

- [1] Пономарев Я. Г., Судаков М. В. // Матер. VII Всес. симп. Львов, 1986. Ч. 2. С. 164—166.
 [2] Брандт Н. Б., Германн Р., Голышева Г. И. и др. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. В. 6. С. 2152—2169.
 [3] Muntyanu F. M., Kistol V. G., Popov I. A. // Phys. St. Sol. (b). 1988. V. 148. P. K37—K40.
 [4] Алексеева В. Г., Заец Н. Ф., Кудряшов А. А., Ормонт А. В. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 12. С. 2243—2246.
 [5] Брандт Н. Б., Голышева Г. И., Нгуен Минь Тху и др. // ФНТ. 1987. Т. 13. В. 11. С. 1209—1212.
 [6] Лифшиц Н. М. // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. В. 5. С. 1569—1576.
 [7] Брандт Н. Б., Свистова Е. А., Валеев Р. Г. // ЖЭТФ. 1968. Т. 55. В. 2 (8). С. 469—485.
 [8] Азбель М. Я., Брандт Н. Б. // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. В. 3. С. 1206—1209.
 [9] Брандт Н. Б., Свистова Е. А., Каширский Ю. Г., Лынько Л. В. // ЖЭТФ. 1969. Т. 56. В. 1. С. 65—72.
 [10] Брандт Н. Б., Свистова Е. А., Семенов М. В. // ЖЭТФ. 1970. Т. 59. В. 2. С. 434—444.
 [11] Fenton E. W., Jan J.-P., Karlsson A. // J. Low Temp. Phys. 1970. V. 3. N 2. P. 147—174.
 [12] Gitsu D. V., Muntyanu F. M. // Phys. St. Sol. (b). 1984. V. 124. P. K87—K91.

Институт прикладной физики
 АН Молдовы
 Кишинев

Получено 23.05.1990
 Принято к печати 15.08.1990

ФТП, том 24, вып. 12, 1990

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЭНЕРГИИ ИОНИЗАЦИИ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ ИЗ ДАННЫХ DLTS

Вывенко О. Ф., Базлов Н. В., Целищев С. Л.

Одним из самых распространенных методов экспериментального определения энергии термической ионизации и сечения захвата носителей заряда глубоких уровней (ГУ) в низкоомных полупроводниках является метод нестационарной емкостной спектроскопии (DLTS) [1]. В этом методе глубокие центры периодически заполняются носителями заряда, а кинетика процесса их термоопустошения анализируется непрерывно во время температурного сканирования посредством аналоговой или цифровой корреляционной процедуры, состоящей в перемножении сигнала релаксации с некоторой весовой функцией и последующем интегрировании.

Отношение τ/T_c
 при различных значениях Θ и N

N	τ/T_c		N	τ/T_c	
	$\Theta = 1$	$\Theta = 2$		$\Theta = 1$	$\Theta = 2$
2	0.567	—	6	1.023	0.586
3	0.703	0.300	8	1.199	0.726
4	0.821	0.414	16	1.762	1.147
5	0.926	0.506			

Энергия термической ионизации уровня и эффективное сечение захвата носителей заряда определяются из температурной зависимости постоянной времени релаксации $\tau(T)$. Последняя обычно рассчитывается в температурных точках максимумов нескольких кривых DLTS, которые получены при различных значениях параметров весовой функции P . Формулы расчета τ выводятся из условия экстремальности теоретической зависимости величины выходного сигнала $S(\tau, P)$ и содержат амплитудный множитель, температурная зависимость которого является априори неизвестной.

