

## ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ НА ПАРАМЕТРЫ ЭЛЕКТРОННОГО ПЕРЕНОСА И ТЕРМОСТАБИЛЬНОСТИ В ВЫСОКООМНОМ КРЕМНИИ n-ТИПА

*Л.В.Кожитов, Г.Г.Тимошина, В.З.Куцова\*, М.И.Тимошина, В.Ф.Дегтярев*

*Московский институт стали и сплавов; Ленинский пр-т, 4, Москва; тел. 230-46-51;*

*\* Национальная металлургическая академия Украины; пр. Гагарина, 4, г. Днепродзержинск, 49600, тел.47-42-49*

На основании анализа параметров электронного переноса изучены процессы, происходящие в полупроводниковом кремнии при нагреве. Измерения магниточувствительности напряжения проводимости показали, что при температурах порядка 540 К во всех образцах присутствуют крупномасштабные неоднородности. Полученные данные коррелируют с известными представлениями о фазовых превращениях в кремнии БЗП и могут служить дополнительным подтверждением их реализации при нагреве.

Высокоомный кремний является основой полупроводниковой микроэлектроники, он служит как в виде подложки при изготовлении интегральных схем, так и в виде исходного материала при изготовлении полупроводниковых приборов. Поэтому уровень качества высокоомного кремния в значительной степени определяет уровень качества изготавливаемых на его основе приборов и устройств микроэлектроники.

Исследования эффекта Холла, физического магниторезистивного эффекта и электропроводности позволяют получить сведения о параметрах электронного переноса, по которым можно судить о состоянии кристаллов высокоомного кремния. Так по значению основных параметров электронного переноса: концентрации электронов  $n$  и подвижности  $\mu$  можно говорить о степени легирования, по их температурной зависимости можно получить сведения о совершенстве кристалла. В то же время оценить неоднородности кристалла и их характер можно из анализа величины напряжения асимметрии на зондах Холла, по магниточувствительности напряжения проводимости, по отношению Холловской подвижности и магниторезистивной по их температурной зависимости [1]. В свою очередь, перечисленные выше методы исследования как параметров электронного переноса, так и их неоднородностей дают возможность судить о процессах, происходящих при отжиге кристаллов. Измерения гальваномагнитных эффектов в высокоомном кремнии достаточно сложны.

Основная проблема связана с высоким сопротивлением образцов, которое при комнатной температуре может превышать 1 кОм. Поэтому измерительные приборы должны иметь высокое выходное сопротивление  $R_{\text{вх}} > 10^{11}$  Ом, емкость на корпус измерительных цепей должна быть минимальной  $C \leq 10$  пФ, а также особое внимание должно быть уделено экранировке образца и электрических схем.

Другая проблема вызвана большой температурной зависимостью электрических параметров образцов: так в окрестности комнатной температуры погрешности температурной зависимости удельного сопротивления и коэффициента Холла достигают  $\cong 10\%$ . Поэтому стабилизация температур должна быть не хуже, чем  $\Delta T = 0,1 \dots 0,2$  К.

Обычно для холловских измерений применяют образцы Ван дер Пау, считающиеся образцами произвольной формы. Однако образцам Ван дер Пау произвольной формы присущи большие погрешности измерений [2], поэтому фактически образцы Ван дер Пау изготавливают специальной формы. Получила распространение самая простая форма в виде квадрата, к кончикам уголков которого припаиваются контакты (электроды). Тем не менее погрешность, вызванная конечными размерами контактов легко может достигать 10%. Кроме того, вследствие малой площади таких контактов они нестабильны и шумящие.

Второй, очень существенный недостаток образцов Ван дер Пау – это необходимость выполнения коммутации выводов контактов образца в процессе изменений, что является чрезвычайно неудобным при выполнении измерений на высокоомных образцах.

Указанные недостатки отсутствуют в образцах классической формы двойного креста. Выбранная геометрия образца сводит погрешности, связанные с формой, размерами и контактами образца до значений менее 1%.

На рис.1\* показана конфигурация классического образца Холла с шестью контактами, где 1 и 2 – токовые контакты; 3 – контакт напряжения проводимости; 4 и 5 – зонды Холла, В и С – ширина образца и расстояние между зондами 3 и 4. Напряжение проводимости  $U$  снимается с зондов 3 и 4. С зондов Холла 4 и 5 фактически снимается суммарное

\* Все рисунки помещены в Приложении.

напряжение  $U$ , включающее напряжение Холла  $U_H$ . Через контакты 1 и 2 протекает ток  $J_x$  питания образца. Форма и размеры образца приведены на рис.2. Измерения эффекта Холла, физического магниторезистивного эффекта проводимости проводили с помощью компьютерной системы.

Структурная схема системы приведена на рис.3. Система управляется микрокомпьютером 17 типа ДЗ-28 через блок согласования.

Образец 3 закреплен на держателе 2, температура которого измеряется медь-константовой термопарой 1 и управляется посредством нагревателя 4 и цифро-аналогового преобразователя 14.

