

ЕМКОСТНАЯ МОДУЛЯЦИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Бобылев Б. А., Овсяк В. Н., Севастьянов С. Б., Усик В. И.

Развита теория метода емкостной модуляционной спектроскопии глубоких уровней (МСГУ) в поверхностно-барьерных структурах с неоднородным распределением примесей и предложена его экспериментальная реализация. Достоинством метода является возможность наряду с параметрами глубоких уровней (энергетические положения, сечения захвата для основных носителей заряда, распределенная концентрацией по координате в приповерхностном слое) определять и профиль концентрации мелкой (легирующей) примеси.

Введение. Для современных полупроводниковых структур типична ситуация, когда концентрации электрически активных центров (как мелких, так и глубоких) имеют некоторые профили распределения по координате в глубь полупроводника. Это означает, что при исследовании глубоких уровней (ГУ) емкостными методами необходимо знать реальный профиль концентрации мелкой примеси, который однозначно задает амплитуду отклика ГУ при изменении напряжения смещения. С другой стороны, при нахождении профиля самой мелкой примеси во избежание ошибок предварительно должны быть определены наличие и количество ГУ, способных в условиях эксперимента влиять на измеряемую емкость поверхностного барьера. Таким образом, в большинстве случаев эти две задачи должны решаться совместно.

В настоящей работе описан модуляционный метод исследования ГУ в поверхностно-барьерных структурах с неоднородным распределением примесей, который позволяет находить энергетическое положение уровней, сечения захвата для основных носителей заряда, профили концентрации по координате каждого ГУ в отдельности, а также профиль концентрации основной (легирующей) примеси. В основу метода положено измерение комплексной производной от высокочастотной емкости поверхностно-барьерного контакта по низкочастотному напряжению. Мнимая компонента этой производной как функция температуры и напряжения используется для исследования спектра ГУ в образце и распределения их концентраций по глубине, тогда как действительная компонента служит для определения профиля легирующей примеси. Экспериментальная иллюстрация метода выполнена на облученных кремниевых $p^+ - n$ -переходах и на эпитаксиальных слоях арсенида галлия n - и p -типа.

1. Теория метода

Рассмотрим барьер Шоттки на n -полупроводнике, содержащем некоторое число ГУ, для определенности — донорного типа, с объемными концентрациями $M_j(z)$, безразмерными энергиями ε_{M_j} (относительно уровня Ферми в собственном полупроводнике) и коэффициентами захвата на них электронов $\gamma_{n,j}$. Примем общую концентрацию ГУ много меньшей концентрации легирующей примеси $N_D(z)$, так что в нулевом приближении можно пренебречь влиянием перезарядки ГУ на ход безразмерного потенциала $U(z)$ по нормальной координате z , отсчитываемой от поверхности.

Под управляющим электродом площадью A сформирован слой обеднения с шоттковской толщиной W , поверхностный изгиб зон Y_s связан с постоянным напряжением смещения V_g равенством $Y_s = q(V_g + V_{\kappa})/k_0 T$, где V_{κ} — контактная разность потенциалов, q — элементарный положительный заряд, k_0 — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура. Дифференциальная емкость барьера Шоттки, измеряемая на малом гармоническом сигнале с круговой частотой $\omega \gg \tau_j^{-1}$ (τ_j — характерное время перезарядки ГУ при данной температуре), равна $C = A \epsilon_0 \epsilon_s / W$, где ϵ_0 — диэлектрическая постоянная вакуума, ϵ_s — относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Подадим на управляющий электрод второй, более низкочастотный сигнал с малой амплитудой V_a и круговой частотой ω_a . Амплитуда модуляции высокочастотной емкости барьера Шоттки в этом случае равна $\Delta C = (dC/dV_a)V_a$, где $dC/dV_a = -(qA/k_0 T)(\epsilon_0 \epsilon_s / W^2) dW/dY_{sa}$ и $dY_{sa} = qV_a/k_0 T$. При наличии ГУ фаза изменений ΔC не совпадает с фазой приложенного переменного напряжения V_a . Введем координату z_j , соответствующую плоскости, в которой функция заполнения ГУ $f_j(z_j) = 1/2$, при этом $f_j = 1$ при $z > z_j$ и $f_j = 0$ при $z < z_j$. Используя анализ, проведенный в [1], получим

$$\frac{dW}{dY_{sa}} = -\frac{\epsilon_0 \epsilon_s k_0 T}{q^2 N_D(W)} \left(W + \sum_j \zeta_j K_j(\omega_a, z_j) \right)^{-1}, \quad (1)$$

