

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ АМПЛИТУДЫ ПИКА DLTS В КРЕМНИИ С ГЛУБОКИМИ ЦЕНТРАМИ

Антонова И. В., Шаймеев С. С.

Рассмотрены физические процессы, приводящие к зависимости амплитуды пика DLTS от температуры в кремнии с глубокими центрами, а именно: 1) наличие конкурирующего процесса выброса носителей в зону; 2) температурная зависимость сечения захвата носителей заряда на глубокие уровни (ГУ); 3) существенный вклад переходного слоя на границе между обедненной и квазинейтральной областями диода при работе с малыми напряжениями обратного смещения или высокой концентрации ГУ; 4) наличие нескольких центров с близкими значениями энергий уровней; 5) высокое омическое сопротивление в базовой цепи диода; 6) локально-неоднородное распределение ГУ по объему кристалла. Обсуждается возможность с помощью проведения дополнительных экспериментов определить вклад перечисленных выше причин в наблюдаемый эффект. Для случая локально-неоднородного распределения глубоких уровней анализ температурной зависимости амплитуды сигнала DLTS дает возможность определить параметры заданной функции распределения ГУ в локальном скоплении (ЛС).

Широкое применение емкостных методов для исследования электрофизических параметров центров с глубокими уровнями в запрещенной зоне полупроводниковых материалов требует дальнейшего развития соответствующей методологии, используемой при интерпретации экспериментальных результатов. В ряде работ [1-7], где применялся метод DLTS для исследования глубоких уровней, обращается внимание на наличие температурной зависимости амплитуды пика DLTS, несмотря на то что выбор соответствующих временных параметров установки ($t_2/t = \text{const}$) [8] должен гарантировать отсутствие такой зависимости. В данной работе проводится анализ физических процессов, приводящих к зависимости высоты пика DLTS от температуры измерения. Для определенности рассмотрим $p^+ - n$ -переход, содержащий один тип равномерно распределенных глубоких центров с концентрацией N_r (причем $N_r < N_D$, где N_D — концентрация мелкой легирующей примеси в базе). На рис. 1 изображена качественная зонная диаграмма $p^+ - n$ -перехода без обратного смещения (а) и при отрицательном напряжении U (б), приложенном к $p^+ - n$ -переходу. Как известно [8], в процессе DLTS-измерений происходит периодическое переключение напряжения, приложенного к $p^+ - n$ -переходу, от U до 0 В на время τ_s , в течение которого носители заряда захватываются на глубокие уровни. При этом доля зарядившихся за время τ_s ГУ дается выражением

$$\delta = \frac{\int_{h_0}^h N^- dx}{\int_{h_0}^h N dx} = \frac{1}{(h - h_0)} \int_{h_0}^h \frac{W_s dx}{W_s + W_B} (1 - \exp(-(W_s + W_B)\tau_s)), \quad (1)$$

где N^- и N — концентрация заряженных ГУ и их полная концентрация, W_s и W_B — скорости захвата и термоэмиссии с ГУ в зону проводимости носителей заряда, h и h_0 — глубина области пространственного заряда (ОПЗ) при приложенном к $p^+ - n$ -переходу напряжении U и без него соответственно. Скорость захвата на ГУ определяется сечением захвата σ_n , тепловой скоростью V_T и концентрацией свободных носителей заряда n

$$W_s = \sigma_n V_T n, \quad (2)$$

n можно считать постоянной и равной концентрации свободных носителей n_0 в нейтральной области полупроводника за исключением λ -области (рис. 1), где n есть функция потенциала

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{U(x)}{kT}\right), \quad (3)$$

где $U(x)$ — потенциал, зависящий от расстояния до $p^+ - n$ -перехода. Скорость термоэмиссии с ГУ носителей заряда зависит от глубины залегания ГУ в запрещенной зоне:

$$W_B = \sigma_p V_T N_c \exp\left(-\frac{E_T}{kT}\right), \quad (4)$$

N_c — плотность состояний в зоне проводимости, E_T — положение ГУ в запрещенной зоне, k — постоянная Больцмана, T — температура.

