

# Анализ временной нестабильности параметров границы раздела диэлектрик–соединение $A^{III}B^V$ методом изотермической релаксации емкости

© Л.С. Берман

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 14 декабря 1995 г. Принята к печати 12 марта 1996 г.)

Рассмотрены существующие методы диагностики временной нестабильности параметров границы раздела полупроводник–диэлектрик с глубоководными центрами. Предложен метод определения временной нестабильности по длительной изотермической релаксации емкости структуры металл–диэлектрик–полупроводник. Определен энергетический спектр эффективной плотности поверхностных состояний в структурах  $n\text{-InP-SiO}_2\text{-Al}$ , изготовленных химическим осаждением в паровой фазе. Изменение емкости в ходе длительной изотермической релаксации является критерием временной нестабильности границы раздела диэлектрик–полупроводник.

## Введение

Основной нерешенной проблемой физики структур границы раздела (ГР) диэлектрик–соединения  $A^{III}B^V$  является временная нестабильность ее параметров.

В настоящее время нет единой методики оценки временной нестабильности ГР. Оценка по емкостным свойствам структуры металл–диэлектрик–полупроводник (МДП) предпочтительнее, чем оценка по дрейфу тока МДП транзистора, так как для создания МДП структуры требуется меньше дополнительных технологических операций, влияющих на параметры ГР; кроме того, стабильность МДП структуры не зависит от подвижности носителей тока. Поэтому в ряде работ нестабильность ГР принято характеризовать шириной петли гистерезиса вольт-фарадных характеристик (ВФХ) и/или сдвигом напряжения плоских зон  $\Delta V_{FB}$  [1–3], а также сигналами нестационарной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) [4–6].

Однако ход, ВФХ существенно зависит от способа измерения: начального заполнения поверхностных состояний (ПС) и глубоководных центров (ГУЦ) в диэлектрике, амплитуды напряжения, направления и скорости изменения напряжения (см., например, [7]). Результаты измерения DLTS зависят от начального заполнения ГУЦ. При периоде и длительности заполняющих импульсов, меньших или соизмеримых со временем туннелирования носителей, начальное заполнение ГУЦ не однозначно.

Более достоверным является анализ временной нестабильности ГР методом длительной изотермической релаксации емкости (ИРЕ) после переключения МДП структуры; например, из режима обогащения в режим обеднения (после длительной выдержки при обогащении). В настоящей статье дан такой анализ.

## 1. Теория

### (А) Постановка задачи

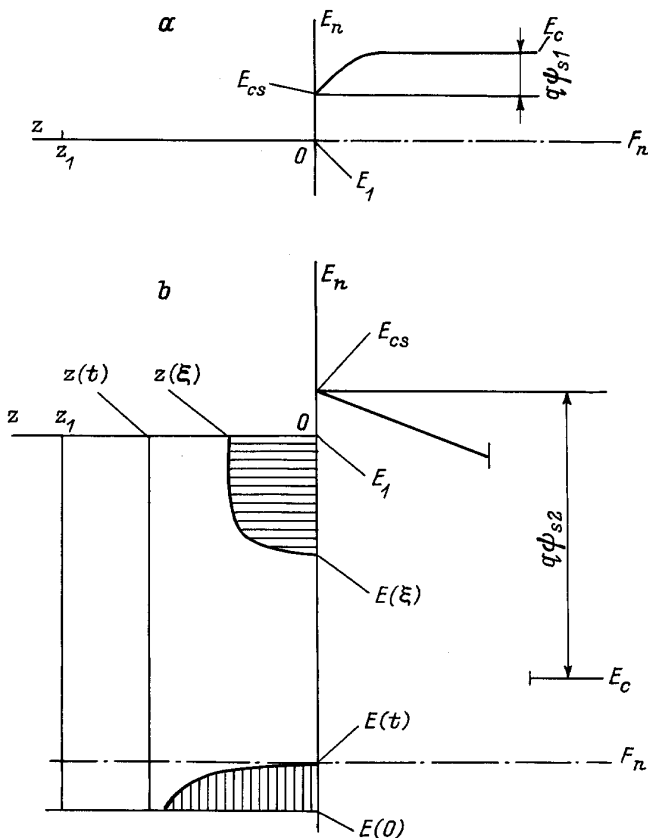
Толщина диэлектрика  $d$  превышает несколько сот ангстрем, сквозным туннелированием через диэлектрик можно пренебречь. Имеется нарушенный слой толщиной порядка нескольких десятков ангстрем вблизи ГР диэлектрик–полупроводник и нарушенный слой вблизи ГР металл–диэлектрик. При интегрировании уравнения Пуассона плотность объемного заряда в диэлектрике умножается на расстояние от заряда до электрода на диэлектрике. Поэтому при концентрациях ГУЦ в обоих слоях одного порядка второй слой влияет на емкость МДП структуры гораздо слабее, чем первый. В дальнейшем будем рассматривать только первый нарушенный слой, а влиянием второго на емкость МДП структуры пренебрежем. Примем, что в нарушенном слое диэлектрика ГУЦ обмениваются носителями заряда только с поверхностью полупроводника путем туннелирования, но нет туннелирования между ГУЦ. Для определенности расчет выполнен для полупроводника  $n$ -типа.

