

## Создание однородного поля температурного градиента для реализации метода термомиграции в кремнии

© Б.М. Середин<sup>1</sup>, В.П. Попов<sup>1</sup>, А.Н. Заиченко<sup>1</sup>, А.В. Малибашев<sup>1</sup>,  
И.В. Гаврус<sup>1</sup>, А.А. Минцев<sup>1</sup>, А.А. Скиданов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Южно-Российский государственный политехнический университет (НПИ) им. М.И. Платова,  
Новочеркасск, Россия

<sup>2</sup> АО „ВЗПП-Микрон“,  
Воронеж, Россия

E-mail: seredinboris@gmail.com

Поступила в Редакцию 26 апреля 2023 г.

В окончательной редакции 17 июля 2023 г.

Принята к публикации 30 октября 2023 г.

Компьютерным моделированием температурного поля плоского резистивного нагревателя в виде параллельных полос, применяемого для проведения термомиграции жидких зон в пластинах кремния, выявлены два типа локальных неоднородностей градиента температуры. Монотонные радиальные изменения температуры связаны с охлаждением или нагревом периферии пластины, а периодические — с полосами нагревателя. Оба типа неоднородностей подтверждены наблюдаемыми траекториями термомиграции системы зон на основе алюминия. Найдены условия создания однородного поля температурного градиента для применения термомиграции в полупроводниковой технологии.

**Ключевые слова:** термомиграция, градиент температуры, моделирование.

DOI: 10.61011/FTT.2023.12.56720.4914k

### 1. Введение

Метод термомиграции (ТМ) жидких включений (зон) под действием градиента температуры дает уникальную возможность получать сквозные кристаллически совершенные эпитаксиальные каналы заданной формы в пластине кремния [1,2]. Достоинством метода является высокая скорость формирования каналов, на 3–4 порядка превышающая скорость твердотельной диффузии. Структуры с такими каналами представляют интерес для силовой электроники [3–7] и фотовольтаики [8–10].

В методе ТМ система дискретных зон определенной формы, созданная на стартовой поверхности пластины, мигрирует через пластину в направлении градиента температуры. При этом весьма важным является обеспечение однородного поля градиента температуры, перпендикулярного пластине. Только в этом случае заданная конфигурация зон сохранится и обеспечит требуемую топологию каналов. Искажение температурного поля приводит к нарушению геометрии формируемых каналов и делает невозможным применение последующих операций изготовления приборных структур.

Во всех работах, посвященных исследованиям метода ТМ, градиент температуры создавали в пластине кремния с помощью плоского нагревательного элемента, расположенного параллельно пластине, в виде спирали из тугоплавкой проволоки [2] или графита [5–7,10]. Известен также опыт применения для ТМ нагревателей на основе: системы галогеновых ламп [3,4,8], вспомогательной пластины, нагреваемой электронным лучем [11], многопозиционного термического узла [12]. Все нагревательные устройства позволяли проводить эксперименты

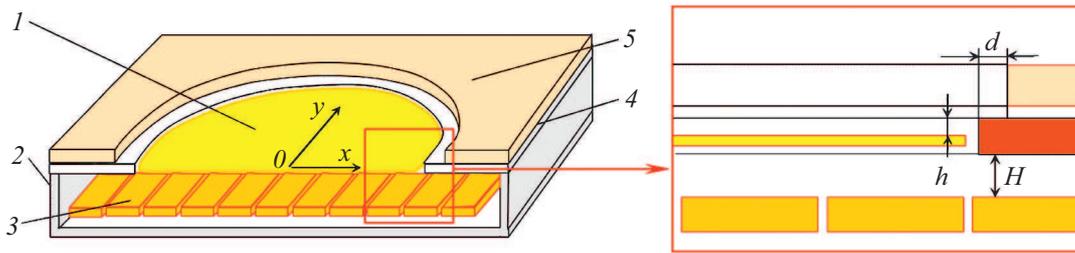
по ТМ и помогли выявить его закономерности и возможности. Необходимая для индустриализации метода ТМ однородность градиента температуры определяется минимальным значением его тангенциальной составляющей. Достигнутое значение 8 К/см является недостаточным для эффективного применения метода ТМ на стандартных пластинах больших диаметров [10].

В настоящей работе изучена возможность создания однородного поля градиента температуры при помощи плоского резистивного нагревателя в виде параллельных полос. Для этого проведены компьютерное моделирование и прецизионные эксперименты по контролю конфигурации температурного поля в пластинах кремния диаметром 100 мм.

### 2. Компьютерное моделирование

Схема взаимного расположения основных частей используемого нагревательного устройства показана на рис. 1. Плоский графитовый нагреватель имел размеры  $195 \times 175 \times 5$  мм с шириной полос 10 мм и зазором между ними 1 мм. Пластины кремния располагали параллельно нагревателю в отверстии кассеты толщиной 5 мм. Характерные расстояния  $H$ ,  $h$  и  $d$  (рис. 1) задавали в интервалах 2–11 мм, 0–5 мм и 0–20 мм, соответственно.