Разработана схема повторителя напряжения на операционном усилителе (ОУ) К544УД1А с «плавающим» источником питания (рис.4). Для получения входного тока  $10^{-13}$  А были отобраны СУ, у которых ток смещения  $1 \text{ см } 10^{-13}$  А. Выходное сопротивление  $0,1 \text{ Ом}$ , максимальная амплитуда входного (выходного) напряжения  $+15 \text{ В}$ . Кратковременный дрейф за  $10 \text{ мин.}$ , после одночасового прогрева не превышает  $U_{\text{см}} 5 \text{ мкВ}$  и  $I_{\text{см}} 1 \text{ см } 10^{-15}$  А.

ОУ работает в режиме малого сигнала и питается напряжением  $+5,6 \text{ В}$  от стабилизаторов VO3, VO4 и генератора тока на транзисторах VT2, VT3. Транзистор VT1 является выходным повторителем. Для защиты ОУ включены элементы R1, VO1 и VO2.

Электрический повторитель смонтирован на печатной плате и помещен в металлическую коробку. Высокоомные цепи смонтированы навесным монтажом. Повторители непосредственно крепятся к реостату и подключаются высокоомными разъемами.

Индукция магнитного поля  $B$ , создается электромагнитом 5, питаемым от управляемого источника тока 15. Нуль-термостат 6 поддерживает холодный спай термопары при температуре  $0^\circ\text{C}$  (см. рис.3).

Для согласования высокоомного сопротивления образца 3 с входным сопротивлением измерительных приборов 11 и 12 введены электрометрические повторители напряжения 7-9 (см. рис.3).

Цифровые измерительные приборы 10-13 служат для измерений ЭДС термопары, напряжения проводимости, напряжения на зондах Холла и тока, протекающего через образец. Эти приборы одновременно являются преобразователями аналог-цифра.

Блок согласования 16 служит для согласования внешних измерительных и исполнительных устройств с магистралью микрокомпьютера 17. Результаты измерений печатаются на устройстве 18.

Программы для измерения гальваномагнитных эффектов, построенные по блочному принципу, т.е. разбиты на отдельные программы. Это дает возможность построить несколько программ с разными задачами, в которые входят те же подпрограммы.

Разработаны 4 основные подпрограммы.

Подпрограмма №1. Задав начальную и конечную температуру измерения образца, этот интервал разбивается на заданное число температурных точек. Стабилизируется температура в этих точках и производится измерение и расчет параметров образца.

Подпрограмма №2. То же как в 1-й подпрограмме плюс печатаются все измеренные параметры.

Подпрограмма №3. Стабилизируется заданная температура и производится измерение и расчет параметров образца.

Подпрограмма №4. То же как в 3-й подпрограмме плюс печатаются измеренные параметры.

Описание подпрограммы №1. Для работы терморегулятора надо ввести следующие данные: температуру, с которой начать работу  $T_{\text{нач}}$ , К; температуру до какой работать,  $T_{\text{кон}}$ , К; число точек в заданном интервале температур  $N$ ; ПНД параметры П,И,Д; пределы регулировки ПИД,  $T_{\text{уск}}$ , К;

Для проведения измерений и расчетов надо ввести следующие данные: толщина  $d$ , мм; геометрический параметр  $c/v$ ; напряжения на образце  $U$ , В; магнитное поле  $B$ , Тл.

Для более наглядного представления о работе данного алгоритма построена циклограмма (рис.5). На верхнем графике представлена циклограмма изменения во времени магнитного поля  $B_z$ ; на среднем – напряжения проводимости  $U$  и тока  $J_x$ , протекающего через образец; на нижнем – напряжение Холла  $U_H$ ; отмеченные цифрами 1...6 временные точки такты измерений напряжений  $U$ ,  $U_H$  и токах  $J_x$ .

Терморегулятор обеспечивает выход и выдержку на заданной температуре  $T_{\text{зад}}$  заданный программой погрешностью  $T=0,15 \text{ К}$ . Измерения начнутся только тогда, когда заданная температура  $T_{\text{зад}} + T$  будет выдержана 1 мин. Разрешающая способность измерения температуры  $0,02 \text{ К}$ .

Время между тактами измерений  $5...7 \text{ с}$ . Это обусловлено временем установлением электрического и магнитного полей, а также временем установления показаний вольтметров.

При каждом такте измерений печатается температура  $T$  и  $K$ , напряжение проводимости  $U$  в В, напряжение Холла  $U_H$  в В, ток через образец  $I_x$  в мА, полярность включения электрического напряжения  $U_x$  и магнитного поля  $B_z + 1$  – включено положительное поле,  $-1$  – отрицательное поле, пустое место поля нет. Электропроводность образца в отсутствие магнитного поля:

$$\delta(0) = \frac{c}{bd} \cdot \frac{1}{R\delta(0)} \quad (1)$$

Омическое сопротивление образца с включенным магнитным полем:

$$R\delta(B) = \frac{U\sigma(B)}{I_x(B)} = \frac{1}{\delta(B)} \cdot \frac{c}{bd} \quad (2)$$

