

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 536.311.33

© 1990

НИЗКОЧАСТОТНАЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ РЕЛАКСАЦИЯ
В КРЕМНИИ, ЛЕГИРОВАННОМ ЗОЛОТОМ

Д. А. Вахабов, А. С. Закиров, Х. Т. Игамбердыев,
А. Т. Мамадалимов, К. Махмудов, Т. А. Усманов,
Ш. О. Турсунов, Х. С. Юлдашев

Наблюдаемые экспериментальные особенности температурных зависимостей теплофизических свойств кремния, легированного примесными атомами с глубокими энергетическими уровнями, находят объяснение в модели перестройки примесных центров в результате изменения их зарядового состояния [1-3]. Целью данной работы явилось исследование диэлектрических характеристик глубоких примесных центров в кремнии на системе кремний—золото, где ранее были обнаружены аномалии термодинамических свойств.

Использованы исходные монокристаллы кремния *n*-типа. Технология диффузионного легирования кремния и контроль параметров легированных образцов подробно приведены в [3]. Диэлектрические характеристики — тангенс угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta$ измерялись по стандартной методике [4] в диапазоне частот 500—5000 Гц в интервале температур 77—300 К.

1. Экспериментальные результаты

На рис. 1, 2 представлены типичные температурные зависимости $\operatorname{tg} \delta$, на которых наблюдается максимум, при увеличении частоты приложенного поля смещающийся в сторону более высоких температур, что указывает на релаксационный характер данного процесса. Полученные кривые описываются в дебаевской модели следующими зависимостями:

$$\tau(T) = \tau_0 \exp(-E/kT), \quad E = \ln(\omega_2/\omega_1)/(1/T_1 - 1/T_2),$$

где $\tau(T)$ — время релаксации процесса; E — энергия активации; ω_1 , ω_2 — частоты, на которых максимум $\operatorname{tg} \delta$ наблюдается при температурах T_1 и T_2 . Определенная по частотному сдвигу максимумов на зависимости $\operatorname{tg} \delta$ энергия активации E оказалась равной 0.55 эВ. Исследования диэлектрической релаксации в зависимости от ориентации образца в кристаллографических направлениях $\langle 111 \rangle$, $\langle 100 \rangle$ показали, что величина максимума $\operatorname{tg} \delta$ в значительной степени зависела от последнего. Используя соотношения, приведенные в [5],

$$\omega \tau_0 \exp(-E/kT) = \epsilon_c/\epsilon_g, \quad \omega \tau = (\epsilon_c/\epsilon_g)^{1/2}, \quad \epsilon_c/\epsilon_g = Z_{нт}/Z_{вт},$$

где ϵ_c и ϵ_g — статические и высокочастотные диэлектрические проницаемости, $Z_{нт}$ и $Z_{вт}$ — величины импедансов на низко- и высокотемпературной сторонах максимума $\operatorname{tg} \delta$, мы вычислили характерные времена релаксаций τ_c , τ_g и их соотношения, которые равны

$$\tau_{\langle 111 \rangle} / \tau_{\langle 100 \rangle} = \tau_{0\langle 111 \rangle} / \tau_{0\langle 100 \rangle} \approx 1.6.$$

Экспериментальные зависимости $\operatorname{tg} \delta$ устойчивы, повторялись как при охлаждении, так и нагревании в интервале температур 77—300 К. Наблюдаемые эффекты отсутствовали при замене легированных образцов на исходные кристаллы, а также при замене образцов, прошедших высокотемпературную обработку при соответствующих условиях диффузии, но без источника примеси золота. Нет никаких аномалий и при подсветке образцов белым неполяризованным светом.

Вышеизложенное свидетельствует о том, что наблюдаемые релаксационные процессы обусловлены именно примесными центрами золота в кремнии.

2. Возможные физические механизмы диэлектрической релаксации

Общеизвестно [6, 7], что примесные центры золота в кремнии создают в запрещенной зоне два уровня — акцепторный ($E_c - 0.51 \div 0.55$ эВ), соответствующий центру Au^- в узле решетки, и донорный ($E_c + 0.35$ эВ),

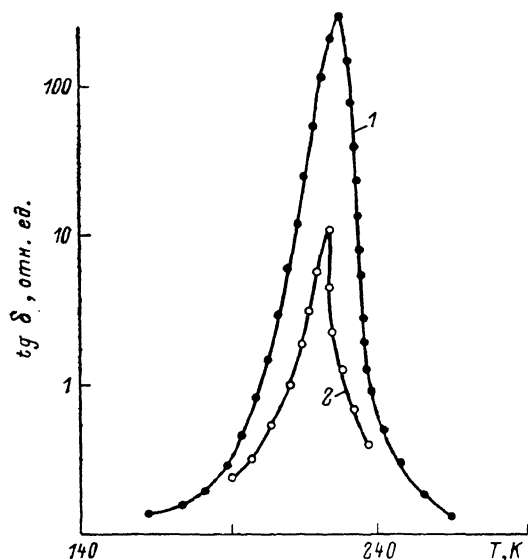


Рис. 1. Температурные зависимости угла диэлектрических потерь в кремнии с примесью золота при частоте 1 кГц.

1 — $\text{Si}(\text{Au})$, ориентация $\langle 100 \rangle$; 2 — $\text{Si}(\text{Au})$, ориентация $\langle 111 \rangle$.