Если во всем использованном температурном интервале $\delta \cong 1$, то зависимость высоты пика DLTS от T будет отсутствовать. Экспериментально это реализуется при выполнении следующих условий в квазинейтральной области:

$$W_s \gg W_B, \quad (5)$$

$$(W_s + W_B) \tau_s \gg 1, \quad (6)$$

$$\lambda \ll h. \quad (7)$$

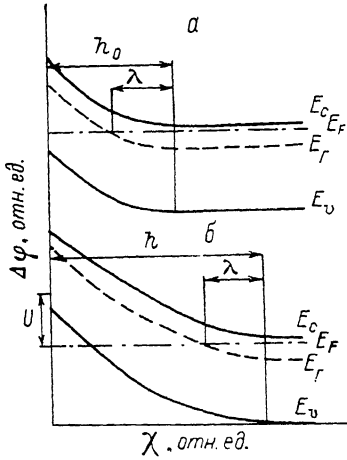


Рис. 1. Изгиб энергетических зон в базе $p^+ - n$ -перехода без смещения (а) и при обратном смещении U (б).

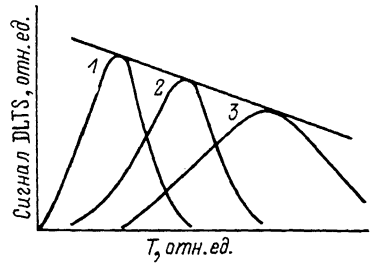


Рис. 2. Пики DLTS, снятые при разных значениях временного окна t_1 и t_2 ($t_2/t_1 = \text{const}$) $t_1^1 > t_1^2 > t_1^3$.

В случае невыполнения одного (или нескольких) из условий (5)–(7) доля заряженных ГУ δ будет меньше 1. Рассмотрим возможные частные случаи, когда $\delta < 1$.

а) Если не выполняется условие (5), т. е. $W_s \approx W_B$, то в этом случае $\delta \sim \frac{W_s}{W_s + W_B}$, а так как скорость выброса сильно зависит от температуры (4), то δ будет уменьшаться по мере увеличения $T_{наб.}$ (рис. 2). Экспериментально этот случай реализуется, например, при исследовании полупроводниковых приборов с относительно высокой степенью компенсации при фотоемкостных измерениях [1]. Характерной особенностью данного случая является зависимость эффекта от интенсивности освещения I (так как $W_s \sim n \sim I$) [1] (рис. 3, а), что и позволяет достаточно однозначно идентифицировать данную ситуацию.

б) Если не выполняется условие (6), т. е. $(W_s + W_B) \tau_s \leq 1$, то доля заряженных ГУ $\delta \sim W_s \tau_s < 1$ и будет отслеживать температурную зависимость скорости заполнения (2) (при $\tau_s = \text{const}$). В литературе известны случаи, когда σ_n зависит от температуры как T^{-n} или более сильно $\sigma_n \sim \exp(E_a/kT)$ [3], и, следовательно, в этих случаях также будет наблюдаться температурная зависимость амплитуды пика DLTS. Увеличение длительности заполняющего импульса τ_s позволяет добиться выполнения условия (6) (или по крайней мере приблизиться к нему), что в свою очередь приведет к уменьшению или даже исчезновению температурной зависимости δ (рис. 3, б).

в) Если несправедливо условие (7), т. е. $h \cong \lambda$ [4], то в перезарядке участвуют в основном ГУ, сосредоточенные в переходной области λ (рис. 1), где концентрация носителей заряда $n < n_0$ (3), а уровень Ферми лежит вблизи нескольких kT от положения ГУ в запрещенной зоне, т. е. в области $\sim \lambda$ выполняется соотношение $W_s \sim W_B$, и, следовательно, справедливы все соображения, приведенные при рассмотрении п. а). Однако в отличие от п. а) идентифицировать данную ситуацию можно путем повышения величины обратного смещения, что приводит к увеличению размера ОПЗ и соответственно к уменьшению вклада ГУ, сосредоточенных в λ -слое, в общий сигнал и (1), таким образом, позволяет уменьшить (или даже полностью исключить) зависимость δ от температуры (рис. 3, б).

Ряд авторов (см., например, [6]) связывает зависимость $\delta(T)$ с наличием нескольких центров с близкими значениями энергий уровней в запрещенной зоне. Действительно, вклад каждого отдельного уровня в суммарный сигнал DLTS при разных температурах наблюдения будет различен, так как изменяется расстояние между пиками от отдельных уровней. В этом случае уменьшение $\beta = t_2/t_1$ приведет к изменению формы пика DLTS и, в принципе, позволит разделить суммарный пик на пики, связанные с отдельными дефектами, так как уменьшение β повышает разрешающую способность метода.