### (В) Основные соотношения

Зададим длительную выдержку МДП структуры при  $V = V_1$  (рис. 1, а), причем время выдержки превышает время последующего измерения переходного процесса более, чем на порядок. ПС с энергиями  $E < E_n$  заполнены электронами, с ПС электроны туннелируют в глубь диэлектрика с постоянной времени  $\tau_T$ , определяемой из приближенной формулы [6,8]

$$\tau_T = \alpha^{-1} \exp \left[ z (b\Phi)^{1/2} \right], \quad (1)$$

где  $z$  — глубина туннелирования (в ангстремах);  $b$  — отношение эффективной массы электрона в диэлектрике к массе свободного электрона;  $\Phi$  — высота



**Рис. 1.** Заполнение электронами поверхностных состояний и глубоководных центров в диэлектрике: *a* — при обогащении,  $V = V_1$ ; *b* — при обеднении,  $V = V_2$ .  $F_n$  — уровень Ферми в полупроводнике;  $E_n$  — энергия электрона;  $E_c$  — энергия нижнего края зоны проводимости;  $E_{cs}$  — значение  $E_c$  на поверхности полупроводника.

потенциального барьера (в электронвольтах);  $\alpha$  — предэкспоненциальный множитель, зависящий от  $\Phi$  и  $z$ , а также от параметров диэлектрика (см. рис. 4 работы [6]).

За время выдержки при  $V = V_1$  ГУЦ в диэлектрике с энергиями  $E < F_n$  заполняются электронами в слое  $0 \div z_1$ .

При  $V = V_1$  выполняется соотношение

$$V_1 - V_{bi} = \Psi_{s1} - C_i^{-1} [Q_{sc1} + Q_{ss1} + Q_{i\text{eff}}], \quad (2)$$

где  $V_1 - V_{bi}$  — разность работ выхода из металла и полупроводника,  $q$  — заряд электрона,  $\Psi_{s1}$  — потенциал поверхности,  $C_i$  — емкость диэлектрика,  $Q_{sc1}$  — заряд в области объемного заряда (ООЗ) полупроводника,  $Q_{ss1}$  — заряд ПС и ГУЦ в слое  $\delta$  диэлектрика,  $Q_{i\text{eff}}$  — эффективный (усредненный) заряд в диэлектрике, определяемый из выражения

$$Q_{i\text{eff}} = (d - \delta)^{-1} \int_0^{d-\delta} x \rho(x) dx, \quad (3)$$

$\delta$  — толщина слоя (порядка десятков ангстрем), в котором за время измерения происходит обмен носителями заряда между диэлектриком и полупроводником,  $\rho$  — плотность объемного заряда, координата  $x$  отсчитывается от металла (емкости и заряды даны на единицу площади).

При  $t = 0$  переключим структуру от  $V_1$  до  $V_2$  (от обогащения к обеднению — см. рис. 1). После переключения идет термоэмиссия электронов с ПС в зону проводимости с постоянной времени  $\tau_{th}$ , определяемой из известных соотношений [9,10]. После термоэмиссии с ПС с энергиями  $E > E(\xi)$  на эти ПС туннелируют электроны с ГУЦ в диэлектрике с постоянной времени  $\tau_T$ , определяемой из (1); затем идет термоэмиссия этих электронов с ПС в зону проводимости. Слой, из которого ушли электроны, показан на рис. 1, *b* горизонтальной штриховкой.