Концентрация носителей заряда:

$$n = \frac{r_H}{e\rho_H(B)} \cdot \frac{Bz}{d} \quad (3)$$

Холловская подвижность носителей заряда:

$$\mu_n(B) = \frac{\rho_n(B)}{R\sigma(B)} \cdot \frac{c}{b} \cdot \frac{1}{Bz} = r_m \mu_d \quad (4)$$

Подвижность носителей заряда магниторезистивного эффекта:

$$\mu_m(B) = \left[ \frac{R\sigma(B)}{R\sigma(0)} - 1 \right]^{1/2} \cdot \frac{1}{Bz} = r_m \mu_d \quad (5)$$

Поскольку на зондах Холла присутствуют побочные напряжения такие, как напряжения асимметрии, термо-ЭДС контактов металл-проводник, напряжения термомагнитных эффектов и другие, то для их исключения производится усреднение напряжения на зондах Холла по двум направлениям тока и магнитного поля.

Алгоритм усреднения следующий:

$$\rho_n(B) = \frac{1}{2} \left[ \frac{U_{\Sigma 2} - U_{\Sigma 3}}{I_{X2} - I_{X3}} - \frac{U_{\Sigma 5} - U_{\Sigma 6}}{I_{X5} - I_{X6}} \right]; \quad (6)$$

$$R\sigma(0) = \frac{U_{\delta 1} - U_{\delta 3}}{I_{X1} - I_{X3}}; \quad (7)$$

$$R\delta(B) = \frac{1}{2} \left[ \frac{U_{\delta 2} - U_{\delta 3}}{I_{X1} - I_{X3}} + \frac{U_{\delta 5} - U_{\delta 6}}{I_{X5} - I_{X6}} \right]. \quad (8)$$

Отсюда рассчитываются основные параметры электронного переноса по следующим формулам:

$$n = \frac{2r_H Bz}{ed} \left[ \frac{U_{\Sigma 2} - U_{\Sigma 3}}{I_{X2} - I_{X3}} - \frac{U_{\Sigma 5} - U_{\Sigma 6}}{I_{X5} - I_{X6}} \right]^{-1} \quad (9)$$

Холловская подвижность носителей заряда:

$$\mu_H = \frac{c}{b} \cdot \frac{1}{Bz} \cdot \frac{\frac{U_{\Sigma 2} - U_{\Sigma 3}}{I_{X2} - I_{X3}} - \frac{U_{\Sigma 5} - U_{\Sigma 6}}{I_{X5} - I_{X6}}}{\frac{U_{\delta 2} - U_{\delta 3}}{I_{X2} - I_{X3}} + \frac{U_{\delta 5} - U_{\delta 6}}{I_{X5} - I_{X6}}} \quad (10)$$

Подвижность магниторезистивного эффекта:

$$\mu_H = \frac{1}{Bz} \left[ \frac{\frac{U_{\delta 2} - U_{\delta 3}}{I_{X2} - I_{X3}} + \frac{U_{\delta 5} - U_{\delta 6}}{I_{X5} - I_{X6}}}{\frac{U_{\delta 1} - U_{\delta 4}}{I_{X1} - I_{X4}}} - 1 \right]^{1/2} \quad (11)$$

Электропроводность:

$$\sigma = \frac{c}{b} \cdot \frac{I_{X1} - I_{X4}}{U_{\delta 1} - U_{\delta 4}} \quad (12)$$

На печать выводится из 6 циклов измеренная средняя температура  $T$  и  $1000/T$ . Также печатаются  $n$ ,  $\mu_n$ ,  $\mu_m$ ,  $\delta$  и алгоритмы  $lqn$ ,  $lq\mu_n$ ,  $lq\mu_m$ ,  $lq\delta$ .

Дальше 1-я подпрограмма к установленной температуре прибавляет температуру шага  $\Delta T$ . Таким образом, задается следующая температурная точка. Если заданная температура больше конечной, программа выполнена.

$$U_{34} = U_{AS} = R_{AS} I_X = U_X \frac{R_{AS}}{R_1 + R_{AS} + R_2} = U_X \frac{h}{a} \quad (13)$$

Таким образом, если к образцу длиной 10 мм приложено напряжение  $U_x = 10$  В, то при сдвиге между зондами Холла всего в 0,1 мм напряжение асимметрии составит  $U = 0,1$  В.

Из (13) вытекает главный вывод, что если кристалл однороден, то при питании образца от источника напряжения ( $U_x = const$ ) напряжение  $U_{as}$  должно сохранять постоянное значение, несмотря на возможное изменение общего сопротивления (проводимости) кристалла, происходящее, например, при изменении температуры самого образца.

Однако в кристалле образца могут иметься крупномасштабные неоднородности, соизмеримые с размерами в первую очередь с шириной образца. Неоднородности приводят к искривлению линий тока, а тем самым к изменению величины напряжения асимметрии. Поскольку неоднородности обычно сопровождаются флуктуацией потенциала соответствующего размера, то их глубина может изменяться с изменением температуры образца (например, вследствие изменения концентрации носителей).

Следовательно, изменение величины  $U_{as}$  с изменением температуры может свидетельствовать о наличии крупномасштабных неоднородностей.