где $N_D(W)$ — концентрация легирующей примеси при $z = W$, $\zeta_j = M_j(z_j)/\bar{N}_{Dj}$, \bar{N}_{Dj} — среднеинтегральное значение концентрации доноров на интервале от z_j до W , $K_j(\omega_a) = b_j(\omega_a) - ia_j(\omega_a)$,

$$a_j(\omega_a) = \frac{\ln \{1 + \omega_a^2 \tau_j^2 [1 - f_j(0)]^2\}}{2\omega_a \tau_j}, \quad (2)$$

$$b_j(\omega_a) = \frac{\operatorname{arctg} \{ \omega_a \tau_j [1 - f_j(0)] \}}{\omega_a \tau_j}, \quad (3)$$

где $\tau_j = 1/\gamma_{nj} n_{ij}$, $n_{ij} = n_i \exp(\epsilon_{Mj})$, n_i — собственная концентрация носителей заряда при данной температуре и $f_j(0) \approx 0$ — функция заполнения ГУ на поверхности полупроводника. Для действительной и мнимой компонент величины dC/dV_a окончательно получаем

$$\operatorname{Re}(dC/dV_a) = \frac{U(1 + K_2)}{K_1^2 + (1 + K_2)^2}, \quad (4)$$

$$\operatorname{Im}(dC/dV_a) = \frac{UK_1}{K_1^2 + (1 + K_2)^2}, \quad (5)$$

где

$$U = \frac{A(\epsilon_0 \epsilon_s)^2}{W^3 q N_D(W)}, \quad (6)$$

$$K_1 = \sum_j \zeta_j a_j \frac{z_j}{W}, \quad (7)$$

$$K_2 = \sum_j \zeta_j b_j \frac{z_j}{W}. \quad (8)$$

Учитывая, что $a_j z_j/W$ и $b_j z_j/W$ всегда меньше единицы, при малых концентрациях ГУ из (4) получаем известное соотношение для определения профиля концентрации легирующей примеси

$$N_D^{-1}(W) = \frac{A^2 \epsilon_0 \epsilon_s q}{C^3} \operatorname{Re}(dC/dV_a). \quad (9)$$

Заметим, что даже если критерий малости $\zeta_j \ll 1$ выполняется недостаточно строго, выполнения условий $K_1, K_2 \ll 1$ и справедливости соотношения (9)

при необходимости можно достигнуть выбором подходящих температуры T и частоты сигнала модуляции ω_a , когда $a_j \rightarrow 0$ и $b_j \rightarrow 0$.

Аналогично получаем профили распределения ГУ по координате как отношение мнимой (5) и действительной (4) компонент производной

$$\frac{M_j(z_j)}{N_{Dj}} = \frac{W}{a_j^m z_j} \frac{\text{Im}(dC/dV_a)}{\text{Re}(dC/dV_a)}, \quad (10)$$

где $a_j^m = 0.402$ — значение (2) в максимуме отклика исследуемого ГУ, который достигается выбором определенных частоты ω_a и температуры измерений и характеризуется максимальной величиной мнимой компоненты (5). Координата z_j , глубина W и величина N_{Dj} при неоднородном легировании могут быть найдены таким же образом, что и в методе адмиттанс-спектроскопии [1].

Сравнение теоретической (2) и экспериментальной

$$a_j(T) = \frac{N_{Dj}}{M_j(z_j)} \frac{W}{z_j} \frac{\text{Im}(dC/dV_a)}{\text{Re}(dC/dV_a)} \quad (11)$$

температурных зависимостей, получаемых при фиксированных смещениях V_g для нескольких частот ω_a , позволяет найти энергетическое положение уровней и коэффициенты захвата на них основных носителей заряда γ_{nj} . Как и обычно в релаксационной спектроскопии, это может быть сделано по характеристическим зависимостям $\ln(\tau_j T_m^2) = f(1/T_m)$, где $\tau_j = 1.98/\omega_a$ и T_m — температура, соответствующая максимуму кривой $a_j(T)$ (11).

Как это следует из (10), в отличие от адмиттанс-спектроскопии «чувствительность» описанного модуляционного метода к ГУ с ростом смещения V_g не падает, а возрастает, так как отношение $z_j/W \simeq (1 - \text{const } V_g^{-1/2}) \rightarrow 1$ (см. [1]).

2. Результаты измерений

Экспериментальные исследования возможностей предлагаемого метода проводились на двух различных измерительных устройствах.

