

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ В ПЕРЕКОМПЕНСИРОВАННОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ МЕТОДОМ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЕМКОСТИ И АКТИВНОЙ ПРОВОДИМОСТИ

Берман Л. С., Клингер П. М., Фистуль В. И.

Описан метод, позволяющий определить энергию ионизации и концентрацию глубоких центров в перекомпенсированном полупроводнике из температурных зависимостей емкости и активной проводимости. В отличие от известных методик измерения проводятся на фиксированной частоте, что повышает их точность. Приведены результаты определения параметров глубоких центров в кремнии, легированном никелем, ванадием, а также в кремнии, облученном  $\gamma$ -квантами.

В настоящее время для исследования глубоких центров (ГЦ) в полупроводниках широко используются методы релаксационной емкостной спектроскопии (DLTS), детально разработанные для слабо компенсированных полупроводников [1, 2]. Для сильно компенсированных и перекомпенсированных глубокими центрами полупроводников сопротивление объема образца резко возрастает при охлаждении, что существенно ограничивает применимость DLTS. Для таких материалов был опробован метод, использующий температурную зависимость полного сопротивления, измеренного на различных частотах [1, 3, 4]. В настоящей работе показано, что этот метод можно использовать при измерениях на одной фиксированной частоте. Это позволяет повысить точность измерений благодаря исключению частотной погрешности аппаратуры.

Исследуемые образцы перекомпенсированного полупроводника (ПП) помещались между обкладками диэлектрика (лавсан, толщина 40–100 мкм), к которым через медные контакты прикладывалось синусоидальное напряжение фиксированной частоты. Эквивалентная схема измеряемой структуры представлена на рис. 1. Измерения выполнялись по параллельной схеме замещения. Для измеряемых эквивалентных емкости  $C_{\text{пар}}$  и проводимости  $G_{\text{пар}}$  справедливы соотношения

$$G_{\text{пар}} = \frac{\omega^2 C_{\text{д}}^2 R}{1 + \omega^2 R^2 (C + C_{\text{д}})^2}, \quad (1)$$

$$C_{\text{пар}} = C_{\text{д}} \frac{1 + \omega^2 C (C + C_{\text{д}}) R^2}{1 + \omega^2 R^2 (C + C_{\text{д}})^2}, \quad (2)$$

где  $R$ ,  $C$  — сопротивление и емкость ПП,  $C_{\text{д}}$  — суммарная емкость диэлектрических обкладок.

Используя известные методы статистики электронов [5] и условие электрической нейтральности, можно показать, что ниже некоторой температуры  $T^*$  выполняется неравенство

$$n \ll N_{\text{дм}}, \quad (3)$$

где  $n$  — концентрация электронов в зоне проводимости (для определенности мы рассматриваем  $n$ -полупроводник с глубоким акцепторным уровнем в верхней половине запрещенной зоны и  $N_{\text{ар}} > N_{\text{дм}}$ , где  $N_{\text{ар}}$ ,  $N_{\text{дм}}$  — концентрации

глубоких акцепторов и мелких доноров соответственно). При  $T < T^*$  справедливо соотношение [6]

$$R(T) = R_{\text{исх}} \frac{N_{\text{ар}} - N_{\text{дм}}}{N_c} \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right), \quad (4)$$

где  $R$  — сопротивление ПП,  $R_{\text{исх}}$  — сопротивление полупроводника до компенсации,  $N_c$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости,  $k$  — постоянная Больцмана,  $\Delta E$  — энергия ионизации глубокого центра. При охлаждении  $R(T)$  возрастает, а величина  $C_{\text{нар}}$  падает от  $C_{\text{д}}$  (значение при высоких температурах) до  $C_{\text{г}}$  ( $C_{\text{г}} = C_{\text{д}}C / (C_{\text{д}} + C)$  — геометрическая емкость). В том интервале температур, где быстро изменяется  $C_{\text{нар}}$ , имеется максимум  $G_{\text{нар}}$ . Используя формулы (1), (2), выразим зависимость  $R(T)$  через параметры эквивалентной схемы и значения  $C_{\text{нар}}(T)$  и  $G_{\text{нар}}(T)$ ; температурной зависимостью  $C_{\text{д}}(T)$  пренебрегаем. Сравнивая полученную зависимость  $R(T)$  с формулой (4) и пренебрегая температурной зависимостью подвижности, определяем энергию ионизации ПЦ  $\Delta E$  и концентрацию  $N_{\text{ар}}$ .

