

На правах рукописи

Пригара Валерия Павловна

ТЕМПЕРАТУРНАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ В КРЕМНИЕВОЙ ПЛАСТИНЕ
ПРИ НАГРЕВЕ НЕКОГЕРЕНТНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

05.27.01 Твердотельная электроника, радиоэлектронные компоненты, микро-
и нано- электроника, приборы на квантовых эффектах

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Ярославль

Работа выполнена в Ярославском Филиале Федерального государственного бюджетного учреждения науки Физико-технологического института Российской академии наук (ЯФ ФТИАН РАН).

Научный руководитель:

Доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией Рудаков Валерий Иванович

Официальные оппоненты:

Королев Михаил Александрович, доктор технических наук, профессор, МИЭТ

Козлов Анатолий Иванович, кандидат физико-математических наук, зам. директора НИИ ФП

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук (ИПТМ РАН).

Защита состоится 18 декабря 2013 года в 14 часов на заседании диссертационного совета Д 002.204.01 при Физико-технологическом институте Российской академии наук по адресу: г. Москва, Нахимовский проспект д. 36 к. 1, 6 этаж, конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Физико-технологического института РАН.

Автореферат разослан « » _____ 2013 года.

Ученый секретарь
Диссертационного совета
Д 002.204.01
кандидат физико-
математических наук



Вьюрков В.В.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы

Переход к нанометровым приборам ставит задачу модернизации традиционных и создания новых технологий изготовления интегральных схем. Одним из наиболее важных этапов при создании интегральных схем является этап термической обработки. Современной тенденцией в процессах термообработки является уменьшение ее времени при увеличении интенсивности некогерентного излучения, которое в большинстве случаев используется в термических реакторах [1-3]. Такой подход применяется, например, для активации примеси и устранения дефектов после процесса ионной имплантации [4]. При этом на сопутствующую процессу отжига диффузию примеси накладываются ограничения, препятствующие расплыванию ее исходного концентрационного профиля. При ультракоротких временах обработки, характерных для лазерного и flash-отжигов, временные ограничения сопровождаются пространственными ограничениями, связанными с локальностью разогрева приповерхностных слоев кремниевой пластины, на которой изготавливается интегральная схема [5]. В принципе, возможна ситуация, когда сохраняются пространственные ограничения на диффузию примеси, а временные ограничения снимаются. Для этого необходимо перераспределить поток падающего на пластину излучения таким образом, чтобы разогрев пластины происходил только в диффузионной зоне, а остальная часть пластины оставалась холодной. Подобного рода эффекты исследовались при взаимодействии лазерного излучения с полупроводниковыми образцами и известны как поперечная оптическая и температурная бистабильность при нарастающем поглощении [6-8]. Исследования в этой области носили, в основном, теоретический характер, а эксперименты проводились только на образцах из сульфида кадмия с целью изучения возможности создания чисто оптических логических устройств [9]. В технологии изготовления интегральных схем задача использования явления температурной бистабильности до настоящего времени не ставилась. Связанная с такой постановкой задачи возможность перераспределения энергии падающего излучения вдоль поверхности и по глубине пластины может быть использована для создания режимов термообработки с пространственным разделением холодных и горячих областей в объеме пластины. В частности, режимов раздельной термообработки лицевой и тыльной поверхностей пластины с целью увеличения степени интеграции приборов на одном кристалле. Технологические приемы такого рода требуют физического обоснования и, прежде всего, обоснования самой возможности температурной бистабильности в кремниевой пластине при ее обработке некогерентным излучением в термическом реакторе современных установок быстрой термической обработки. Необходимость такого обоснования связана с тем, что до настоящего времени в литературе не встречалось никаких упоминаний о наблюдении температурной бистабильности в полупроводниках, в

частности, в кремниевых пластинах при проведении процессов быстрой термической обработки. Отсутствуют данные и о возможности температурной бистабильности в образцах кремния при нагреве лазерным излучением. В отличие от локального нагрева миллиметровых образцов кремния лазерным излучением процесс теплообмена кремниевой пластины с элементами термического реактора происходит на большой площади и в широком спектральном диапазоне от 0 до 20 мкм. Широкий спектральный диапазон требует учета всех механизмов поглощения излучения пластиной при одинаковой с лазерным нагревом мощности падающего излучения и должен описываться другими математическими функциями. Также существует необходимость учета физических параметров пластин, используемых в технологических процессах (прежде всего, степени ее легирования) на возможность проявления эффекта температурной бистабильности.

Таким образом, исследование эффекта температурной бистабильности в кремниевой пластине при ее облучении мощным некогерентным излучением актуально в научном и практическом плане в связи с тем, что:

- не проведен систематический анализ особенностей функции плотности радиационного потока между источником излучения и облучаемым материалом, описывающей подвод тепла к пластине, и не разработана классификация материалов по этому признаку;

- не исследована возможность наблюдения температурной бистабильности при естественном радиационном теплообмене и не выявлены характеристики материалов, способствующие или препятствующие проявлению эффекта в тепловой системе, включающей пластину исследуемого материала;

- отсутствуют данные о наблюдении температурной бистабильности в кремнии, как при взаимодействии лазерного излучения с маленькими образцами, так и при обработке пластин некогерентным излучением в термических реакторах современных установок быстрой термической обработки;

- не проведено исследования зависимости эффекта температурной бистабильности в кремнии от оптических свойств его образцов, связанных с такими физическими характеристиками, как уровень и тип легирования.

Цель диссертационной работы

Целью данной работы является теоретическое исследование возможности наблюдения эффекта температурной бистабильности в кремниевой пластине и его экспериментальное подтверждение в установке быстрой термической обработки.

