiconductor Devices (N.Y.–Chichester–Brisbane–Toronto–Singapore, John Wiley & Sons, 1981) v. 1].
- [12] W.E. Taylor, N.H. Odell, H.Y. Fan. Phys. Rev., **88** (4), 867 (1952).
- [13] Б.И. Болтакс. Диффузия в полупроводниках (М., Физматгиз, 1961).
- [14] А. Милнс. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках (М., Мир, 1977). [Пер. с англ.: A.G. Milnes. Deep Impurities in Semiconductors (N.Y.–London–Sydney–Toronto, John Wiley & Sons, 1973)].
- [15] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. Физика полупроводников (М., Наука, 1990).
- [16] F.G. Stutzler, H.J. Queisser. J. Appl. Phys., **60** (11), 3910 (1986).
- [17] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан. ФТП, **10** (10), 1839 (1976).
- [18] A. Broniatowski. Phys. Rev. B, **36** (11), 5895 (1987).

Редактор Л.В. Шаронова

Steady-state and high-frequency transverse conductance of unipolar directly bonded Si/Si structures

V.A. Stuchinsky, G.N. Kamaev

Institute of Semiconductor Physics,
Russian Academy of Sciences, Siberian Branch,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract The possibility is considered of employing characteristics of directly bonded Si/Si interfaces (the energy density of interface states) and parameters of interfacial layers (dopant distribution near the interface) in symmetrically doped directly bonded Si/Si structures from measured quasistatic volt-ampere characteristics and high-frequency impedance of the structures. Attention is drawn to the fact that the ratio of the direct current across the structure and its high-frequency conductance is a parameter highly sensitive to the presence of "punctures" (places with lowered or even absent potential barrier) at the interface. The total conductance of real p -Si/ p -Si structures is shown to be largely dependent on the presence of such "punctures", which should be taken into account when determining the characteristics of the structures, together with possible doping of their interfacial layers.