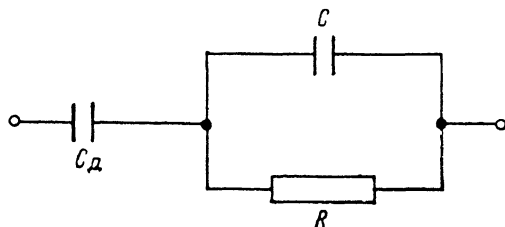


Рис. 1. Эквивалентная схема измеряемой структуры.

Обозначения см. в тексте.

Эта методика может быть обобщена на случай, когда пластина полупроводника перекомпенсирована не по всей толщине. Тогда  $C$ ,  $R$  в формулах (1) и (2) — емкость и сопротивление перекомпенсированной части пластины,  $R_{\text{исх}}$  в формуле (4) — сопротивление этой же части пластины до компенсации (сопротивлением низкоомной части пренебрегаем). Толщина перекомпенсированного слоя определяется из низкотемпературного участка зависимости  $C_{\text{нар}}(T)$ . Так как при сильном охлаждении сопротивление перекомпенсированного слоя резко возрастает, то эквивалентная схема в этом случае представляет собой последовательное соединение емкостей  $C_{\text{д}}$  и  $C$ . Заметим, что все приведенные выше рассуждения остаются справедливыми и для кристаллов  $p$ -типа с соответствующей переменной обозначений.

Рассмотренная методика была опробована на образцах кремния, компенсированного ПЦ. Были исследованы три группы образцов.

*Группа I.* Исходный кремний КЭФ-20, диффузия Ni,  $T = 1230^\circ\text{C}$ ,  $t = 6$  ч. Никель дает в  $n$ -Si глубокий акцепторный уровень [7, 8].

#### Результаты измерений исследованных образцов

Группа образцов	$N_M$ , см <sup>-3</sup>	Толщина пластины, мм	Толщина слоя ПП, мм	$\Delta E$ , эВ ( $f = 100$ кГц)	$\Delta E$ , эВ (ЧТЗ)	$N_G$ , см <sup>-3</sup>	$\Delta E$ , эВ (из литературных источников)
I	$2 \cdot 10^{14}$	1	0.5 ÷ 0.6	$E_c - (0.4 \pm 0.03)$	$E_c - (0.42 \pm 0.04)$	$2 \cdot 10^{16}$	$E_c - 0.41$ [7] $E_c - 0.35$ [8]
II	$10^{15}$	1	0.5 ÷ 0.6	$E_c - (0.18 \pm 0.01)$	$E_c - (0.18 \pm 0.02)$	$(4 \div 8) \cdot 10^{16}$ $3 \cdot 10^{15}$	$E_c - 0.16$ [7]
III	$8 \cdot 10^{12}$	0.4	0.2	$E_c - (0.17 \pm 0.02)$	$E_c - (0.14 \pm 0.03)$		$E_c - 0.17$ [7]

*Примечание.*  $N_M$ ,  $N_G$  — концентрации мелкой и глубокой примесей соответственно,  $\Delta E$  — энергия ионизации ПЦ, ЧТЗ — частотно-температурные зависимости полного сопротивления.

Группа II. Исходный кремний КДБ-10, диффузия V,  $T=1250$  °C,  $t=100$  ч. В результате введения ванадия образцы изменили тип проводимости, т. е. введенный ГЦ носит донорный характер.

Группа III. Исходный кремний КЭФ-500, облученный  $\gamma$ -квантами  $^{60}\text{Co}$ , доза  $10^8$  Р. Основным ГЦ в этом случае является А-центр [1].

