

06

Инфранизкочастотные колебания фотопроводимости в кремнии, легированном хромом

© Х.Х. Джулиев, А.Ю. Лейдерман, А.Т. Мамадалимов

Физико-технический институт НПО „Физика–Солнце“ АН РУз,
Ташкент, Узбекистан
E-mail: lutp@uzsci.net

Поступило в Редакцию 18 февраля 2003 г.

Исследована фотопроводимость образцов кремния, легированных хромом, при температуре $T = 4.2\text{ К}$ в условиях постоянной собственной подсветки. В них обнаружены инфранизкочастотные колебания с частотой 10^{-2} Hz , амплитуда которых резко возрастает с ростом интенсивности освещения. В образцах $n\text{-Si}$ (Cr) и в контрольных $p\text{-Si}$ и $n\text{-Si}$ -образцах (без хрома) колебания не наблюдались. Предложена модель, качественно объясняющая возможность возникновения таких колебаний, базирующаяся на том факте, что хром в кремнии может находиться в двух состояниях — электрически и соответственно рекомбинационно активном и электрически неактивном.

Глубокие примеси в кремнии изучаются уже на протяжении многих лет (см., например, [1–3]). Однако примесь хрома до сегодняшнего дня остается еще малоизученной, ей посвящено очень незначительное количество публикаций [4,5].

Целью данной работы является изучение закономерностей фотопроводимости кремния, легированного хромом, при его свещении светом собственной полосы.

Для проведения исследований использовались монокристаллические пластины кремния марки КДБ с исходным удельным сопротивлением $\rho = 20\ \Omega \cdot \text{cm}$ (и концентрацией мелкой легирующей примеси бора $N_a \approx 7 \cdot 10^{14}\ \text{cm}^{-3}$). После тщательной механической и химической обработки поверхности (см. [4]) производилось напыление особо чистого металлического хрома на пластины кремния, которые затем помещались в полужакрытые, тщательно очищенные кварцевые трубки диаметром 20 mm. Геометрические размеры образцов бы-

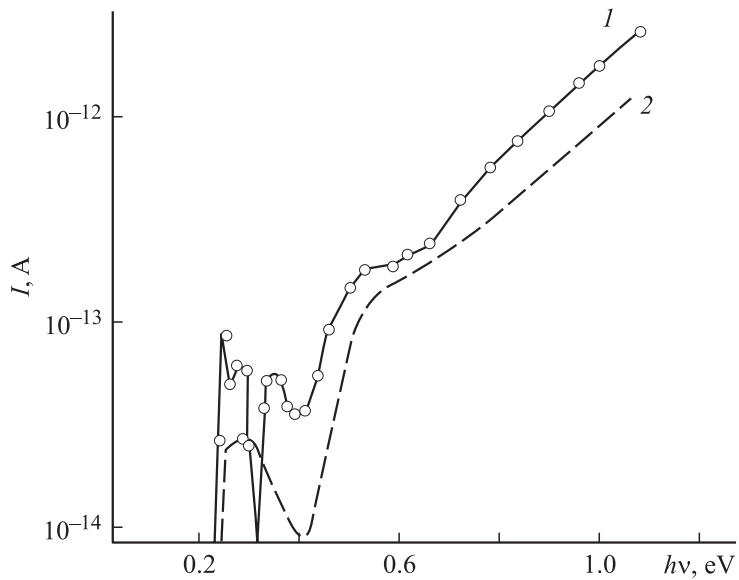


Рис. 1. Спектр фотопроводимости p -Si (Cr) (1) и исходного p -Si (2), $T = 4.2$ К, $V = 6$ В; $I_1 \sim p_{s1}$, $I_2 \sim p_{s2}$.

ли $10 \times 6 \times 1$ мм. Легирование хромом производилось в высокотемпературной конвекционной печи при $1200 \pm 20^\circ\text{C}$ в течение 4 ч; затем образцы быстро охлаждались путем сбрасывания в вакуумное масло ВМ-1. Для полного устранения влияния поверхностных структурных дефектов со всей поверхности образцов удалялись слои толщиной $100\text{--}150$ мкм [6,7]; затем на противоположных торцах создавались омические контакты припайванием In + Ga (97% + 3%). После окончания диффузии хрома удельное сопротивление составляло $100 \div 200 \Omega \cdot \text{cm}$ ($N = 1.39 \cdot 10^{14} \div 6.95 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$).