При  $V = V_2$  выполняется соотношение

$$V_2 - V_{bi} = \Psi_{s2} - C_i^{-1} \times [Q_{sc2} + Q_{ss1} + \Delta Q_{ss} + Q_{i\text{eff}} + \Delta Q_{i\text{eff}}], \quad (4)$$

где  $\Delta Q_{ss}$  — изменение заряда ПС и ГУЦ в слое  $\delta$  после переключения, в дальнейшем будем рассматривать эти два взаимодействующих заряда как единый заряд ГУЦ с концентрацией  $N_t$ ;  $\Delta Q_{i\text{eff}}$  — изменение заряда в диэлектрике в сильных полях (лавинная инжекция и/или эффект Фаулер–Нордхейма). Остальные обозначения имеют тот же смысл, что и в (2), индексы 2 соответствуют  $V = V_2$ .

После увеличения  $\Psi_{s2}$  (уменьшения изгиба зон) до некоторого значения  $\Psi_{s2}^*$ , заряд  $\Delta Q_{i\text{eff}}$  не изменяется. Примем, что после переключения от  $V_1$  до  $V_2$  в течение всего переходного процесса имеем  $\Psi_{s2} > \Psi_{s2}^*$ , тогда можно пренебречь  $\Delta Q_{i\text{eff}}$ .

### (С) Решение

Вычитая (4) из (2), получаем

$$V_1 - V_2 = \Psi_{s1} - \Psi_{s2} - C_i^{-1} [Q_{sc1} - Q_{sc2} - \Delta Q_{ss}]. \quad (5)$$

*a* — Зададим  $V_1$  так, чтобы выполнялось неравенство  $C_{sc1} \gg C_{ss1}$ , где  $C_{sc1}$  и  $C_{ss1}$  — емкость ООЗ и емкость ПС соответственно, при  $V = V_1$ ;<sup>1</sup> выполнение этого неравенства возможно при обогащении. Тогда имеем

$$C_{sc1} = [C(V_1)^{-1} - C_i^{-1}]^{-1}, \quad (6)$$

где  $C(V_1)$  — емкость МДП структуры при  $V = V_1$ .  $C_{sc1}$  может быть вычислена из (6) по известным значениям  $C(V_1)$  и  $C_i$ .  $C_{sc}$  и  $Q_{sc}$  являются известными функциями  $\Psi_s$  [9,10]; следовательно,  $\Psi_{s1}$  и  $Q_{sc1}$  могут быть вычислены по известному значению  $C_{sc1}$ .

<sup>1</sup> В данной задаче емкостью поверхностных состояний является емкость тех ГУЦ на поверхности и вблизи нее, заполнение которых успевает следовать за переменным напряжением с частотой, на которой измеряется емкость.

$b$  — Зададим  $V_1$  так, чтобы выполнялось неравенство  $\Psi_{s1} < \Psi_{scr}$ , где  $\Psi_{scr}$  определяется из условия:

$$2\pi f\tau_{th}(\Psi_{scr}) = 1, \quad (7)$$

где  $\tau_{th}(\Psi_{scr})$  — время термоэмиссии с уровня  $E = F_n$  при  $\Psi_s = \Psi_{scr}$ ; т.е.  $V = V_1$  измеряется высокочастотная емкость (см. также [11]). Тогда  $C_{sc1}$ ,  $Q_{sc1}$  и  $\Psi_{s1}$  можно вычислить так же, как и в случае (а).

Примем, что после переключения выполняется неравенство  $\Psi_{s2} < \Psi_{scr}$ . Примем также, что МДП структура остается в обеднении (не образуется инверсионного слоя). Тогда при  $V = V_2$  значения  $C_{sc2}$ ,  $Q_{sc2}$  и  $\Psi_{s2}$  можно вычислить так же, как и при  $V = V_1$ , т.е. по экспериментальным значениям измеренной емкости. Следовательно,  $\Delta Q_{ss}(t)$  можно определить из (5).