Свидетельством присутствия крупномасштабных неоднородностей служит также появление зависимости напряжения проводимости от магнитного поля  $U\sigma(B)$ , если образец питается от источника напряжения. Для сохранения последнего условия сопротивление токовых контактов 1 и 2 образца должно быть намного меньше сопротивления образца,  $R_{конг} \ll R_{обр}$ .

Действительно, рассмотрим эквивалентную схему части образца (рис.6), показанной в виде резистивного делителя напряжения при питании однородного образца от источника напряжения; включение магнитного поля перпендикулярно образцу будет изменять сопротивление всего образца, как и его всех составных частей, в рассматриваемом случае всех резисторов  $R_{13}$ ,  $R_{35}$ ,  $R_{52}$  на ту же самую относительную величину. В результате чего падение напряжения на отдельных участках сопротивления, например  $U\sigma$  а на сопротивлении  $R_{35}$ , под влиянием магнитного поля не изменится.

В случае же крупномасштабных неоднородностей, размеры которых соизмеримы с размерами образца (в первую очередь с шириной), величина  $U$  становится чувствительной к магнитному полю  $B_z$ .

В магнитном поле  $B_z$  область образца с более высокой проводимостью закорачивает ЭДС Холла в области с меньшей проводимостью. В результате появляется ток, текущий по кольцу между двумя областями образца, поперечная компонента которого предоставляет собой холловский ток  $J_z$ . Продольный компонент кольцевого тока у одной холловской грани образца будет суммироваться с током  $J_x$ , а у другой вычитаться из него, что приведет к увеличению падения напряжения на контактах 3-5 образца и его уменьшению на контактах 4-6. Прирост (уменьшение) падения напряжения на этих контактах определяется выражением  $\Delta U = U \sigma(0) - U \delta(B)$ , где  $U(0)$  и  $U \delta(B)$  – напряжения на контактах проводимости в отсутствие и при включении магнитного поля  $B_z$ .

Для этого вида неоднородностей при переключении полярности магнитного поля имеется равенство  $\Delta U \delta(+B) = -\Delta U \delta(-B)$  (см. рис.6).

Можно показать, что  $\Delta U \delta = U_{n1} - U_{n2}$  при условии удаления контактов 3-4 и 5-6 от границы ступенчатой неоднородности образца на расстояние, в котором отсутствует циркулярный ток. Поскольку в соответствии с формулой  $E_n = \mu_n E_x B_x$  или  $E_n \sim E_x$ , а в соответствии с законом Ома  $E_x = j_x / \sigma$  или  $E_x \sim 1/\sigma$ , то  $\Delta U \sigma = \rho_1 - \rho_2$ . Таким образом, принимая во внимание, что неоднородности определяются неоднородностью примесей, при которых  $\mu_1 \approx \mu_2$ , то величиной  $\Delta U \delta$  можно оценить величину ступенчатой неоднородности концентрации,  $\Delta n \approx n_1 - n_2$ .

Могут наблюдаться и другого вида крупномасштабные неоднородности, например, плавно меняющаяся концентрация носителей, как вдоль длины образца, так и поперек образца, или неоднородности в виде включений. Тогда равенство  $\Delta U \delta(+B) = -\Delta U \delta(-B)$  не сохраняется. В высокоомном полупроводнике на измеренные величины электронного переноса может оказать влияние и состояние поверхности. Имеется ряд работ, в которых на основе разных теорий исследовалось влияние локальных неоднородностей на эффект Холла и магниторезистивного эффекта [1].

Так в соответствии с теорией Херинга при увеличении неоднородностей  $\mu_{\text{meff}}$  уменьшается, в то же время физический магниторезистивный эффект переходит в геометрический, т.е.  $r_m \rightarrow r_{\text{мс}}$ . Следовательно,  $\mu_{\text{meff}}$  растет.

Также в соответствии с теорией эффективной среды и теорией возмущений холловская подвижность уменьшается, а магниторезистивная – увеличивается. Теория крупномасштабной флуктуации тоже показывает, что с увеличением неоднородностей растет фактор  $r_m^{(\text{эфт})}$ .

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Для измерения параметров электронного переноса нами была выбрана форма стандартного двойного креста, вид и размеры которого приведены на рис.1-2. Для данной конфигурации и размеров образца измеренное значение меньше истинного на 3,75%, а

напряжение Холла – на 3,2%. В качестве металлических контактных площадок методом термического напыления наносили никель, затем к металлическим площадкам приклеивались медные проволочки с помощью серебряной пасты. Измерения выполнялись на компьютерной системе по методу постоянных электрического и магнитных полей в области температур от 120 до 540 К в магнитном поле с индукцией 1Тл. Для исследования использовались образцы монокристаллов кремния, полученных методом БЗП, характеристики которых приведены в таблице.