Фотопроводимость образцов измерялась с помощью спектрометра ИКС-21 при 4.2 К в специальном криостате с окнами из лейкосапфира. На рис. 1 представлена спектральная зависимость фотопроводимости образцов p -Si (Cr) и соответствующих контрольных образцов p -Si (без хрома). В образцах p -Si (Cr) без предварительной подсветки примесная проводимость практически отсутствует, после же предварительной

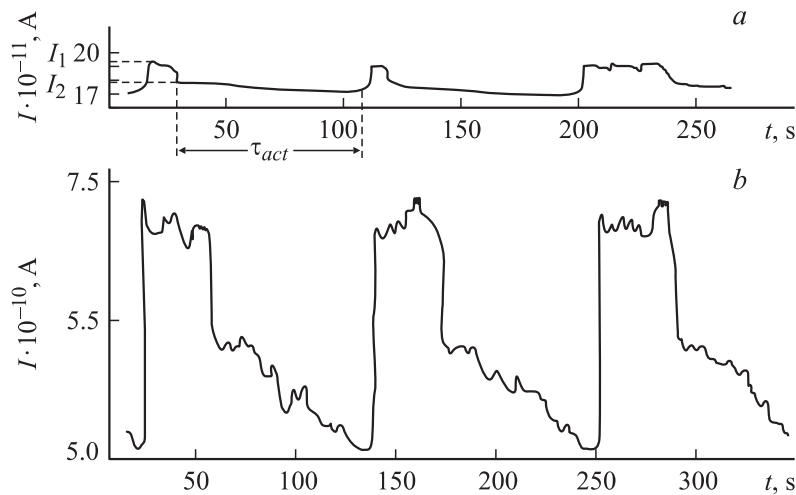


Рис. 2. Инфранизкочастотные колебания при $T = 4.2 \text{ K}$, $V = 10 \text{ V}$ образцов $p\text{-Si} \langle \text{Cr} \rangle$, полученные при освещении светом с $h\nu \geq E_g$ при освещенности $\Phi = 50 \text{ lx}$ (a) и $\Phi = 500 \text{ lx}$ (b).

подсветки собственным светом приобретает довольно сложный вид (кривая 1) и носит немонотонный характер. Сопоставление этих результатов с данными о фотопроводимости контрольного $p\text{-Si}$ -образца (кривая 2) показывает, что рост фотопроводимости при $h\nu = 0.23$ и 0.4 eV , по-видимому, связан с термодфектами, образующимися при термообработке, а при $h\nu = 0.31 \text{ eV}$ — непосредственно с уровнем хрома [4]. Наличие примесных атомов Cr в образцах $p\text{-Si}$ было подтверждено также исследованиями спектров электронного спинового резонанса (ЭПР), которые оказались полностью идентичными полученным ранее в [8].

В образцах $p\text{-Si} \langle \text{Cr} \rangle$ при $T = 4.2 \text{ K}$ и постоянной собственной подсветке наблюдались инфранизкочастотные спонтанные колебания тока с частотой $\approx 10^{-2} \text{ Hz}$, причем с увеличением интенсивности подсветки амплитуда колебаний возрастала (рис. 2). В образцах $n\text{-Si} \langle \text{Cr} \rangle$ подобные колебаний не возникают; отсутствуют они также в $n\text{-Si}$ и в $p\text{-Si}$ контрольных образцах (без хрома).

Известно, что хром в кремнии является донором и может находиться в двух зарядовых состояниях — электрически активном и электрически неактивном, в котором он обычно скапливается возле различных дефектов. При этом концентрация электрически активных атомов хрома значительно превышает концентрацию термодоноров [4,5]. В условиях гелиевых температур мелкие легирующие примеси находятся в замороженном состоянии, но при воздействии собственным светом легко ионизируются, давая основной вклад в фотопроводимость. Они могут также образовывать с электрически активными атомами хрома акцепторно-донорные пары, играющие роль рекомбинационных центров [1,8]. При столь низких температурах весьма существенными становятся и процессы рождения и аннигиляции экситонов с преобладанием экситонов, локализованных на примесях. Их время жизни составляет $10^{-8} - 10^{-9}$ с [9], и каждый акт их аннигиляции сопровождается выделением порции энергии, т.е. происходит почти непрерывное воздействие этих порций энергии на кристаллическую решетку кремния, уже предварительно ослабленную введением атомов хрома. Логично предположить, что под влиянием этих фото- и экситонных воздействий атомы хрома могут немного изменять свое пространственное и энергетическое положение и становиться на какое-то время электрически активными.

