

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ В ВЫСОКООМНОМ КРЕМНИИ С ГЛУБОКИМИ УРОВНЯМИ

© Н.Н.Прибылов, Е.И.Прибылова

Воронежский государственный технический университет,
394693 Воронеж, Россия
(Получена 17 апреля 1995 г. Принята к печати 15 мая 1995 г.)

Изучены причины появления на температурных зависимостях электрических потерь пиков в килогерцевом диапазоне на структурах типа (металл-диэлектрик-полупроводник-диэлектрик-металл). Показано, что пики определяются изменением проводимости компенсированных полупроводников, а их температурное и частотное положение позволяет определить удельную электропроводность высокоомного материала.

Полупроводниковые материалы, компенсированные примесями с глубокими уровнями, при понижении температуры приобретают свойства диэлектриков. Возможность их исследования с помощью методов, принятых в физике и технике диэлектриков, продемонстрирована в работе [1], где было показано, что структуры типа (металл-диэлектрик-полупроводник-диэлектрик-металл) (МДПДМ), включающие в качестве полупроводника германий, компенсированный медью, а в качестве диэлектрика — прокладки слюды, обнаруживают на температурной зависимости тангенса угла электрических потерь $\text{tg } \delta$, измеряемой на фиксированной частоте, максимум релаксационной природы: при повышении частоты измерений положение максимума смещается в сторону высоких температур. Энергия активации пика совпадала с энергией активации примесного уровня меди в германии. Физическая природа пика потерь в работе [1] не рассматривалась, однако из названия работы следует, что он связывался с диэлектрической релаксацией.

По методу [1] авторами [2] исследовался кремний, компенсированный золотом и радиационными дефектами. На температурных зависимостях $\text{tg } \delta$ наблюдались аналогичные пики, однозначно анализировавшиеся авторами с позиций представлений о существовании в неполярных монокристаллах кремния дисперсии диэлектрической пропускности в килогерцевом диапазоне. То обстоятельство, что положение пиков потерь зависело от удельного сопротивления полупроводника, позволило авторам [2] сделать вывод об определяющей роли проводимости в механизме потерь. Полученное в [2] несоответствие измеряемого дебаевского времени протекания релаксационного процесса τ_r и

максвелловского времени релаксации τ_M объяснялось электрической неоднородностью материала.

Аналогичные данным [2] результаты на образцах $\text{Si}\langle\text{Au}\rangle$ в работе [3] интерпретируются по-иному: пики потерь авторами объясняются дипольным характером примесных центров золота в кремнии, а их температурно-частотная зависимость связывается с термической ионизацией дефектов, обеспечивающей последующую реконструкцию центров золота. В пользу своих представлений авторы [3] приводят ориентационную зависимость потерь, величина которых $\text{tg } \delta_{\text{max}} \approx 10$ сильно отличается от измерений [2], где $\text{tg } \delta_{\text{max}} < 1$.

Как видно, имеющиеся данные весьма неоднозначны, а имеющиеся представления о природе пиков потерь противоречивы. Для проверки гипотез, выдвинутых в работах [2] и [3], нами были получены и исследованы компенсированные образцы кремния, легированные золотом и платиной путем диффузии. Выбор легирующих примесей определялся как необходимостью воспроизведения результатов работ [2,3] в случае $\text{Si}\langle\text{Au}\rangle$, так и желанием иметь в компенсированных образцах центры Pt^- с низкой симметрией [4]. Кроме того, исследовались образцы $\text{Si}\langle\text{Pt}\rangle$, прошедшие после высокотемпературного легирования отжиг при невысоких температурах, вызывающий распад пересыщенного твердого раствора с появлением объемно-неравномерного распределения свободных носителей заряда вокруг центров precipitation.

Температурные зависимости модуля полного сопротивления $|Z|$ и величины электрических потерь измерялись по методике [1] в частотном диапазоне $10 - 1.1 \cdot 10^8$ Гц на измерителях импеданса ВМ-507, ВМ-508 (Tesla) в области отрицательных температур. Измерения удельной электропроводности на постоянном токе осуществлялись по четырехзондовой схеме. Образцы имели размеры порядка $8 \times 4 \times 2$ мм³, толщина прокладок слюды составляла примерно 10 мкм.

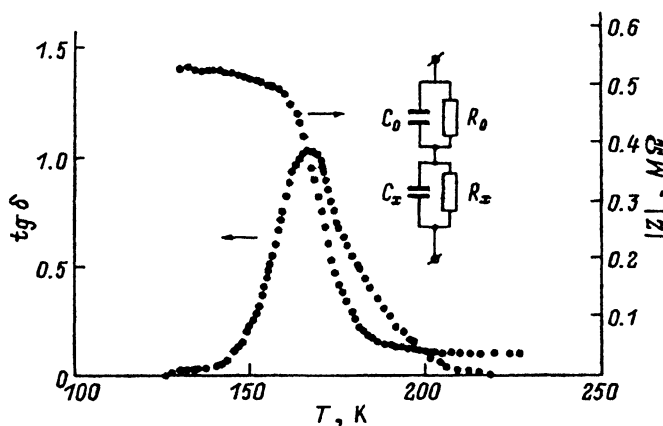


Рис. 1. Температурная зависимость тангенса угла электрических потерь (левая шкала) и модуля полного сопротивления (правая шкала) МДПДМ структуры, включающей образец p-Si, полученный диффузией платины в кремний марки КДБ-1 при 1250 °С в течение 6 ч. Частота измерений $f = 50$ кГц. На вставке — эквивалентная схема измеряемой структуры (см. пояснения в тексте).