Измерения проводились по выше описанным программам. На рис.7 приведены температурные зависимости электропроводности всех исследованных образцов, которые имеют характерный минимум вблизи комнатной температуры. Холловская концентрация электронов (рис.8) в области температур ниже комнатной практически постоянна. Незначительные изменения (~10%) можно отнести к температурной зависимости Холл-фактора. Значение холловской концентрации в области истощения около  $\sim 10^{18} \text{ м}^{-3}$ . При температурах выше комнатной наступает собственная проводимость с экспоненциальным ростом концентрации.

Наиболее ярко отражает качество полупроводникового материала подвижность носителей заряда (рис.9). Она является функцией не только разного вида рассеивателей, но и неоднородностей, связанных или с флуктуацией потенциала или с приповерхностным слоем. Значение  $\mu_n$  несколько превышает предельное значение  $\mu_d$ , дрейфовой подвижности. Это различия, в частности, можно объяснить вкладом Холл-фактора  $r_n$ . Кроме того, может наблюдаться некоторая систематическая погрешность. В области низких температур естественно ожидать влияние рассеяния носителей на ионизированных примесях, чем можно объяснить замедление роста  $\mu_n$  при низких температурах, по сравнению с  $\mu$ . В области температур выше комнатной, где доминирующим механизмом рассеивания является решеточная, уменьшение подвижности с ростом температур идет более круто чем предсказывается теорией. Так значение  $\alpha$  из  $\mu_n$  равно  $\mu_0 T^\alpha$ , то  $\alpha = -2,7 + 3,1$  по сравнению с теоретическим значением  $\alpha = -2,4$ . Объяснение этого явления пока отсутствует. Магниторезистивная подвижность в области температур  $T < 330 \text{ К}$  ниже значения холловской на 20...30%, рис.10. В сторону низких температур расхождение значения подвижностей увеличивается что, по-видимому, можно объяснить приближенно к условию сильных полей. В области высоких температур  $T > 350 \text{ К}$  значение  $\mu_n$  отчасти это связано с процессом поляризации электродов при переключении полярности тока питания образца. Вследствие отсутствия развитой теории физической поперечной магниторезистивной подвижности достоверные выводы об абсолютном ее значении пока делать трудно. Измерения значения  $\mu_m$  лежат в пределах от 0,063 до 0,148  $\text{ м}^2/\text{Вс}$  для температуры примерно 300 К и от 0,2 до 0,632  $\text{ м}^2/\text{Вс}$  для температуры 77 К.

## Параметры монокристаллов Si, полученных методом БЗП

Но- мер слит- ка	Тип	Среда	Ориент.	Удельное электросопротивление по торцу, кОм·см				Время жизни н.н.з., не менее мкс
				Верх		Низ		
				Центр	Δρ %	Центр	Δρ %	
				Край		Край		
1	n	аргон	[111]	18,7	11,2	5,1	26,4	150
2				23,4		8,9		
3				20,5	15	4,1	15,2	
4				15,2		5,98		
5				7,63	38,9	7,3	37,1	164
				17,4		16,0		
				6,8	7,5	13,7	23,0	480
				5,8		8,6		
				7,9	2,4	8,4	17	218
				8,3		72,1		

В работе были также определены напряжения асимметрии и магниточувствительность напряжения проводимости (рис.11,12). Исходная величина напряжения асимметрии в значительной степени определяется симметрией расположения зондов Холла. Максимальное значение  $U_{as}$  составляет порядка 0,1 В, что при питании образца напряжением 10 В соответствует сдвигу зондов друг против друга на 0,1 мм. Всем образцам характерно «горбообразное» (ретроградное) увеличение напряжения асимметрии при температуре больше комнатной. После прогрева образцов при повышенной температуре величина горба, как правило, уменьшается, что свидетельствует о процессах отжига неоднородностей. Из приведенных зависимостей  $[U_{\sigma}(B) - U_{\sigma}(0)]/U_{\sigma}(0) \sim f(1/T)$  видно, что в области температур собственной проводимости магниточувствительность напряжения проводимости практически равна 0. Эта зависимость в большей или меньшей степени проявляется при низких температурах. Значения этой величины зависят от направления электрических и магнитных полей. Наблюдаемую температурную зависимость магниточувствительности можно объяснить следующим образом. Неоднородность концентрации сопровождается флуктуацией потенциала. При температурах выше комнатной появляющиеся электроны собственной проводимости смывают потенциальный рельеф. В то же время с понижением температуры увеличивается неравенство  $\gamma > kT$ , где  $\gamma$  - амплитуда потенциала. Неоднородность концентрации электронов в исследуемых образцах, оцененная из величины магниточувствительности напряжения проводимости, составляет от 1 до 36%.

## ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Из анализа поведения параметров электронного переноса можно судить о процессах, происходящих в образцах во время нагрева. Исследование магниторезистивной подвижности и магниточувствительности напряжения проводимости показала характер и величину неоднородностей исследуемого высокоомного кремния n-типа. Прецизионность измерений, воспроизводимость температуры и точность ее поддержания обеспечили возможность дифференцированного определения характера и величины изменений свойств кремния. Измерения магниточувствительности напряжения проводимости показали, что во всех образцах присутствуют крупномасштабные неоднородности проводимости особенно при температурах  $\sim 540$  К. Проведенный дополнительный прогрев образцов при температуре 540 К приводит к изменению параметров электронного переноса, что позволяет нам предложить другое объяснение их изменению. В раннее проведенных исследованиях [3] было обнаружено, что в интервале температур (259...410°C) у кремния, полученного методом БЗП, наблюдаются локальные фазовые превращения, которые приводят к изменению электрофизических параметров кремния. Поэтому полученные экспериментальные данные по изменению параметров электронного переноса в высокоомном кремнии при нагреве могут также служить и подтверждением фазовых превращений в кремнии.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Е.В. Кучис *Гальваномагнитные исследования и методы их исследования*. М.: «Радио и связь». 1990, 263 с.
2. Е.В. Кучис *Методы исследования эффекта Холла*. М.: «Сов.радио», 1974, 328 с.
3. Ю.Н.Таран, В.М.Глазов, А.Р.Регель и др. Структурные превращения при нагреве монокристаллов кремния // *ФТП*. 1991, №25, вып.4, с.588-595.

## ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ НЕОДНОРІДНОСТЕЙ НА ПАРАМЕТРИ ЕЛЕКТРОННОГО ПЕРЕНОСУ І ТЕРМОСТАБІЛЬНОСТІ У ВИСОКООМНОМУ КРЕМНІЮ n-ТИПУ

*Л.В.Кожитов, Г.Г. Тимошина, В.З.Куцова\*, М.І.Тимошина, В.Ф.Дегтярьов*

*Московський інститут сталі і сплавів; Ленінський пр-т, 4, Москва; тел. 230-46-51;  
\* Національна металургійна академія України; пр. Гагаріна, 4, м. Дніпропетровськ,  
49600, тел.47-42-49*

На підставі аналізу параметрів електронного переносу вивчені процеси, які здійснюються в напівпровідниковому кремнії при нагріві. Виміри магніточутливості напруги провідності показали, що при температурах біля 540 К в усіх зразках присутні великомасштабні неоднорідності. Отримані дані корелюють з відомими уявленнями про фазові перетворення в кремнії БЗП та можуть служити додатковим підтвердженням їх реалізації при нагріві.

## RESEARCH OF INFLUENCE HETEROGENEITY ON PARAMETERS OF ELECTRONIC CARRY AND THERMAL STABILITY IN HIGH-RESISTANCE n-type SILICON

*L.V.Kozhitov, G.G. Timoshina, V.Z.Kutzova\*, M.I.Timoshina, V.F.Degtyaryov*

*Moscow Institute of steel and alloys; Lenin av, 4, Moscow; tel. 230-46-51;  
\*National metallurgical Academy of Ukraine;  
Gagarin av., 4, Dnepropetrovsk, 49600, tel.47-42-49*

On the basis of the analysis of parameters of electronic carry the processes occurring in semi-conductor silicon at heating are investigated. The measurements magnetsensitivly of a tensionof conductivity have shown, at temperatures about 540K in all samples are present of large-scale heterogeneity. The received data correlate with known representations about phase transformations in silicon CZM and can serve additional acknowledgement(confirmatio) of their realization at heating.