Рассмотрим предельные случаи.

$a$  — Неравенство  $\tau_T \ll \tau_{th}$  выполняется при  $\delta$  порядка нескольких ангстрем. Методы определения энергетического спектра ПС  $N_{ss}(E)$  для этого случая детально разработаны [9,10,12].

$b$  —  $\tau_T \gg \tau_{th}$ . В этом случае глубина туннелирования  $z$  вычисляется из (1) во всем энергетическом интервале  $E(0) < E < E_1$ , где  $E_1 = F_n$  при  $V = V_1$ ,  $E(0) = F_n$  при  $V = V_2$  и  $t = 0$ . В дальнейшем ограничимся рассмотрением случая  $b$ .

Рассмотрим два метода анализа переходных процессов.

1. Метод постоянной емкости. После переключения напряжения  $V_2(t)$  изменяется так, что емкость структуры поддерживается постоянной, т.е. имеем  $\Psi_{s2} = \text{const}$  и  $Q_{sc2} = \text{const}$ .  $\Delta Q_{ss}(t)$  определяется из (5) по экспериментальной зависимости  $V_2(t)$ .

С другой стороны,  $\Delta Q_{ss}(t)$  вычисляется из выражения

$$q^{-1}\Delta Q_{ss}(t) = \int_0^{z(t,E)} \int_{E(0)}^{E_1} N_t(E, y) dE dy, \quad (8)$$

где  $E_1$  и  $E(0)$  определяются из выражений

$$E_{cs} - E_1 = E_c - F_n - q\Psi_{s1}, \quad (9)$$

$$E_{cs} - E(0) = E_c - F_n - q\Psi_{s2}(0) \quad (10)$$

(см. рис. 1). Из (9) и (10) следует соотношение

$$E_1 - E(0) = q[\Psi_{s1} - \Psi_{s2}(0)], \quad (11)$$

где  $\Psi_{s2}(0)$  — значение  $\Psi_{s2}$  при  $t = 0$ .

Для структур  $n\text{-InP/SiO}_2$  и  $n\text{-Si/SiO}_2$  имеем  $\Phi \approx 3$  эВ. При  $\Phi \approx 3$  эВ и  $E_1 - E(0)$  порядка нескольких десятых эВ можно пренебречь зависимостью  $z$  от  $E$ ; кроме того, в слое  $\delta \ll d$  можно принять  $\Phi = \text{const}$ . Поэтому в дальнейшем принимаем  $z$ , не зависящим от  $E$ .

Рассмотрим частный случай:  $N_t(E, z)$  уменьшается в глубь диэлектрика как

$$N_t(E, z) = N_t(E, 0) \exp(-\beta z) \quad (12)$$

и  $\beta$  не зависит от  $E$ . Тогда выражение (8) переходит в

$$\begin{aligned} q^{-1}\Delta Q_{ss}(t) &= z^* \bar{N}_t(0) [E_1 - E(0)] \\ &= z^* \bar{N}_t(0) q [\Psi_{s1} - \Psi_{s2}(0)], \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$\bar{N}_t(0) [E_1 - E(0)] = \int_{E(0)}^{E_1} N_t(E, 0) dE,$$

$$z^* = \left\{ 1 - \exp[-\beta z(t)] \right\} / \beta, \quad (14)$$

$\bar{N}_t(0)$  — среднее значение  $N_t(0)$  в интервале  $\Psi_{s1} \div \Psi_{s2}(0)$ ,  $\bar{N}_t(0)z^*$  — среднее значение эффективной плотности ПС в интервале  $\Psi_{s1} \div \Psi_{s2}(0)$ ,  $z^*$  — эффективная толщина нарушенного слоя (это понятие целесообразно использовать и в тех случаях, когда уменьшение  $N_t$  в глубь диэлектрика не описывается выражением (12)).

Таким образом, определив  $\Delta Q_{ss}$  из (5), далее из (13) вычисляем среднее значение эффективной плотности ПС в интервале  $\Psi_{s1} \div \Psi_{s2}(0)$ . Длительное изменение заряда  $\Delta Q_{ss}$  также является критерием временной нестабильности ГР.