Недавно Астрова и Лебедев [2] предложили определять набор значений τ по температурным точкам пересечения кривых DLTS. В таких точках величины сигналов DLTS равны, и поэтому температурная зависимость амплитудного множителя не входит в окончательные формулы расчета τ . Очевидно, что амплитудный множитель не будет входить в окончательное выражение для расчета τ и при произвольном соотношении сигналов Θ при данной температуре:

$$\Theta = S(\tau, P_1)/S(\tau, P_2). \quad (1)$$

Таким образом, соотношение (1) может быть использовано при обработке одиночных линий DLTS как альтернатива условию экстремальности $S(\tau, P)$ для любого из видов весовой функции. В работе [2] в качестве коррелятора сигнала использовался двухимпульсный интегратор (double-boxcar). В этом случае при вычислении τ для каждого значения Θ необходимо численно решать соответствующее трансцендентное уравнение.

В настоящей работе мы применили условие (1) для определения τ с другой корреляционной процедурой, которая также часто используется в методе DLTS, — процедурой синхронного детектирования (СД). Как будет показано, условию изотермичности в этом случае соответствует алгебраическое уравнение, которое при подходящем выборе параметров измерений имеет аналитическое решение, что позволяет, в частности, построить график Аррениуса из соотношения сигналов двух кривых DLTS.

В идеальном случае весовая функция СД — меандр с периодом $2T_c$. Кроме того, во избежание искажений, связанных с перегрузкой входных цепей емкостного моста, в корреляционную процедуру не включается начальный участок сигнала релаксации емкости длительностью G после окончания заполняющего импульса. Форма линии DLTS описывается формулой

$$S(\tau, T_c, G) = A(T) \exp(-G/\tau) [1 - \exp(-T_c/\tau)]^2 \tau/T_c. \quad (2)$$

Если в процессе измерений использовать кратные частоты опорного сигнала, т. е.

$$T_{c1}/T_{c2} = N, \quad (3)$$

N — целое число, то, подставляя в выражение (1) явный вид зависимости $S(\tau, T_c, G)$ по формуле (2) с использованием условия (3), получаем уравнение

$$1 + y + y^2 + \dots + y^{N-1} = (\Theta/N)^{1/2}, \quad (4)$$

где $y = \exp(-T_c/\tau)$. Значения τ вычисляются как

$$\tau = T_c / \ln y(\Theta, N), \quad (5)$$

где $y(\Theta, N)$ — решение уравнения (4).

В таблице приведены значения отношений τ/T_c , полученные численным решением уравнения (4) для точек пересечения кривых DLTS ($\Theta=1$) и для точек, в которых соотношение сигналов равно 2 ($\Theta=2$).

Для $N=2$ уравнение (4) имеет простое аналитическое решение, и τ может быть вычислено по формуле

$$\tau = -T_{c2} / \ln(\sqrt{2/\Theta} - 1). \quad (6)$$

Использование этой формулы позволяет построить зависимость $\tau(T)$ как по точкам пересечений семейства линий DLTS, записанных при последовательном удвоении периода опорного сигнала, так и из отношения сигналов Θ любой пары соседних кривых.

Формула (2) описывает форму линий для корреляционной весовой функции в виде идеального меандра, что легко реализуется при цифровой обработке сигналов. В аналоговом СД весовая функция в общем случае отличается от идеальной, поскольку она образуется наложением меандра опорного сигнала с периодом T_c следования заполняющих импульсов и временных интервалов $t_p + G$, в течение которых выходной сигнал моста равен нулю (t_p — длительность заполняющих импульсов). Поэтому форма линии зависит от t_p , G , а также от выбора начальной фазы опорного сигнала. Как было показано в работе [3], изменение в установке начальной фазы в пределах $t_p + G$ может приводить к ошибке в определении $E_i \sim 10\%$. Для того чтобы избежать этой ошибки, мы предлагаем фазу опорного сигнала устанавливать ровно в середине промежутка $t_p + G$. В этом случае весовая функция симметризуется и можно пользоваться формулой (2), в которую вместо T_c следует подставить $T_c - (t_p - G)^{-2}$.