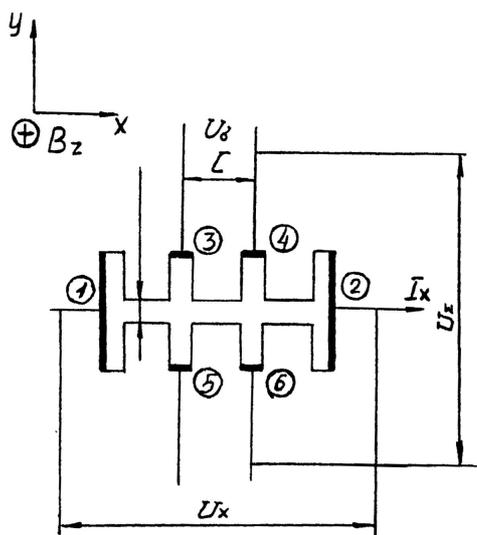


Рис.1. Образец Холла классической формы двойного креста

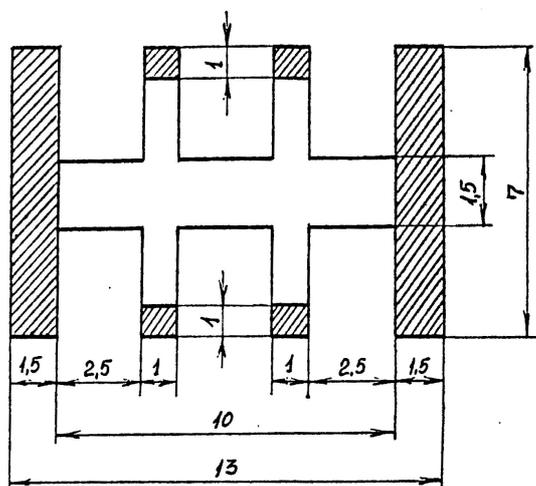


Рис.2. Форма и размеры образца, используемого для измерений

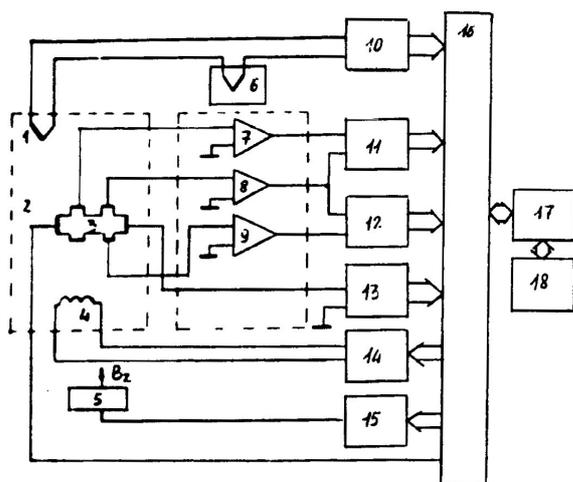


Рис.3. Структурная схема системы измерений Холла, физического магниторезистивного эффекта и проводимости

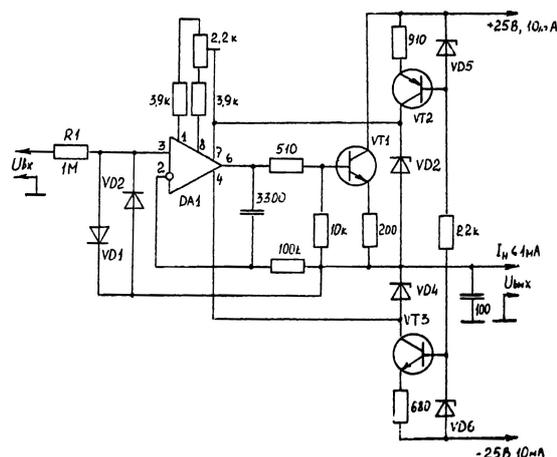


Рис.4. Электрическая схема электрометрического повторителя напряжения

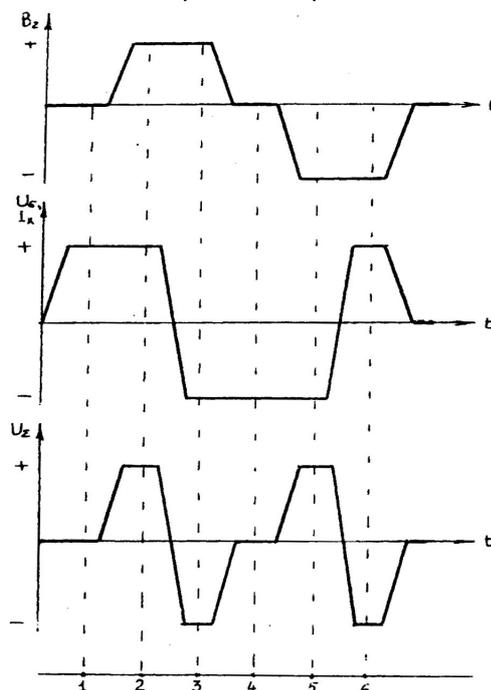


Рис.5. Циклограмма измерения во времени магнитного поля  $B_z$ , напряжения проводимости  $U_\sigma$  и тока  $I_x$

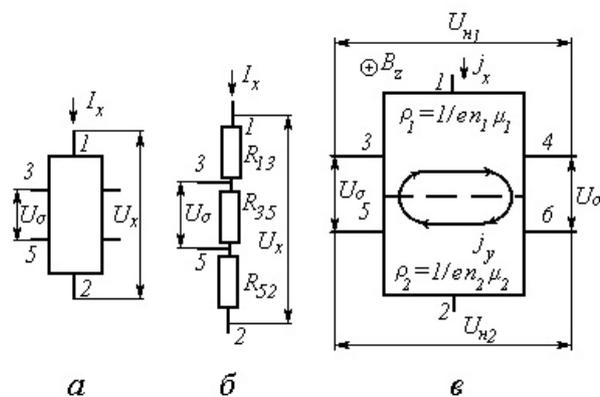


Рис.6. Классический образец формы двойного креста (а), его эквивалентная схема резистивного делителя (б) и отображение ступенчатой неоднородности, разделяющей образец на две части (в)