Выбором значений  $V_1$  и  $V_2$  можно обеспечить узкий интервал  $\Psi_{s1} \div \Psi_{s2}(0)$  и, таким образом, определить  $N_t(0)z^*$  в узком интервале энергий.

Определение зависимости  $N_t(0)z^*$  от  $E$  возможно также путем переключения от  $V_1$  до различных значений  $V_2$ ; это переключение позволяет определить  $\bar{N}_t(0)z^*$  в различных энергетических интервалах, но в одном временном интервале, т.е. при одинаковых значениях  $z^*$ . Сравнивая  $\bar{N}_t(0)z^*$  в интервалах  $\Psi_{s1} \div \Psi_{s2}(0)$  и  $\Psi_{s1} \div \Psi_{s2}(0) + \Delta\Psi_{s2}$ , определяем

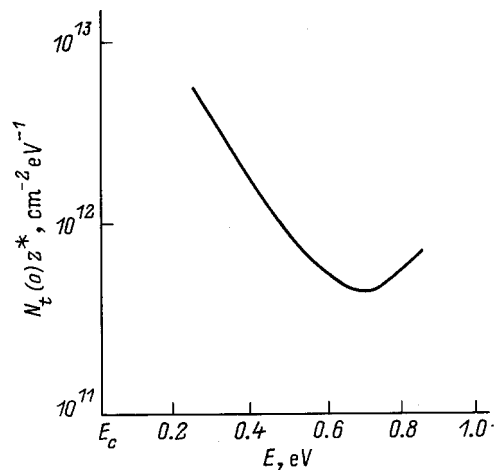


Рис. 2. Зависимость эффективной плотности состояний от энергии.

$N_t(0)z^*$  в узком интервале энергий  $\Delta\Psi_{s2}$ . После ряда переключений определяем зависимость  $N_t(0)z^*$  от  $E$ .

2. Метод постоянного напряжения. После переключения имеем  $V_2 = \text{const}$ ;  $\Psi_{s2}$ ,  $Q_{sc2}$  и  $\Delta Q_{sc}$  зависят от времени. Туннелирование электронов из диэлектрика на ПС и их термоэмиссия в зону проводимости приводят к уменьшению изгиба зон и возрастанию емкости структуры, уровни с энергиями  $E(0) < E < F_n$  снова заполняются электронами (на рис. 1,  $b$  этот слой показан вертикальной штриховкой). Примем, что при  $E < F_n$  все ГУЦ в слое  $0-z$  заполнены электронами; такое допущение оправданно вследствие логарифмической зависимости  $z$  от  $\tau_T$ . Тогда  $\bar{N}_t(0)z^*$  в интервале  $\Psi_{s1} \div \Psi_{s2}(t)$ , может быть вычислена из (13) путем замены  $\Psi_{s2}(0)$  на  $\Psi_{s2}(t)$ . Зависимость  $N_t(0)z^*$  от  $E$  может быть определена так же, как и при использовании метода постоянной емкости.

## 2. Эксперимент

Образцы изготовлены из  $n$ -InP (111),  $N_d = 2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Слой  $\text{SiO}_2$  нанесен химическим осаждением из паровой фазы (CVD) при  $350^\circ\text{C}$ . Слой Al нанесен на  $\text{SiO}_2$  напылением в вакууме при комнатной температуре. Омический контакт к InP создавался напылением Au+Ge по общепринятой технологии.

*Результаты измерений.* При изменении напряжения от  $-3\text{ В}$  до  $+3\text{ В}$   $I < 10^{-12} \text{ А/см}^2$ . Изотермическая релаксация емкости (ИРЕ) измерялась на установке, описанной в [13]. Использовался метод постоянного напряжения, так как он позволяет измерить более быстрые переходные процессы, чем метод постоянной емкости. После переключения образцов от обогащения до границы между обеднением и слабой инверсией относительное возрастание емкости в интервале  $0.1-1300\text{ с}$   $\Delta C/C = 0.05-0.06$ .