| № образца | Марка кремния | $\sigma, \text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ при 290 К | $T_{\text{max}}, \text{К}$ | | |
|--------------|------------------|--|----------------------------|-------|-------|
| | | | $f, \text{кГц}$ | | |
| | | | 20 | 50 | 500 |
| 1 | КДБ-1 | 0.011 | 159.0 | 165.5 | 183.0 |
| 2 | » | 0.056 | 140.5 | 146.0 | 164.0 |
| 3 | « | 0.185 | 98.0 | 103.5 | 121.5 |
| 4 | » | 0.311 | — | — | 80.5 |
| 5 | КЭФ-0.2 | 0.261 | 114.5 | — | 136.5 |
| 6 | « | 0.054 | 131.0 | 136.0 | 153.0 |
| 7 | » | 0.015 | 136.0 | 142.0 | 160.5 |
| 8 | « | 0.027 | 134.0 | 140.0 | 158.5 |
| 9 | » | 0.260 | — | 124.5 | 136.5 |

Примечание. T_{max} — температура максимума $\text{tg } \delta$, f — частота измерения; во всех образцах дополнительная компенсирующая примесь — Pt.

На рис. 1 представлены типичные зависимости $|Z|$ и $\text{tg } \delta$ от температуры. В зависимости от удельного сопротивления образца при комнатной температуре максимум потерь на фиксированных частотах измерений изменяет свое положение, как это показано в таблице. Энергии активации пиков потерь, как и в случае [1,2], хорошо согласуются с энергиями ионизации примесных уровней платины и золота.

Эксперименты, проведенные на образцах, показали, что слюдяные прокладки при измерениях могут быть изъяты и заменены разделительной емкостью. При этом на большие грани измеряемых образцов наносились контакты из эвтектики In-Ga, а в качестве разделительной емкости, включаемой последовательно с образцом, использовался высокооборотный слюдяной конденсатор типа КСО-8 емкостью (3.3-10) нФ. В этом случае уменьшается величина $|Z|$, а $\text{tg } \delta_{\text{max}}$ может достигать больших значений, как и в [3]. Положение пика потерь при

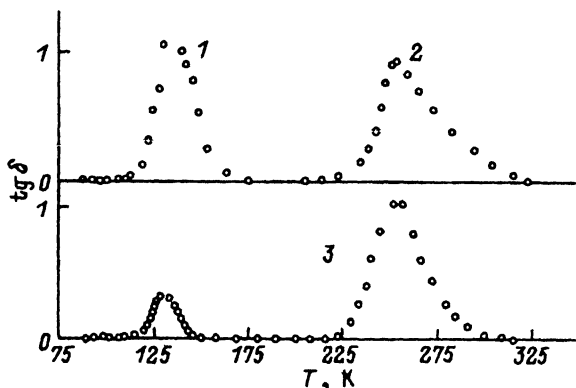


Рис. 2. Температурные зависимости тангенса угла электрических потерь в структурах МДПДМ с образцами 1 — $n\text{-Si(Pt)}$, 2 — $n\text{-Si(Au)}$ и 3 — с сэндвичем из этих образцов. Выбор образцов 1 и 2 обусловлен различными положениями пиков потерь на температурной шкале.

этом на температурной шкале изменяется, но сохраняется энергия активации. Шунтирование разделительного конденсатора переключкой приводит к бесконечным значениям $\operatorname{tg} \delta$ при низких частотах или высоких температурах измерений, без проявления пиков потерь на монотонных зависимостях.

В исследованных нами образцах более одного пика потерь, в отличие от [2], не наблюдалось, однако такая ситуация легко моделировалась экспериментально, когда между металлическими обкладками измерительной ячейки зажимали два сложных вместе различных образца, например $\text{Si}(\text{Au})$ и $\text{Si}(\text{Pt})$. На рис. 2 показано, что в результате на температурных зависимостях $\operatorname{tg} \delta$ наблюдаются два пика, положение которых мало отличается от температур максимумов, измеренных отдельно для каждого образца.

