

НОВЫЙ СПОСОБ ОБРАБОТКИ СПЕКТРОВ DLTS

Астрова Е. В., Лебедев А. А.

Предлагается новый способ обработки спектров DLTS, записанных с разными окнами скоростей эмиссии. Для нахождения температурной зависимости постоянной времени термоэмиссии θ от температуры в отличие от обычно используемых значений этой величины в максимуме пиков применяют точки пересечения кривых друг с другом. Для экспоненциальных сигналов релаксации, характерных для дискретного глубокого уровня, рассчитаны значения θ в точках пересечения пиков DLTS, записанных с разными t_1 при фиксированном отношении t_2/t_1 . Помимо увеличения числа используемых точек способ позволяет корректно определить параметры глубокого уровня из спектров DLTS с высотой пика, зависящей от температуры. Применение способа иллюстрируется на примере глубокого уровня термодефекта в кремнии.

Традиционная процедура извлечения информации из семейства сигналов DLTS, записанных при разных окнах скоростей эмиссии, состоит в получении зависимости Аррениуса путем определения температурного положения максимумов пиков. Так, для семейства, записанного с разными t_1 , но при фиксированном отношении $t_2/t_1 = a = \text{const}$, постоянная времени релаксации в максимумах равна $\theta_m = t_1(a-1)/\ln a$, а высота пиков $S_m = (1-a^{-1})/a^{1/(a-1)}$ [1]. Очевидно, что использование в качестве характерных точек с известными θ только максимумов позволяет извлечь лишь небольшую долю информации, содержащейся в записанном семействе, и обусловлено простотой расчета постоянной времени в максимуме. Несложно также найти величины θ и для других характерных точек семейства, например для точек пересечения кривых друг с другом.

Для двух кривых DLTS, записанных при окнах t_1 и bt_1 ($a = \text{const}$), высота сигнала в точке пересечения одинакова

$$\exp\left(-\frac{t_1}{\theta_c}\right) - \exp\left(-\frac{at_1}{\theta_c}\right) = \exp\left(-\frac{bt_1}{\theta_c}\right) - \exp\left(-\frac{bat_1}{\theta_c}\right),$$

где θ_c — постоянная времени термоэмиссии в точке пересечения. Значения θ_c в единицах t_1 , полученные путем решения этого трансцендентного уравнения для разных значений a и b , приведены в табл. 1, а соответствующие им относительные величины сигнала S — в табл. 2. (Для сравнения во второй строке обеих таблиц приведены величины θ и S в максимуме пика). Общее количество точек пересечения в семействе равно числу сочетаний из n по два $C_n^2 = 0.5n(n-1)$, где n — число использованных окон t_1 . Отсюда следует, что объем информации, извлекаемый из экспериментальных кривых с помощью точек пересечения, существенно возрастает. Например, при $n=3$ к трем значениям θ в максимумах добавляется еще три значения в точках пересечения, при $n=4$ — еще 6 дополнительных значений, при $n=10$ — еще 45. Очевидно, что построенный на основе большего количества точек график Аррениуса $\lg \theta = f(1/T)$ или $\lg \theta T^2 = f(1/T)$ позволяет повысить точность определения энергии ионизации и сечения захвата глубокого центра.

Наиболее важным преимуществом предлагаемого способа является возможность просто и корректно обрабатывать спектры DLTS с переменной высотой пика. Такое семейство, записанное при $a = \text{const}$, получается, если амплитуда релаксационного процесса термоэмиссии носителей изменяется с температурой

$A(T) [1 - \exp(-t/\theta)]$. Причины появления температурно-зависимого множителя $A(T)$ могут быть различными, например различная степень заполнения центра носителями перед началом регистрируемого релаксационного процесса при разной температуре в результате процесса обмена носителями с обеими разрешенными зонами [2], температурной зависимости сечения захвата [3] наличия конкурирующего процесса выброса носителей в зону [4]. Темпера-

Таблица 1

Постоянная времени в точке пересечения кривых DLTS, записанных при окнах t_1 и bt_1 в единицах t_1

b	a				
	2	3	4	6	10
$\theta_m = \frac{a-1}{\ln a}$	1.44	1.82	2.16	2.79	3.91
2	2.08	2.62	3.10	3.98	5.54
2.5	2.35	2.96	3.50	4.48	6.21
4	3.10	3.88	4.55	5.78	7.94
5	3.55	4.43	5.21	6.54	8.93
10	5.55	6.84	7.94	9.84	12.99
20	8.91	10.80	12.41	15.04	19.23
25	10.44	12.62	14.39	17.33	21.98
40	14.70	17.57	19.87	23.36	29.24
50	17.35	20.62	23.20	27.36	33.70
100	29.41	34.40	38.23	44.25	53.19
200	50.76	58.55	64.31	73.10	86.06