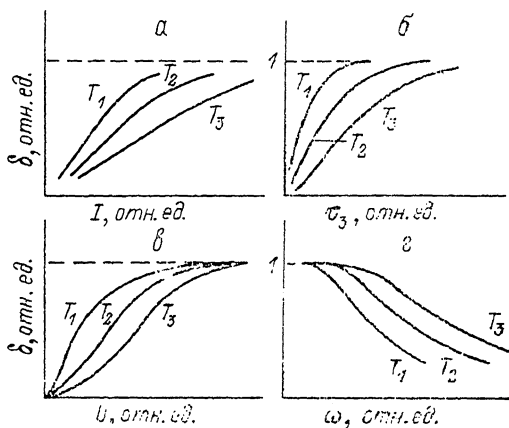


Рис. 3. Зависимости доли заряженных ГУ от заполняющего светового импульса I (а), длительности заполняющего импульса τ_3 (б), величины обратного смещения U (в) и несущей частоты ω (г) при разных температурах ($T_1 < T_2 < T_3$).

К возникновению температурной зависимости амплитуды пика DLTS [даже в случае выполнения условий (5–7)] приводит наличие высокого омического сопротивления R_0 в базовой цепи диода [5], так как последнее сильно меняется с температурой. Эффект, обусловленный высоким сопротивлением базы, можно идентифицировать путем изменения несущей частоты ω сигнала (рис. 3, г), используемого при измерениях (действительно, амплитуда высокочастотного сигнала пропорциональна $\frac{\omega C}{\sqrt{1 + \omega^2 R_0^2 C^2}}$ [9], где C — емкость диода).

Как показал проведенный выше анализ, во всех случаях равномерного распределения ГУ можно выявить физические причины, приводящие к возникновению температурной зависимости сигнала DLTS, и путем изменения условий проведения экспериментальных исследований, в принципе, добиться независимости величины пика DLTS от температуры наблюдения.

Особый интерес представляет случай локально-неоднородного распределения центров с ГУ. Как было показано в [7], наличие неоднородного распределения приводит к местному искривлению энергетических зон в окрестностях локального скопления центров (ЛС) в квазинейтральном объеме полупроводникового материала, т. е. для каждого ЛС также можно ввести понятие λ -области, где не выполняется условие (5), что в свою очередь и приводит к появлению температурной зависимости δ . Так как, как правило, характерный размер отдельной области R_0 много меньше области пространственного заряда h , то сигнал DLTS соответственно складывается из большого числа отдельных локальных скоплений в отличие от равномерного распределения ГУ и никакими дополнительными экспериментами не удастся избавиться от температурной зависимости сигнала DLTS.

Представляет интерес исследовать зависимость величины этого эффекта от параметров, характеризующих ЛС (полное число дефектов в одном ЛС M_0 ,

характерный размер области R_0 и глубина залегания ГУ E_c), а также от вида распределения ГУ в локальной области. Выражения, связывающие δ и параметры скопления, приведены в работе [7]. Результаты расчета, представленные на рис. 4, позволяют выявить общие закономерности зависимости доли заряженных ГУ от параметров M_0 (а), R_0 (б) и E_c (в); уменьшение M_0 или увеличение R_0 приводит к более слабой зависимости δ (T). Аналогичный эффект наблюдается и при уменьшении глубины залегания уровня в запрещенной зоне. На рис. 5 приведены зависимости δ (T) для дефектов с положением уровня в запрещенной зоне $E_c = -0.4$ эВ при разных функциях их распределения в ЛС. В качестве возможных функций распределения были взяты $f_1 = \frac{1}{(2\pi R_0^2)^{1.5}} \times \exp(-R^2/2R_0^2)$ (кривая 1), $f_2 = \frac{1}{8\pi R_0^3} - \exp(-R/R_0)$ (2), $f_3 = \frac{3}{4\pi R_0^3}$ при $r \leq R_0$ и $f_3 = 0$ при $r > R_0$ (3) и $f_4 = \frac{3}{\pi R_0^3} - (1 - R/R_0)$ (4) (см. вставку на рис. 5). R_0 при рас-

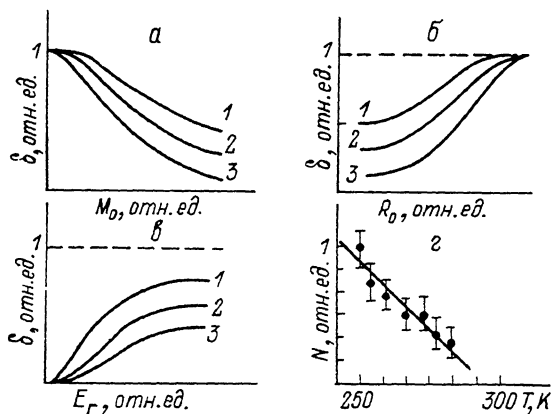


Рис. 4. Зависимости доли заряженных ГУ, локализованных в скоплении δ , от полного числа дефектов в скоплении M_0 (а), характерного размера R_0 (б), глубины залегания уровня в зоне E_c (в) и изменение доли заряженных дивакансий в нейтронно-облученном кремнии от температуры наблюдения пика DLTS (г).