В качестве примера применения описанной процедуры обработки спектров мы приводим результаты измерений диодов Au—n-ZnSe ($n=3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$), содержащих дефекты анион-вакансионного типа, которые имеют активационный характер зависимости сечения захвата электронов от температуры. Спектры DLTS были получены на установке, описанной в [4]. Как видно из рис. 1, амплитуда линий DLTS сильно варьируется при изменении температуры, что связано с неполным заполнением уровней в течение t_p .

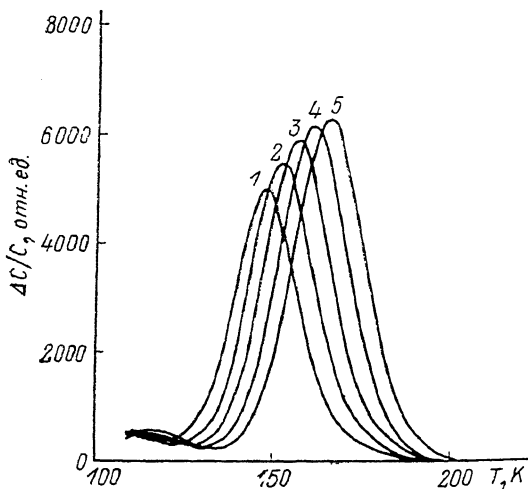


Рис. 1. Семейство кривых DLTS для глубокого уровня с температурно зависимым сечением захвата в монокристаллах ZnSe.

Частота опорного сигнала $f=1/T_c$, Гц: 1 — 2.0, 2 — 4.0, 3 — 8.0, 4 — 16.0, 5 — 32.0.

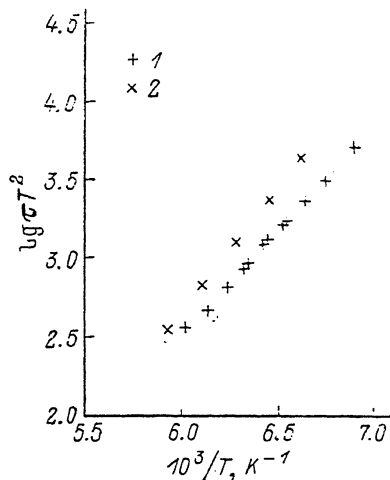


Рис. 2. Графики Аррениуса, построенные в результате обработки спектров рис. 1.

Обработка спектров: 2 — традиционным способом (по температурному положению максимумов), 1 — по изотемпературному отношению сигналов.

На рис. 2 представлены плоты Аррениуса, построенные из спектров рис. 1 по термическому положению максимумов и по измерениям изотермических отношений величин сигналов Θ , полученных с помощью значений τ/T_c из таблицы и формулы (5). Результаты обработки по методу наименьших квадратов для традиционного способа определения $\tau(T)$ дают значение энергии термической ионизации $E_c - E_t = (0.30 \pm 0.01)$ эВ, которое согласуется с данными других авторов [5-7], полученными таким же методом, а для нового способа $E_c - E_t = (0.273 \pm 0.005)$ эВ, т. е. более чем на 10 % ниже ранее известного значения. Как видно, статистическая погрешность в описанном методе также оказывается меньше, что связано с большей точностью определения значений температуры, расширением температурного интервала и увеличением числа экспериментальных точек.

Список литературы

- [1] Lang D. V. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 7. P. 3014—3022.
- [2] Астрова Е. В., Лебедев А. А. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 3. С. 549—556.
- [3] Day D. S., Tsai M. Y., Streetman B. G. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50 (8). P. 5093—5098.
- [4] Базлов Н. В., Вывенко О. Ф., Тульев А. В. // ПТЭ. 1987. № 3. С. 176—180.
- [5] Besomi P., Wessels B. W. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 4. P. 3076—3084.
- [6] Shirakawa Z., Kukimoto H. // Sol. St. Commun. 1980. V. 34. N 5. P. 359—361.
- [7] Kosai K. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 2. P. 1018—1022.

Ленинградский государственный университет

Получено 29.06.1990
Принято к печати 15.08.1990