Таблица 2

Относительная высота сигнала DLTS в точке пересечения кривых, записанных при окнах t_1 и bt_1

b	a				
	2	3	4	6	10
$S_m = \frac{1-a^{-1}}{a^{1/(a-1)}}$	0.250	0.385	0.472	0.582	0.697
2	0.236	0.365	0.449	0.556	0.670
2.5	0.226	0.350	0.432	0.538	0.651
4	0.200	0.311	0.388	0.487	0.598
5	0.185	0.290	0.361	0.459	0.568
10	0.138	0.219	0.277	0.360	0.463
20	0.095	0.154	0.198	0.265	0.355
25	0.083	0.135	0.176	0.237	0.321
40	0.061	0.102	0.133	0.183	0.256
50	0.053	0.088	0.116	0.161	0.227
100	0.032	0.055	0.074	0.104	0.153
200	0.019	0.033	0.045	0.065	0.098

турная зависимость амплитуды может появиться за счет изменения ширины переходного слоя на границе между обедненной и квазинейтральной областями диода при работе с малыми напряжениями обратного смещения или высокой концентрацией глубоких центров [5, 6], а также при наличии высокого сопротивления в базовой цепи диода, если это сопротивление изменяется с температурой [7]. Соответственно в каждом случае вид функции $A(T)$ различен. Релаксация емкости при высокой концентрации глубоких центров в последних двух случаях отличается от закона экспоненты, что делает неприменимым обработку по точкам пересечения. Однако этот способ применим, если запись спектров производится в режиме постоянной емкости [8].

Наличие температурно-зависимого амплитудного множителя приводит не только к изменению высоты пиков в процессе варьирования t_1 при неизменном a , но и к искажению формы сигналов DLTS и смещению максимумов по температурной шкале [в сторону высоких T для возрастающих функций $A(T)$ и в сторону низких — для убывающих]. Обработка таких спектров традиционным методом по положению максимумов некорректна и требует введения поправок, усложняющих расчеты и требующих знания функции $A(T)$, которая чаще всего неизвестна. Предлагаемый способ прост, удобен и для его применения не требуется знать $A(T)$.

Запишем сигнал DLTS с переменной высотой пиков $S'(T)$ в виде произведения $S'(T) = A(T) S(T)$, где $S(T)$ — сигнал для экспоненциального процесса с постоянной амплитудой. Тогда для двух пересекающихся кривых $S'_1(T)$ и $S'_2(T)$ в точке пересечения $T_c S'_1(T_c) = S'_2(T_c)$ или

$$A(T_c) S_1(T_c) = A(T_c) S_2(T_c). \quad (1)$$

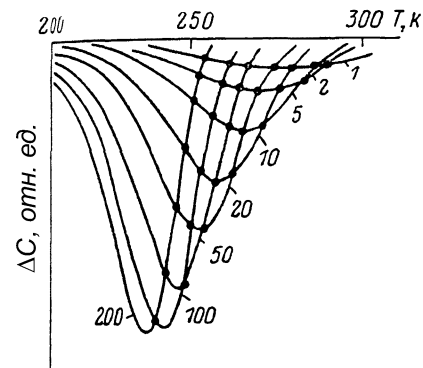


Рис. 1. Семейство кривых DLTS от температуры термодефекта в p -Si, записанное в окнах t_1 , мс (цифры у кривых).

$$a = t_2/t_1 = 3.$$

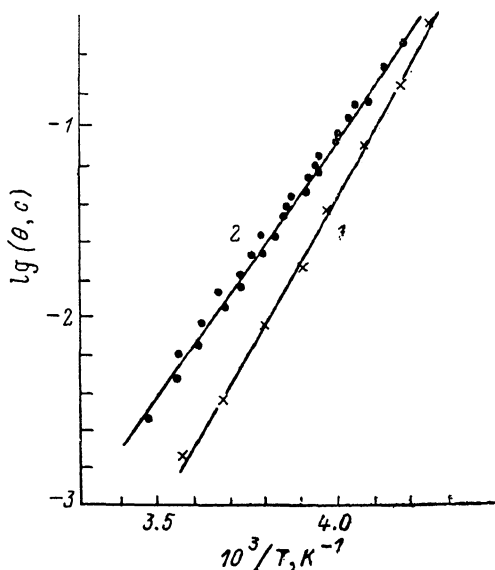


Рис. 2. Зависимости $\lg \theta = f(1/T)$, полученные из семейства кривых DLTS рис. 1 в результате различных обработок.