Блок-схема первого из них, построенного на стандартных промышленных приборах, приведена на рис. 1. На образец 1, представляющий собой диодную структуру, от источника 2 поступает постоянное напряжение смещения V_g , определяющее толщину приконтактного слоя обеднения W . Высокочастотное напряжение V_ω подается от генератора 3, а соответствующее переменное напряжение с нагрузки $R_n C_n$ поступает на вход полосового усилителя с синхронным детектором 4, который выделяет сигнал, пропорциональный емкости образца. Операционный усилитель на входе подключен для обеспечения режима короткого замыкания по постоянному току. От генератора 5 на образец подается также низкочастотное модулирующее напряжение V_a , приводящее к амплитудной модуляции емкостного сигнала, огибающая которого регистрируется на выходе усилителя 4. Сигнал НЧ модуляции, пропорциональный производной от емкости образца по напряжению, расчленяется на действительную и мнимую компоненты усилителем с синхронным детектором 6.

На рис. 2, а приведена мнимая компонента сигнала (dC/dV_a) для дырочной ловушки HL5, измеренная на структуре p -арсенида галлия, полученного методом жидкофазной эпитаксии. В качестве барьерного контакта использовалось соединение $\text{In}_2\text{O}_3 : \text{SnO}_2$, омический контакт к эпитаксиальному слою — $\text{In}-\text{Zn}$. Измеренная зависимость хорошо совпадает с теоретической, полученной с использованием найденных в эксперименте значений энергии залегания ловушки $E_M - E_p = 0.41$ эВ и сечения захвата для дырок $\sigma_p = 10^{-13}$ см². Эти значения соответствуют параметрам центра HL5, известным из литературы [2].

На рис. 2, б показан модуляционный спектр двух электронных ловушек в эпитаксиальном слое n -GaAs толщиной 0.25 мкм, полученном газофазной эпитаксией на изолирующей подложке. Концентрация доноров в слое была однородной и составляла $N_D = 2 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Исследуемые структуры пред-

ставляли собой барьеры Шоттки с Ti—Au металлическим электродом размерами 0.5×0.5 мм. Омический контакт AuGe—Au выполнялся с планарной поверхности структуры и отстоял от барьерного электрода на расстоянии 5 мкм. Найденные энергии активации и сечения захвата составили $E_c - E_1 = 0.75$, $E_c - E_2 = 0.8$ эВ, $\sigma_{n1} = 1.7 \cdot 10^{-12}$ и $\sigma_{n2} = 5 \cdot 10^{-13}$ см². Это соответствует

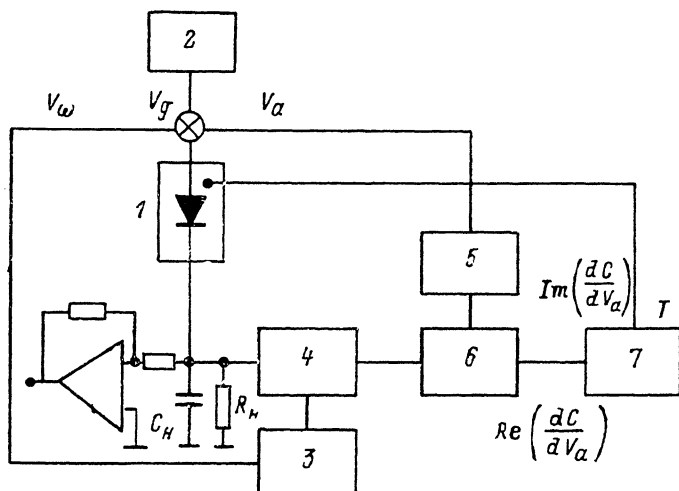


Рис. 1. Блок-схема МСГУ спектрометра.

1 — образец, 2 — источник постоянного смещения, 3 — высокочастотный генератор, 4, 6 — полосовые усилители с синхронными детекторами (Унирап-232В), 5 — генератор напряжения низкой частоты, 7 — двухкоординатный самописец.

электронным ловушкам $EL12$ и $EL2$, типичным для арсенида галлия, выращенного газовой фазой эпитаксией [3].