Температурное поле в рассматриваемой системе описывается известными законами электронагрева, теплопроводности и теплового излучения в прозрачной среде (вакууме) [13]. Численное моделирование указанных процессов в пластине кремния проводили в программной системе Ansys Workbench [14]. На основании из-

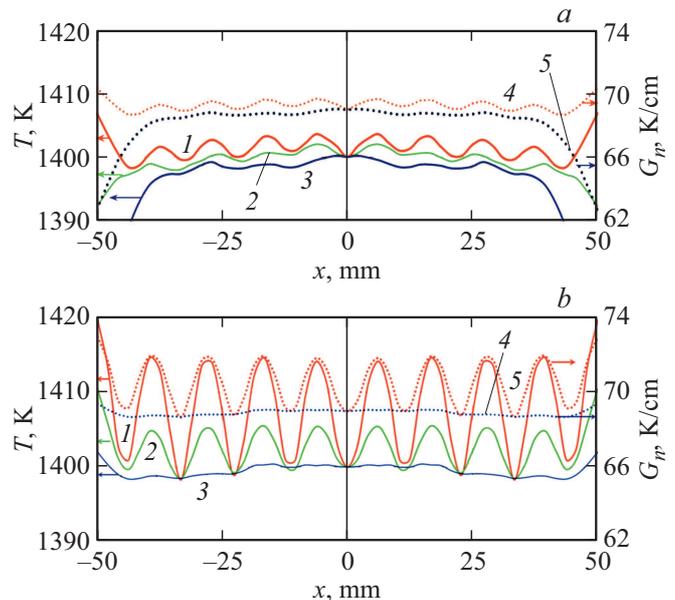


**Рис. 1.** Схема используемого нагревательного устройства: 1 — пластина кремния; 2 — корпус; 3 — нагревательный элемент; 4 — кассета; 5 — фронтальный экран. На вставке — увеличенный фрагмент поперечного сечения устройства.

вестных табличных данных [15] задавали значения плотности, удельных теплопроводности, теплоемкости, электрического сопротивления с учетом изменений свойств материалов в зависимости от температуры. В результате решения сопряженной задачи резистивного нагрева и теплообмена определяли стационарное поле температуры  $T$  в пластине. Затем рассчитывали углы отклонения  $\alpha$  градиента температуры от нормали к пластине. Напряжение на нагревателе подбирали для достижения в центре пластины фиксированной температуры  $T_0$  в интервале 1300–1500 К, соответствующем реальным процессам ТМ.

Математическое моделирование выявило два типа искажений температурного поля: монотонные радиальные и периодические. Первые проявлялись в плавном снижении или увеличении  $T$  в периферийной части пластины, а вторые — в периодическом изменении  $T$  по всей поверхности. Оба типа искажений поля характерны для всего семейства полученных зависимостей в исследуемом интервале температур.

Монотонные отклонения  $T$  от заданного  $T_0$  зависели от размеров  $H$ ,  $h$ ,  $d$  (см. рис. 2, *a*). При максимальном удалении кассеты от нагревателя и минимальном заглублении пластины в кассете, соответствующим  $H = 11$  мм и  $h = 0$  мм, температура на краю пластины было ниже  $T_0$  приблизительно на 25 К. Минимальное  $H$  и максимальное  $h$  дают перегрев на краю  $\sim 20$  К. При средних значениях  $2 < h < 3$  мм и  $8 < H < 9$  мм отклонения температуры на краях пластины не превышало нескольких градусов. Эти результаты получены при отсутствии фронтального экрана. Использование его, как показали расчеты, приводило к подогреву кассеты вокруг пластины кремния. Изменение диаметра отверстия  $d$  в экране позволяло плавно и в широких пределах регулировать  $T$  на периферии пластины и устраняло утечки тепла с периферии пластины даже при  $h = 0$ . Важно для ТМ, что экран не ограничивает тепловой поток, проходящий через пластину и, следовательно, не снижает градиент температуры в пластине. Периодические неоднородности  $T$  в пластине имели постоянный шаг 11 мм вдоль оси  $O_x$ . Это связано с полосчатой формой нагревателя. Амплитуда неоднородностей температуры определялась значениями  $H$  и  $h$  и не зависела от  $d$ . Увеличение расстояния между пластиной и нагревателем более