Обработка: 1 — традиционным способом (по положению максимумов), $E_t = 0.69$ эВ; 2 — предлагаемым способом (по точкам пересечения кривых), $E_t = 0.54$ эВ.

Поскольку амплитудный множитель в точке пересечения для обеих кривых одинаков, из (1) следует равенство немодулированных сигналов $S_1(T_c) = S_2(T_c)$. Таким образом, пересечение кривых DLTS в семействе с переменной высотой пика происходит при той же температуре (тех же значениях θ), что и в соответствующем семействе немодулированных по амплитуде кривых. Это позволяет использовать расчетные значения θ (табл. 1) для точек пересечения экспериментальных кривых.

На рис. 1 изображено семейство кривых, полученное от ловушки неосновных носителей термодефекта $E_t = E_c - 0.54$ эВ в кремниевом диоде Шоттки с p -базой. Заполнение центра электронами осуществлялось в слое объемного заряда потоком электронов, создававшихся путем освещения базовой области импульсами собственного света [9]. При этом в силу низкой концентрации электронов Δn скорость заполнения центра $\theta_f^{-1} = \sigma_n v_n \Delta n$ оказывалась одного порядка со скоростью термического возбуждения в зону $\theta^{-1} = \sigma_n v_n N_c \exp(-E_t/kT)$, где σ_n и v_n — сечение захвата и тепловая скорость электронов, N_c — плотность состояний в зоне проводимости. Стационарная степень заполнения уровня m/M является функцией температуры и обуславливает появление температурно-зависимого множителя $A(T) = m/M = [1 + \theta_f/\theta(T)]^{-1}$ [10]. На рис. 2 показаны зависимости Аррениуса $\lg \theta = f(1/T)$, полученные путем обработки этого спектра двумя различными способами: по температурному положению максимумов и по точкам пересечения кривых. Только второй способ позволяет

получить значения энергии ионизации и сечения захвата $E_i=0.54$ эВ и $\sigma_n = 10^{-15}$ см², совпадающие с известными параметрами этого центра [11].

При известной функциональной зависимости $A(T)$ способ позволяет также определить концентрацию глубоких центров. Если $A(T)$ зависит от некоторого постоянного параметра $p \neq f(T)$, то последний можно найти из уравнения

$$\frac{S'_2(\theta_{12})}{S'_2(\theta_{23})} = \frac{A(\theta_{12}) S_2(\theta_{12})}{A(\theta_{23}) S_2(\theta_{23})}, \quad (2)$$

где использованы две точки пересечения с постоянными θ_{12} и θ_{23} от трех кривых S'_1 , S'_2 и S'_3 . Левая часть уравнения (2) определяется из эксперимента, отношение $S_2(\theta_{12})/S_2(\theta_{23})$ находится с помощью табл. 2. Рассчитав амплитудный множитель для одной из этих точек, например $A(\theta_{12})$, легко найти $S'_2(\theta_{12}) = A(\theta_{12})S_2(\theta_{12})$, т. е. узнать, какую долю от полного приращения емкости составляет сигнал в точке пересечения. Применительно к спектру рис. 1 было найдено, что $p = \theta_j = 30$ мс, а концентрация глубокого центра составляет 10^{13} см⁻³.

Список литературы

- [1] Lang D. V. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 7. P. 3023—3032.
- [2] Lee W. J., Borrego J. M. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. N 11. P. 5357—5362.
- [3] Criado J., Gomez A., Calleja E., Munoz E. // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 52. N 8. P. 660—661.
- [4] Астрова Е. В., Воронков В. Б., Лебедев А. А. // Тез. докл. XI Всес. конф. по физике полупроводников. Кишинев, 1988. Т. 3. С. 33—34.
- [5] Rocket P. I., Peaker A. R. // Electron. Lett. 1981. V. 17. N 22. P. 838—839.
- [6] Астрова Е. В., Лебедев А. А. // Ст. деп. в ЦНИИ «Электроника». М., 1985. № Р-4019
- [7] Астрова Е. В., Лебедев А. А., Лебедев А. А. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 8. С. 1382—1385
- [8] Астрова Е. В., Лебедев А. А. // Препринт ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР. Л., 1989 № 1333.
- [9] Берман Л. С., Лебедев А. А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л., 1981. 175 с.
- [10] Астрова Е. В., Воронков В. Б., Лебедев А. А. // Препринт ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР. Л., 1989. № 1334.
- [11] Астрова Е. В., Воронков В. Б., Козлов В. А., Лебедев А. А., Экке В. // Препринт ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР. Л., 1987. № 1161.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 12.09.1989
Принята к печати 14.11.1989