На рис. 3 показан профиль распределения концентрации глубокого центра $EL2$, найденный численной обработкой экспериментальных результатов для разных напряжений смещения согласно (10). Область определения данной

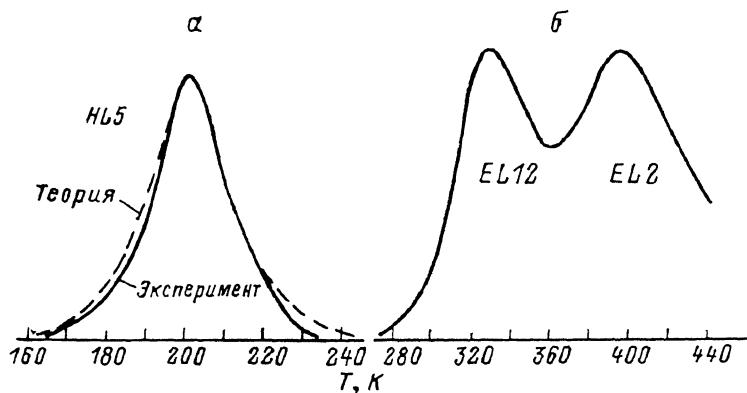


Рис. 2. Экспериментальные модуляционные спектры глубоких уровней в эпитаксиальных слоях арсенида галлия.

$\omega = 5 \cdot 10^5$, $\omega_a = 628$ рад/с; а — p -GaAs, $N_A = 10^{18}$ см⁻³; штрихи — теоретический спектр для центра $HL5$, рассчитанный в соответствии с (2), (5); б — n -GaAs, $N_D = 2 \cdot 10^{17}$ см⁻³, $V_g = 0.5$ В.

зависимости ограничена максимальной толщиной слоя обеднения, обусловленной эффектом «запирания» проводимости полупроводникового слоя на изоляторе [4, 5].

Другой вариант экспериментальной проверки метода был реализован в специализированном аналоговом измерителе. При этом в процессе измерения одновременно выделялись сигналы, пропорциональные емкости образца

C , а также действительной (4) и мнимой (5) компонентам производной от этой емкости по напряжению смещения. Далее производилась совместная аналоговая обработка (умножение, деление, возведение в степень) этих сигналов с целью получения непосредственно интересующих нас величин. Таким образом, при изменении напряжения V_g на одном выходе измерителя присутствовало,

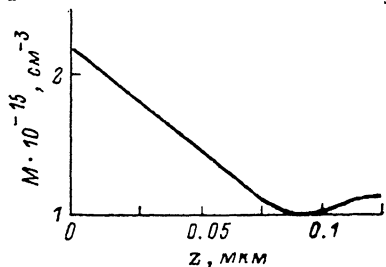


Рис. 3. Профиль распределения глубокого центра $EL2$ в эпитаксиальном слое n -GaAs, полученном газовой эпитаксией.

$d=0.25$ мкм.

напряжение, пропорциональное N_D в соответствии с соотношением (9). На другом выходе измерителя формировался сигнал

$$M'_j = \frac{a_j z_j}{W} M_j = \frac{A^2 \varepsilon_0 \varepsilon_s q}{C^2} \operatorname{Im} (dC/dV_a) N_D^2, \quad (12)$$

пропорциональный концентрации глубокого уровня. Калибровка измерительных каналов производилась с помощью тестовых кремниевых структур

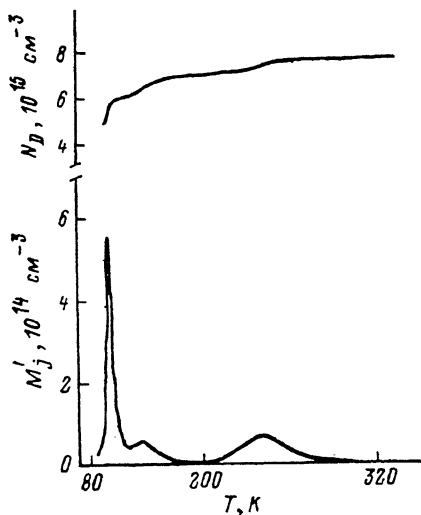


Рис. 4. Температурная зависимость сигналов, соответствующих измеряемым величинам N_D и M'_j в сверхрезком кремниевом p^+ - n -переходе, облученном электронами.

$V_g = -10$ В, $\omega = 6.28 \cdot 10^8$, $\omega_a = 565$ рад/с.