Измерения выполнялись на частоте 100 кГц в интервале температур 77–350 К. Результаты измерений сведены в таблицу. Температурные зависимости сопротивления ПП в координатах  $\ln R - 1/kT$  приведены на рис. 2. Энергии ионизации ГЦ, определенные из них, хорошо совпадают с известными литературными данными. Из контрольных измерений образцов группы II на частоте 1 МГц получено то же значение энергии ионизации, что и на частоте 100 кГц.

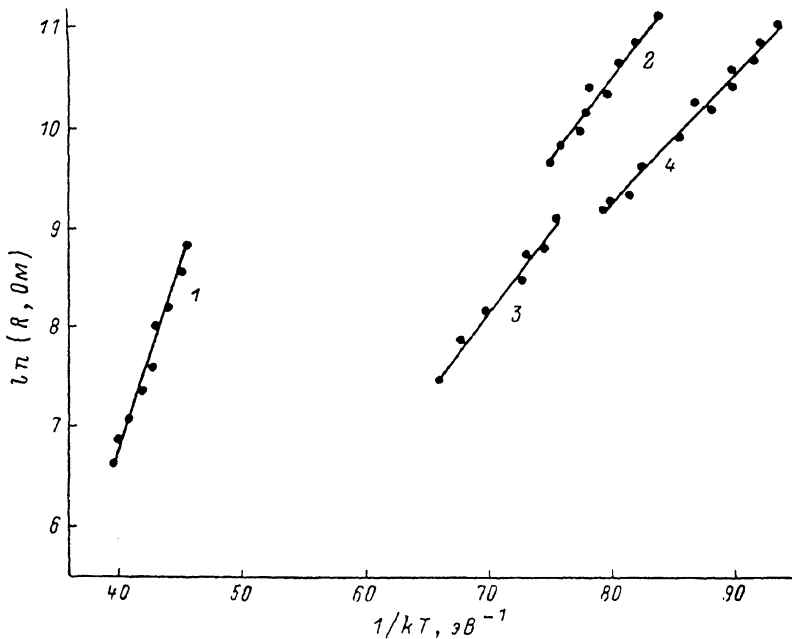


Рис. 2. Температурные зависимости сопротивления ПП для образцов групп I (1), II (2, 3), III (4).

Частота: 100 кГц (1, 2, 4), 1 МГц (3).

Для всех групп образцов были проведены также контрольные измерения: энергии ионизации определялись из частотно-температурных зависимостей полного сопротивления. Результаты, полученные обоими методами, близки.

Таким образом, релаксационный характер температурных зависимостей полного сопротивления [а также рассмотренных зависимостей  $C_{\text{нар}}(T)$  и  $G_{\text{нар}}(T)$ ] обусловлен проводимостью перекомпенсированного образца на переменном токе и не требует привлечения понятия диэлектрической релаксации объемного заряда, как предполагалось в [3]. Энергия ионизации глубокого центра и его концентрация могут быть определены из температурной зависимости полного сопротивления на одной фиксированной частоте. Рассмотренный метод является неразрушающим. Он имеет следующие преимущества перед методом частотно-температурной зависимости полного сопротивления: 1) возможность использования цифрового измерителя полного сопротивления с высокой точностью (4–5 разрядов); 2) возможность определения концентрации компенсирующей примеси.

В заключение отметим, что описанный метод позволяет работать с перекомпенсированными образцами и, с этой точки зрения, удачно дополняет методы DLTS, неприменимые для таких материалов.

## Список литературы

- [1] Берман Л. С., Лебедев А. А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л., 1981. 176 с.
- [2] Lang D. V. // J. Appl. Phys. 1974. V. 5. N 7. P. 3023—3032.
- [3] Яковенко А. Г., Шелонин Е. А., Фистуль В. И. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 2. С. 345—346.
- [4] Митрохин В. И., Рембеза С. И., Свиридов В. В., Ярославцев Н. П. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 12. С. 2230—2233.
- [5] Блекмор Д. Статистика электронов в полупроводниках. М., 1969. 450 с.
- [6] Берман Л. С. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 3. С. 604—605.
- [7] Weber E. R. // Appl. Phys. 1983. V. A30. N 1. P. 1—22.
- [8] Милнс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М., 1977. 564 с.

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

Получена 6.06.1989  
Принята к печати 9.06.1989

---