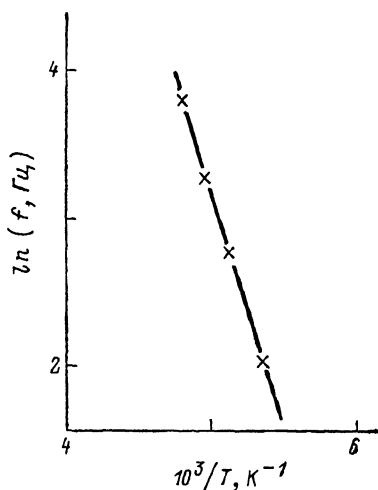
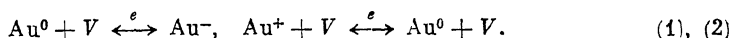


Рис. 2. Частотная зависимость температурного положения максимума кривых $\operatorname{tg} \delta$ для кремния с примесью золота.

который принадлежит нецентральному междоузельному атому золота ($\text{Au}^0 + V$, где V — вакансия), причем отмечена невзаимосвязанность этих уровней. Данный центр золота в кремнии представляет собой туннельную систему узел—междоузле [8]. При низких температурах $T < T_c$ (T_c — температура максимума $\operatorname{tg} \delta$) реализуется туннельная система из центров Au^- и $\text{Au}^0 + V$. При $T > T_c$ в результате термической перезарядки (изменения зарядового состояния) примесных центров реализуются туннельные системы: в узле Au^- — основное состояние, $\text{Au}^+ + V$ и $\text{Au}^0 + V$ — возбужденные состояния, в междоузлии $\text{Au}^0 + V$ — основное состояние, $\text{Au}^+ + V$ и Au^- — возбужденные состояния. В результате можно наблюдать два туннельных перехода [8]



Как отмечалось в [8], в предложенной модели имеются быстрые и медленные переходы при изменении зарядового состояния примесного центра. Реакция (1) характеризуется долговременными изменениями стационар-

ных значений физических свойств, например, теплоемкости [3], устанавливающих вследствие быстрых дипольных переходов (2), наблюдаемых, в частности, в диэлектрических характеристиках. Достаточно качественное согласие температур термической ионизации и диэлектрической релаксации дает нам основание считать, что обнаруженные процессы обусловлены именно вышеизложенными физическими механизмами.

По поводу наблюдаемой анизотропии диэлектрических характеристик, можно сказать следующее. Под действием переменного электрического поля возможны быстрые дипольные переходы по разным кристаллографическим направлениям, различающимся временами переходов или соответственно временами релаксаций.

Список литературы

- [1] Игамбердыев Х. Т., Мамадалимов А. Т., Махмудов К. и др. // ФТТ. 1988. Т. 30 № 4. С. 1205—1207.
- [2] Вахабов Д. А., Закиров А. С., Игамбердыев Х. Т. и др. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 6. С. 1918—1920.
- [3] Вахабов Д. А., Закиров А. С., Игамбердыев Х. Т. и др. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 7. С. 1817—1823.
- [4] Яковенко А. Г., Шелони Е. А., Фистуль В. И. // ФТП. 1983. Т. 17. № 2. С. 345—346.
- [5] Тареев Б. М. Физика диэлектрических кристаллов. М.: Энергия. 1982. 320 с.
- [6] Lang D. V., Grimmeis H. G., Meijer E., Jaros M. // Phys. Rev. B. 1980. V. 22. N 7. P. 3917—3926.
- [7] Постников В. С., Капустин В. И., Кириллов В. И. и др. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 8. С. 3509—3511.
- [8] Баграев Н. Т., Машков В. А. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. № 5. С. 211—213.

Институт химии и физики полимеров
АН УзССР
Ташкент

Поступило в Редакцию
6 июня 1988 г.
В окончательной редакции
13 февраля 1989 г.

АНИЗОТРОПИЯ ПЬЕЗОПРОТИВЛЕНИЯ CdCr_2Se_4

А. П. Галдикас, С. И. Гребинский, С. В. Мицквичюс,
Т. Г. Аминов, Л. И. Очертянова

Ранее сообщалось о результатах изучения анизотропии пьезопротивления ферромагнитного полупроводника HgCr_2Se_4 , позволивших выяснить симметрию экстремумов зоны проводимости и валентной зоны [1]. В настоящей работе аналогичные исследования проведены для монокристаллов другой ферромагнитной шпинели CdCr_2Se_4 .

Образцы для измерений представляли собой ориентированные относительно кристаллографических осей прямоугольные параллелепипеды, вырезанные из совершенных монокристаллов октаэдрической формы с зеркальными гранями $\langle 111 \rangle$ размером до 3 мм, выращенные методом спонтанной кристаллизации из раствора в расплаве [2]. Специально нелегированные образцы были высокоомными $\rho = (1-2) \cdot 10^5$ Ом·см и обладали дырочной (по знаку термоэдс) проводимостью. Отжиг в вакууме при 650 °С в течение 5 суток приводил к изменению типа проводимости на электронный, при этом удельное сопротивление образцов изменялось незначительно — $\rho = (1-3) \cdot 10^5$ Ом·см. Для получения низкоомных ($\rho = 0.5-1$ Ом·см) образцов p -типа осуществлялась термодиффузия серебра с последующим гомогенизирующим отжигом в вакууме. Концентрация