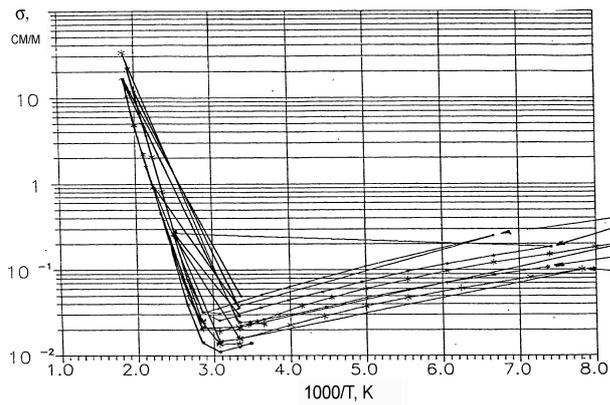


Рис.7. Зависимость электропроводности от обратной температуры

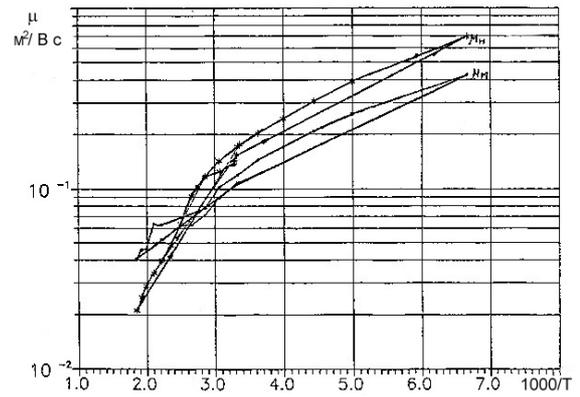


Рис.10. Зависимость подвижности от обратной температуры (образец 5)

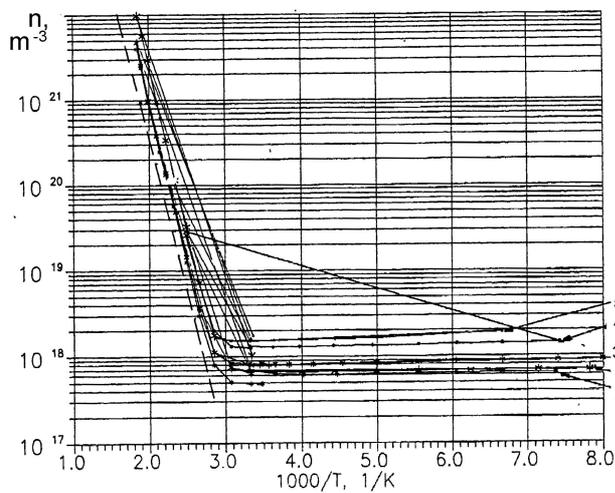


Рис.8. Зависимость концентрации носителей заряда от обратной температуры

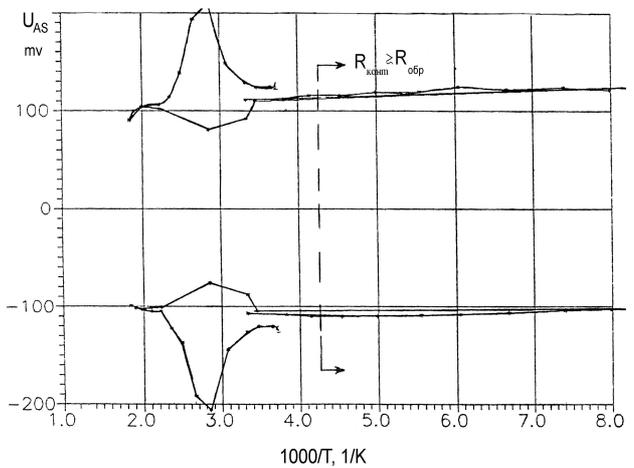


Рис.11. Зависимость напряжения асимметрии от обратной температуры (образец 5)

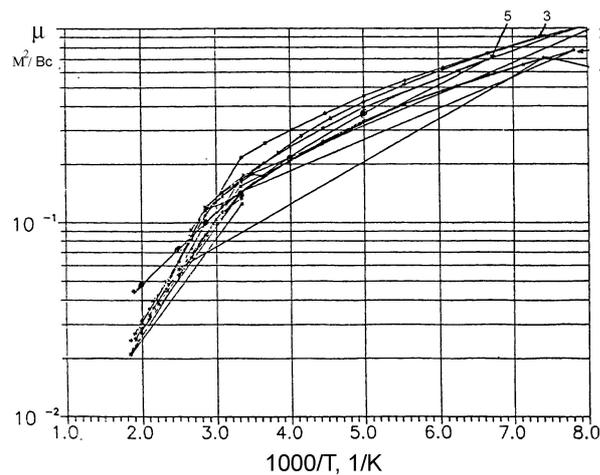


Рис.9. Зависимость подвижности от обратной температуры

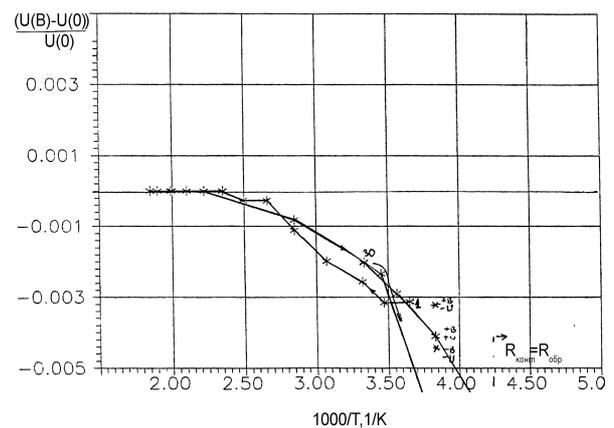


Рис.12. Зависимость магнитоустойчивости от обратной температуры (образец 5)