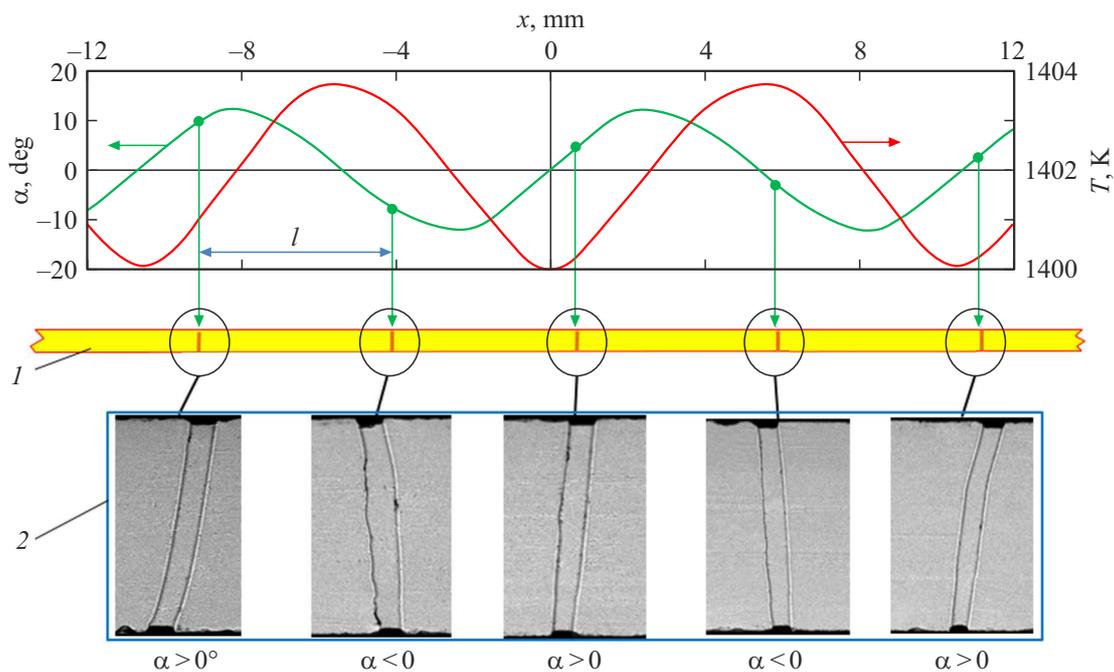


**Рис. 2.** Зависимости распределения температуры  $T$  (кривые 1–3) и нормальной составляющей градиента температуры  $G_n$  (кривые 4, 5) вдоль поверхности пластины по оси  $Ox$  со стороны нагревателя: (а) кривые 1 и 4; 2; 3 и 5 соответствуют  $h = 4.5; 2.5; 0$  мм при  $H = 6$  мм и  $d = 0$ ; (б) кривые 1 и 4; 2; 3 и 5 соответствуют  $H = 2; 4; 8$  мм при  $h = 4.5$  мм и  $d = 0$ .

8 мм практически устраняло эти неоднородности (см. кривую 3 на рис. 2, *b*). Из приведенных распределений  $T$  следует, что тангенциальная составляющая градиента температуры может достигать минимума 1 К/см (см. рис. 2, *b*, кривая 3). Степень неоднородности нормальной составляющей градиента температуры  $G_n$  при этом составляет 0.7%.

### 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Контроль конфигурации температурного поля в пластине кремния проводили путем изучения траекторий термомиграции системы линейных зон на основе алюминия. Для этого методом магнетронного осаждения на кремниевую пластину с кристаллографической ориента-



**Рис. 3.** Распределение температуры  $T$  и угла отклонения  $\alpha$  градиента температуры от нормали и фрагмент пластины с выявленными траекториями линейных зон: 1 — пластина; 2 — микрофотографии шлифов;  $h = 4.5$  mm,  $H = 6$  mm, толщина пластины  $550 \mu\text{m}$ ; направление термомиграции зон снизу вверх.

цией (100) наносили слой алюминия. Затем фотолитографией получали систему взаимно перпендикулярных полос алюминия  $10 \times 100 \mu\text{m}$ , ориентированных по направлениям типа  $\langle 110 \rangle$  с шагом  $l = 5$  mm. Температурно-временной режим процесса ТМ задавали высокоточным регулятором Термодат-16Е. Металлографический анализ траекторий движения зон как в объеме пластины, так и на ее поверхности позволял судить об искажениях поля температурного градиента с точностью до  $0.1 \text{ K/cm}$ . Особенно чувствительными к тангенциальным составляющим градиента температуры оказались траектории движения зон вдоль поверхности, поскольку расстояние, проходимое зоной, можно задать большим, увеличив время выдержки после выхода зон на поверхность.

Экспериментально установлены как монотонные радиальные отклонения траекторий движения линейных зон от нормали, направленные к периферии или к центру, так и периодические разнонаправленные отклонения траекторий зон, расположенных вдоль оси  $Ox$ . Зависимости угла отклонения градиента температуры от нормали вдоль оси  $Ox$  соответствуют траекториям движения системы линейных зон (рис. 3). Экспериментальные результаты количественно согласуются с выявленными моделированием неоднородностями поля градиента температуры.