Значение  $\bar{N}_t(0)z^*$  и зависимость  $N_t(0)z^*$  от  $E$  определялись путем переключения от  $V_1$  до различных  $V_2$ . Зависимость  $N_t(0)z^*$  от  $E$  приведена на рис. 2; в минимуме  $N_t(0)z^*_{\text{min}} = 5 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ . В интервале  $E_c = -(0.28 \div 0.80) \text{ эВ}$  для этого же образца  $\bar{N}_t(0)z^* = 2.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ .

Было также проведено сравнение ширины петли гистерезиса с амплитудой длительной изотермической релаксации емкости для наших образцов  $n$ -InP– $\text{SiO}_2$ –Al и для контрольных образцов  $n$ -Si — низкотемпературный  $\text{SiO}_2$ . Результаты эксперимента показали, что между этими величинами не обнаружено корреляции.

## 3. Заключение

Из приведенного анализа следует, что определить энергетический спектр эффективной плотности поверхностных состояний можно путем переключения

МДП структуры из режима обогащения в режим обеднения или от обеднения до большего обеднения:

1) методом постоянной емкости, используя экспериментальную временную зависимость напряжения на образце;

2) методом постоянного напряжения, используя временную зависимость емкости.

Кроме того, простым критерием стабильности границы раздела полупроводник–диэлектрик является величина относительного изменения емкости в заданном временном интервале после указанного переключения.

Автор выражает благодарность Л.Е. Клячкину за изготовление образцов, а также Н.М. Шмидт за полезные обсуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научного фонда, Министерства науки и технической политики Российской Федерации и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № NU2300).

## Список литературы

- [1] J. Tardy, I. Thomas, P. Viktorovich, M. Gendry, J.L. Perrossier, C. Santinelli, M.P. Besland, P. Lous, G. Post. Appl. Surf. Sci., **50**, 383 (1991).
- [2] М.О. Бакшин, А.В. Емельянов, О.Д. Меньшиков, С.М. Портнов, В.Б. Уфимцев. Электрон. техн., Сер. 3, Микроэлектроника, **1**, 32 (1990).
- [3] М.О. Бакшин, А.В. Емельянов, С.М. Портнов, Н.С. Самсонов. Электронная промышленность, **6/92**, 2 (1992).
- [4] P.V. Staa, H. Rombach, R. Kassing. J. Appl. Phys., **54**, 4014 (1983).
- [5] D. Vuillaume, J.C. Bourgoin, M. Lanoo. Phys. Rev. B, **34**, 1171 (1986).
- [6] H. Lakhadri, D. Vuillaume, J.C. Bourgoin, M. Lanoo. Phys. Rev. B, **38**, 13 124 (1988).
- [7] H. Hasegawa, Li He, H. Ohno, T. Sawada, T. Haga, Y. Abe, H. Takahashi. J. Vac. Sci. Techn. B, **5**, 1097 (1987).
- [8] V. Kumar, W.E. Dahlke. Sol. St. Electron., **20**, 143 (1977).
- [9] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов [Пер. с англ.] (М., Мир, 1984) т. 1, гл. 7, с. 456.
- [10] E.H. Niccollian, J.R. Brews. Mos (Metal–Oxide–Semiconductor). Physics and Technology (N.Y., 1982) p. 972.
- [11] Л.С. Берман, И.В. Грехов, И.Н. Каримов, Н.В. Остроумова. ФТП, **27**, 917 (1993).
- [12] K. Yamasaki, M. Yoshida, T. Sugano. Jpn. J. Appl. Phys., **18**, 113 (1979).
- [13] Л.С. Берман, А.Д. Ременюк, М.Г. Толстобров. Препринт ФТИ, N 974 (Л., 1985) с. 25.

Редактор В.В. Чалдышев

## **Analysis of time instability of insulator — III–V compound interface properties by isothermal capacitance transient**

*L.S. Berman*

Ioffe Physico-Technical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** The available techniques of time instability diagnostics of semiconductor–insulator interface properties with deep-level center have been discussed. The method has been proposed to determine the time instability by measuring long-term isothermal capacitance transient in MIS-structure. The surface state density distribution has been determined in  $n$ -InP–SiO<sub>2</sub>–Al — structures obtained by chemical vapor deposition. The capacitance change, during the long-term isothermal capacitance transient, is criterion of the time instability of insulator– semiconductor interface.