Кинетика происходящих изменений концентрации неравновесных дырок p (и соответственно фотопроводимости) описывается обычным уравнением

$$dp/dt = G - U, \quad (1)$$

где G — генерация, а U — скорость их рекомбинации. При обычных предположениях $U = p/\tau$, $\tau = 1/c_p N_{R0}$ из (1) находится известное стационарное значение концентрации свободных дырок $p_{s1} \equiv \tau G = c_p N_{R0} G$, где τ и c_p — время жизни и коэффициент их захвата дырок на рекомбинационные центры с концентрацией N_{R0} .

Если теперь мы учтем, что какая-то часть электрически неактивных дырок N_{ad} в процессе возбуждения материала становится активной, то количество эффективно работающих рекомбинационных центров N_R должно возрасти $N_R = N_{R0} + N_{ad}$. Соответственно изменится время жизни свободных дырок и члены уравнения (1), которые теперь будут $\tau = 1/[c_p(N_{R0} + N_{adi})]$, $U = (N_{R0} + N_{act})c_p(p_{s1} + \langle p \rangle)$, $\langle p \rangle$ — изменение концентрации дырок, происходящее после установления первого стационарного значения p_{s1} . Второе стационарное значение концентрации

дырок находится стандартными методами:

$$p_{s2} = p_{s1} \left\{ 1 - N_{ad} / (N_{ad} + N_{R0}) [1 - \exp(-\tau_{act}/\tau)] \right\}, \quad (2)$$

где τ_{act} — время пребывания электрически неактивных атомов хрома в электрически активном состоянии (рис. 2).

Качественно физическое объяснение наблюдаемых колебаний достаточно простое. Под влиянием фото- и экситонных воздействий часть электрически неактивных атомов хрома переходит в активное состояние, количество эффективно работающих рекомбинационных центров увеличивается и возрастает скорость рекомбинации U . Это приводит к уменьшению концентрации свободных дырок и установлению второго, метастабильного стационарного состояния p_{s2} , в котором система находится в течение времени τ_{act} . Затем эти атомы возвращаются в электрически неактивное состояние, количество эффективно работающих рекомбинационных центров уменьшается и скорость рекомбинации убывает, что открывает принципиальную возможность превращения системы в автоколебательную среду [10], где источник колебаний находится в ней самой, — это атомы хрома, переходящие из одного состояния в другое и обратно. В пользу этой модели говорит и тот факт, что наблюдаемые колебания увеличивают амплитуду с ростом интенсивности освещения, поскольку при этом растет интенсивность рождения экситонов, локализованных на глубоких центрах, что приводит к более интенсивному перерождению неактивных атомов хрома в активные.

Работа выполнена при поддержке фонда фундаментальных исследований АН РУз.

Список литературы

- [1] *Milnes A.G.* Deep Impurities in Semiconductors. New York–London–Sydney–Toronto: John Willey @ Sons, 1977. 565 p.
- [2] *Ravi R.V.* Imperfections and impurities in semiconductor silicon. New York–London–Brisbane–Toronto: John Willey @ Sons, 1981. 421 p.
- [3] *Мамадалимов А.Т., Лебедев А.А., Астрова Е.В.* Спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Ташкент: Университет, 1999. 163 с.
- [4] *Муминов Р.А., Джулиев Х.Х., Махкамов Ш., Мамадалимов А.Т.* // ФТП. 1982. Т. 14. В. 4. С. 582–586.

- [5] *Муминов Р.А., Джулиев Х.Х., Игамбердиев Х., Мамадалимов А.Т.* // Изв. АН СССР. Сер. Неорганические материалы. 1985. № 6. С. 1040–1043.
- [6] *Фистуль В.И.* Физика и химия полупроводников. М.: Металлургия, 1995. 345 с.
- [7] *Лебедев А.А., Мамадалимов А.Т., Хабибуллаев П.К.* // Научные труды ТашГУ. 1981. С. 59–69.
- [8] *Woodbury H.H., Ludwig G.W.* // Phys. Rev. 1960. V. 117. N 1. P. 102–124.
- [9] *Раиба Э.И., Гургинешвили Г.Х.* // ФТТ. 1962. Т. 4. В. 7. С. 1229–1235.
- [10] *Karageorgy-Alkalaev P.M., Leiderman A.Yu.* // Phys. Stat. Sol. (a). 1987. V. 100. P. 221–231.