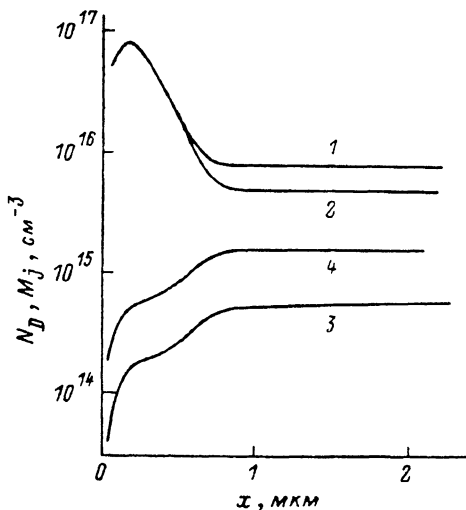


Рис. 5. Профили распределения примесей и ГУ в кремниевом p^+ - n -переходе.

1 — концентрация ионизированных центров в области пространственного заряда p^+ - n -перехода (290 К); 2 — распределение легирующей примеси $N_D(x)$ (77 К); 3 — распределение величины $M'_j(x)$ (92 К); 4 — распределение концентрации глубокого центра $A - M_j(x)$.

с пренебрежимо малой концентрацией ГУ и заведомо однородным по глубине распределением мелкой примеси.

Измерялись кремниевые сверхрезкие p^+ - n -переходы, облученные электронами с дозой $\sim 10^{15}$ см $^{-2}$. На рис. 4 показаны температурные зависимости величин N_D и M'_j , полученные с помощью аналогового измерителя. Ступенчатые изменения сигнала N_D по мере роста температуры обусловлены резкими изменениями безразмерных функций b_j (3) и означают последовательное подключение уровней радиационных дефектов, дающих вклад в действительную компоненту [член K_2 в соотношении (4)]. Этому соответствует пикообразный вид спектра M'_j , определяемый функциями a_j (2). Таким образом, при

измерении профиля мелкой примеси выбором необходимой температуры и частоты сигнала модуляции ω_a можно избежать ошибок, связанных с перезарядкой ГУ в образце. Измерение же концентрации самих ГУ и профиля их распределения по координате необходимо проводить при температуре, соответствующей максимуму отклика данного ГУ.

На рис. 5 в логарифмическом масштабе представлены профили распределения $N_D(x)$ для двух температур (кривые 1, 2) и $M'_j(x)$ (кривая 3). Кривая 2 представляет собой истинное распределение донорной примеси. Кривая 1 содержит отклик от перезарядки ГУ, определяемый их суммарной концентрацией. Зависимость $M'_j(x)$ записана при $T=92$ К, для которой на рис. 4 наблюдается хорошо выраженный пик. Время релаксации при данной температуре составляет $\tau_j(92 \text{ К})=1.98/\omega_a \approx 4$ мс. что типично для А-центра в облученном кремнии. Экспериментальные кривые 1—3 измерены в автоматическом режиме при пилообразном изменении напряжения V_g . Истинное распределение $M_j(x)$ (кривая 4) получено далее делением кривой 3 на коэффициент $a_j z_j / W$, который рассчитывается известным образом [1].⁴ Результирующий профиль А-центра хорошо совпадает с тем, что получено другими методами на аналогичных структурах [6].

В заключение отметим, что рассмотренный модуляционный метод как метод, позволяющий определять распределение глубоких уровней в полупроводниках, выигрывает перед методами DDLTS [7] по простоте реализации и тем, что измерения выполняются в квазиравновесных условиях. Сопутствующее определение профиля концентрации легирующей примеси и нечувствительность к активным утечкам барьерных структур обеспечивают преимущества модуляционного метода в сравнении с адмиттанс-спектроскопией.

Список литературы

- [1] Marchishin I. V., Ovsyuk V. N., Sevastianov S. V. // Phys. St. Sol. (a). 1988. V. 106. P. 153—166.
- [2] Mittonneau A., Martin G. M., Mircea A. // Electron. Lett. 1977. V. 13. N 22. P. 666.
- [3] Martin G. M., Mittonneau A., Mircea A. // Electron. Lett. 1977. V. 13. N 7. P. 191.
- [4] Русаков В. В., Травлев Г. Н. // Микроэлектрон. 1979. Т. 8. В. 2. С. 177—179.
- [5] Lehovec K. // Appl. Phys. Lett. 1974. V. 25. P. 279—283.
- [6] Marchishin I. V., Ovsyuk V. N., Sevastianov S. V. // Phys. St. Sol. (a). 1988. V. 106. P. 557—568.
- [7] Lefevre H., Schulz M. // Appl. Phys. 1977. V. 12. N 1. P. 45—53.

Институт физики полупроводников СО АН СССР
Новосибирск

Получена 15.03.1989
Принята к печати 5.06.1989