Как видно из приведенных экспериментальных данных, появление максимума на зависимостях $\operatorname{tg} \delta(T)$ связано с включением в измерительную цепь разделительного конденсатора. Для объяснения полученных результатов достаточно рассмотреть эквивалентную схему измеряемой МДПДМ структуры, показанную на вставке к рис. 1, где $C_x = \epsilon \epsilon_0 S/d$ — геометрическая емкость полупроводниковой пластины с диэлектрической проницаемостью ϵ , площадью S и толщиной d ; $R_x = \rho d/S$ — сопротивление этой пластины, ρ — удельное сопротивление полупроводника, C_0 и R_0 — емкость и сопротивление слюдяных прокладок или конденсатора. Показанная эквивалентная схема соответствует традиционной модели двухслойного диэлектрика [5], однако, учитывая высокую добротность слюды, можно для исследуемого диапазона частот с большой точностью положить $(\omega C_0)^{-1} \ll R_0$, упростив эквивалентную схему. В этом приближении условие наблюдения максимума $\operatorname{tg} \delta$ принимает вид [5]

$$\omega_{\max} = \frac{1}{R_x \sqrt{C_x(C_x + C_0)}}. \quad (1)$$

Учитывая, что произведение $R_x C_x = \tau_M = \epsilon \epsilon_0 \rho$, это выражение может быть записано в виде

$$\omega_{\max}(T) = \frac{1}{\epsilon \epsilon_0 \rho(T) \sqrt{1 + (C_0/C_x)}}. \quad (2)$$

Очевидно, что в сильно компенсированных полупроводниках энергия активации пика потерь будет определяться, как и величина электропроводности полупроводника, положением в запрещенной зоне уровня компенсированной примеси.

Эти простые соображения устраняют «противоречия», имевшиеся в работе [2], когда наблюдалось несоответствие между τ_M и «временем диэлектрической релаксации» τ_r , вычислявшимся из соотношения

$$\omega_{\max} \tau_r = (\epsilon_s / \epsilon_\infty)^{1/2},$$

где ϵ_s и ϵ_∞ — статическая и высокочастотная диэлектрические проницаемости полупроводника. Употребление последнего соотношения к результатам измерений $\operatorname{tg} \delta(\omega, T)$ в описываемых экспериментах некорректно, а получаемая видимость дисперсии ϵ без учета реальной

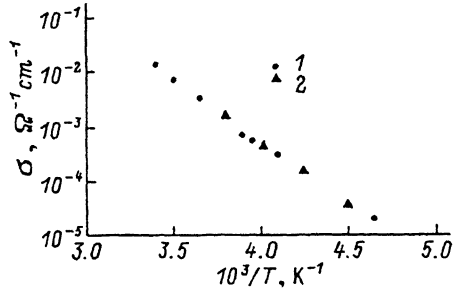


Рис. 3. Температурная зависимость удельной электропроводности образца $p\text{-Si(Pt)}$, полученного диффузией платины в кремний марки КДБ-1 при 1250°C в течение 6 ч.

структуры измеряемого объекта для аналогичного случая подробно описана в работе [5].

Для проверки справедливости использованных представлений проводились измерения удельной электропроводности на постоянном токе, которые сопоставлялись с измерениями температурной зависимости $\omega_{\text{max}}(T)$. В пределах погрешности измерений оба метода дают одинаковые результаты, представленные на рис. 3. Зависимость величины $\text{tg } \delta_{\text{max}}$ от геометрических факторов (C_0/C_x) означает, что она не является информативным параметром материала, как это предполагалось в работе [3].

Заключение

1. Полученные результаты свидетельствуют об отсутствии в кремнии, компенсированном примесями золота и платины, каких-либо процессов диэлектрической релаксации в килogerцевом диапазоне.

2. Наблюдаемые пики потерь не связаны со спецификой структуры центров золота и платины в кремнии, а определяются температурной зависимостью проводимости компенсированного полупроводникового материала.

3. Метод измерения потерь, предложенный в работе [1], удобен для определения электропроводности высокоомных материалов, так как при малой трудоемкости и простоте измерений не требует решения проблемы получения низкоомных контактов.

Список литературы

- [1] А.Г. Яковенко, Е.А. Шелонин, В.И. Фистуль. ФТП, 17, 345 (1983).
- [2] В.С. Постников, В.С. Борисов, Ю.А. Капустин, В.И. Кириллов. ФТП, 24, 855 (1990).
- [3] Д.А. Вахабов, А.С. Закиров, Х.Т. Игамбердыев, А.Т. Мемадалимов, К. Махмудов, Ш.О. Турсунов, Х.С. Юлдашев. ФТТ, 32, 264 (1990).
- [4] Н.Н. Woodbury, G.W. Ludwig. Phys. Rev., 126, 466 (1962).
- [5] П.Т. Орешкин. Физика полупроводников и диэлектриков (М., Высш. шк., 1977).

Редактор Т.А. Полянская

The electric loss in a high-resistance silicon with deep levels

N.N.Pribylov, E.I.Pribylova

Voronezh State Technical University, 394693 Voronezh, Russia

Results are described of investigation of the causes for the electric loss maxima occurrence on temperature dependences in (Metal-Dielectric-Semiconductor-Dielectric-Metal) structures within a low-frequency range. The maxima are shown to be determined by the change in the compensated semiconductor conductivity. Their temperature and frequency position allows to calculate the conductivity of high-resistance material.