Установленное моделированием влияние кассеты на радиальные искажения температурного поля физически объясняется особенностями лучистого теплообмена между торцом пластины и стенками отверстия в кассете. Для достижения теплового равновесия температура кассеты в месте расположения пластины должна быть

на 10% ниже температуры пластины, вследствие различия коэффициентов поглощения излучения. Нормальный градиент температуры в кассете вблизи центрального отверстия примерно в три раза меньше (из-за более высокой теплопроводности), чем в пластине, а толщина кассеты в девять раз больше. Поэтому существует оптимальное значение  $h$  для подавления радиальных неоднородностей температуры.

Методом ТМ формировали в пластинах кремния с удельным сопротивлением  $4.5 \Omega \cdot \text{cm}$  около 1000 сквозных замкнутых ячеек  $p$ -типа квадратной формы для диодов и тиристоров на токи до 100 А. При  $T = 1400 \text{ K}$ ,  $h = 2 \text{ mm}$ ,  $H = 8 \text{ mm}$  и  $d = 10 \text{ mm}$  полученные  $p$ - $n$  переходы имели напряжения пробоя не менее 300 В.

#### 4. Заключение

С помощью компьютерного моделирования выявлены локальные неоднородности поля температурного градиента в пластине кремния. Эти результаты подтверждены экспериментально по траекториям термомиграции системы зон. Установлена роль кассеты, удерживающей пластину, и фронтального экрана с центральным отверстием для устранения искажений температурного поля. Найдены условия для создания приемлемо однородного поля градиента температуры и применения метода ТМ на пластине кремния диаметром 100 mm для получения структур силовой электроники, определяемые значениями тангенциальной составляющей градиента температуры и степени неоднородности нормальной составляющей

щей градиента температуры, меньшими 1 К/см и 0.7% соответственно.

### Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках государственного задания Южно-Российскому государственному политехническому университету (НПИ) им. Платова по программе FENN-2023-0005 с использованием пластин кремния, подготовленных АО „ВЗПП-Микрон“.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] W.G. Pfann. Zone Melting. Wiley, N.Y. (1963).
- [2] В.Н. Лозовский, Л. С. Лунин, В. П. Попов. Зонная перекристаллизация градиентом температуры полупроводниковых материалов. Металлургия, М. (1987).
- [3] M. Chang, R. Kennedy. J. Electrochem. Soc. **128**, 10, 2193 (1981). doi: 10.1149/1.2127775.
- [4] V. Lu, G. Gautier, D. Valente, B. Morillon, D. Alquier. Microelectron. Eng. **149**, 97 (2016). doi:10.1016/j.mee.2015.10.004.
- [5] В.Н. Лозовский, Л.С. Лунин, Б.М. Середин. Электрон. техника. Сер. 2. Полупр. пр. 2–3 (236–237), 105 (2015).
- [6] В.В. Кравчина, О.С. Полухин. Радиоелектроніка, інформатика, управління **3** (2018). doi:10.15588/1607-3274-2018-3-2.
- [7] О.С. Полухин, В.В. Кравчина. Техн. и констр. в электрон. аппаратах **5–6**, 33 (2021). doi:10.15222/ТКЕА2021.5-6.33.
- [8] A.C. Norskog, Jr., R.M. Warner. J. Appl. Phys. **52**, 3, 1552 (1981). doi: 10.1063/1.329637
- [9] M. Eslamian, M.Z. Saghir. FDMP **8**, 4, 353 (2012). doi:10.3970/fdmp.2012.008.353.
- [10] A.A. Lomov, B.M. Seredin, S.Yu. Martyushov, I.V. Gavrus. Proc. SPIE — Int. Soc. Opt. Eng. **14**, 1215703 (2022). doi:10.1117/12.2622306.
- [11] H.E. Cline, T.R. Anthony. J. Appl. Phys. **47**, 6, 2325 (1976). doi: 10.1063/1.323009
- [12] Б.М. Середин, А.С. Полухин, А.И. Солодовник. Электрон. техника Сер. 2. Полупр. пр. 5 (239), 65 (2015).
- [13] В.П. Исаченко, В.А. Осипова, А.С. Сукомел. Теплопередача. Энергоиздат, М. (1981).
- [14] Ansys, сайт. URL: <https://www.ansys.com>.
- [15] Ю.Е. Шелудяк, Л.Я. Кашпоров, Л.А. Малинин, В.Н. Цалков. Теплофизические свойства компонентов горючих систем. НПО „Информ ТЭИ“, М. (1992).

Редактор Е.Ю. Флегонтова