Параметром на рисунке является температура ($T_1 < T_2 < T_3$).

четах оставалось постоянным, а M_0 выбиралось так, чтобы обеспечивать постоянной максимальной концентрацией дефектов в центре для всех указанных выше функций распределения ГУ в ЛС. Сравнение результатов расчета с экспериментом [на рис. 4, г приведена экспериментальная зависимость доли заряженных дивакансий (уровень $E_c = -0.39$ эВ), сосредоточенных в разупорядоченных областях в кремнии, облученном нейтронами высоких энергий] не позволяет определить вид функции распределения ГУ в ЛС из-за относительно небольшого интервала изменения температуры наблюдения пика DLTS при проведении эксперимента. В то же время, задавшись видом распределения ГУ в ЛС, однозначно и с хорошей точностью можно рассчитать параметры скопления R_0 и M_0 .

Таким образом, температурная зависимость амплитуды сигнала DLTS может быть связана с: 1) наличием конкурирующего процесса выброса носителей в зону; 2) температурной зависимостью сечения захвата носителей заряда на ГУ; 3) существенным вкладом переходного слоя на границе между обедненной и квазинейтральной областями диода при работе с малыми напряжениями обратного смещения или высокой концентрации ГУ; 4) наличием нескольких центров с близкими значениями энергий уровней; 5) высоким омическим сопротивлением в базовой цепи диода; 6) локально-неоднородным распределением ГУ по объему кристалла. Проведение дополнительных экспериментов позволяет однозначно интерпретировать полученные результаты. В случае ло-

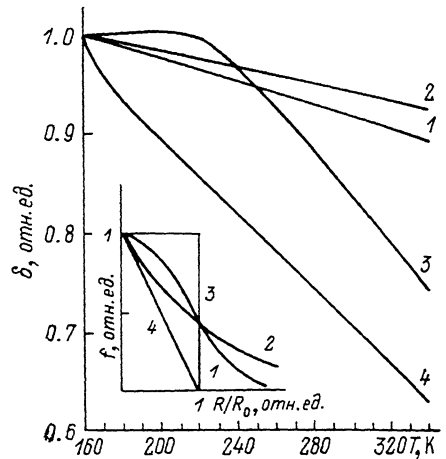


Рис. 5. Зависимость доли заряженных ГУ, локализованных в скоплении δ , от T наблюдения для разных функций распределения ГУ при параметрах ЛС: $E_c = 0.4$, $R_0 = 100$ Å.

На вставке приведены соответствующие функции распределения.

кально-неоднородного распределения глубоких уровней анализ температурной зависимости амплитуды сигнала DLTS дает возможность определить параметры заданной функции распределения ГУ в ЛС.

Авторы благодарны В. А. Стучинскому за конструктивное обсуждение работы и А. В. Васильеву за интерес к работе.

Список литературы

- [1] Астрова Е. В., Лебедев А. А. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 3. С. 549—552.
- [2] Griado J., Gomes A., Calleja E., Munoz E. // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 52. N 8. P. 660—661.
- [3] Lee W. J., Borrego J. M. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. N 11. P. 5357—5362.
- [4] Rochet P. I., Peaker A. R. // Electron. Lett. 1981. V. 17. N 22. P. 838—839.
- [5] Астрова Е. В., Лебедев А. А. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 8. С. 1382—1385.
- [6] Poggi A., Merli M., Susi E., Angelucci R., Sargo A. // Phys. St. Sol. (a). 1990. V. 121. P. K135—K139.
- [7] Антонова И. В., Васильев А. В., Панов В. И., Шаймеев С. С. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 6. С. 998—1003.
- [8] Lang D. V. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 7. P. 3023—3032.
- [9] Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. М., 1973. 655 с.

Институт физики полупроводников
СО АН СССР
Новосибирск

Получена 14.12.1990
Принята к печати 9.01.1991