Для достижения этой цели были поставлены следующие задачи:

- Разработать модель тепловой системы для описания радиационного теплообмена полупрозрачной пластины с элементами термического реактора;

- Определить классы материалов, способных к реализации неустойчивого температурного поведения в такой системе;
- Провести анализ решений уравнения теплового баланса на устойчивость;
- Исследовать влияние управляющих параметров и концентрации легирующей примеси на температурную бистабильность в кремниевой пластине;
- Провести эксперименты по обнаружению эффекта бистабильности в кремниевых пластинах с различным уровнем и типом легирующей примеси.

Научная новизна и достоверность работы

Научная новизна состоит в следующих результатах, которые были получены впервые:

- Предложена классификация материалов по виду функции, описывающей зависимость плотности радиационного потока $q(T)$ между исследуемыми материалами и нагревателем со свойствами абсолютно черного тела (АЧТ).
- Выделен класс материалов с участком резко возрастающей температурной зависимости излучательной способности (некоторые сплавы, полупроводники), способных к проявлению эффекта бистабильности.
- Теоретически показана возможность и определены условия возникновения бистабильности при радиационном теплообмене кремниевой пластины с нагревателем и поглотителем в тепловой системе, моделирующей термический реактор. Рассчитаны критические значения управляющих параметров таких систем.
- Экспериментально обнаружен эффект температурной бистабильности в слаболегированной кремниевой пластине КДБ-12. Установлено, что эффект температурной бистабильности в кремниевых пластинах зависит от концентрации и типа легирующей примеси.

Достоверность результатов обеспечивается применением фундаментальных физических теорий, удовлетворительным соответствием результатов используемой в настоящей работе программы Rad-Pro [10] для расчета оптических свойств кремниевой пластины с экспериментальными данными [11], соответствием результатов моделирования с данными выполненных в работе экспериментов.

Положения, выносимые на защиту

- Способ классификации материалов по виду температурной зависимости подводимого от нагревателя к материалу потока излучения и выделение класса материалов, способных к бистабильному поведению в радиационно-замкнутых открытых тепловых системах;
- Математическая модель температурного поведения кремниевой пластины при ее радиационном теплообмене с элементами открытой

тепловой системы в широком спектральном диапазоне длин волн, характерном для естественного радиационного теплообмена;

- Особенности температурного поведения кремниевой пластины при различных режимах термической обработки некогерентным излучением и возможность существования температурной бистабильности в кремниевой пластине;
- Результаты эксперимента по обнаружению эффекта бистабильности в пластинах кремния и зависимость проявления эффекта от концентрации донорной и акцепторной примеси.

Практическая значимость работы

- Проведенная классификация позволит более эффективно выявлять материалы для создания переключающих устройств на основе эффекта температурной бистабильности;
- Найденные критические значения управляющих параметров могут быть использованы для уточнения температурных режимов термической обработки пластин;
- Результаты работы могут быть применены для создания перспективных технологий термической обработки полупроводниковых пластин.

Апробация работы

Основные результаты работы докладывались на следующих конференциях:

- 3-я Российская национальная конференция по теплообмену, Москва, Россия, 2002.
- V Международная конференция «Кремний-2008», Черногоровка, Россия, 2008.
- VIII-я Международная Конференция и VII-я Школа молодых ученых и специалистов «Кремний-2011», Москва, Россия, 2011.

Публикации

Основные результаты работы представлены в 5 публикациях. Одна из публикаций выполнена в международном рецензируемом журнале, включенном в международную базу Web of Science, четыре из перечисленных публикаций выполнены в журналах, входящих в список журналов и изданий, утвержденной Высшей аттестационной комиссией Министерства образования и науки Российской Федерации. Одна публикация по тематике принята в печать в Журнал Технической Физики.

Личный вклад автора

Постановка задачи и осуществление общего руководства над работой выполнено руководителем В.И. Рудаковым. Развитие тематики в направлении влияния легирования на температурную бистабильность, моделирование процесса нагрева легированных пластин при некогерентном

и когерентном нагревателе, а также оценка результатов и анализ полученных экспериментальных данных выполнены автором лично под руководством В.И. Рудакова. Экспериментальные данные получены при непосредственном участии автора.

Структура работы

Диссертация состоит из 4 глав и заключения. Каждая из глав завершается разделом "Выводы", в котором резюмируются полученные результаты. Объем работы составляет 96 страниц машинописного текста, включая 28 рисунков и списка литературы из 58 наименований. Приведен список из 6 работ автора по тематике диссертации.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

В первой главе обсуждаются способы и подходы к изучению температурного поведения пластины в термическом реакторе.

Выполнен обзор термических реакторов с ламповым нагревом. Различие в конструктивно-топологических особенностях позволяет разделить реакторы на классы с идентичными механизмами теплообмена между исследуемой пластиной и основными элементами реактора. Каждому классу реакторов поставлена в соответствие модельная тепловая система. Анализ построенных моделей позволил выделить элементарную тепловую систему. Модель элементарной тепловой системы включает три бесконечные параллельные пластины, между которыми осуществляется радиационный теплообмен. Верхняя пластина моделирует нагревательный блок источника радиационного излучения (далее "нагреватель, r "), нижняя пластина моделирует стенки и дно рабочей камеры термического реактора ("поглотитель, a "). Между этими пластинами находится пластина исследуемого материала, моделируемая полупрозрачным экраном, оптические свойства которого описываются в приближении серого тела ("пластина, w ") (рис. 1). Теплообмен между элементами радиационной системы описывается уравнением теплового баланса, в котором правая часть описывает баланс тепла между подводимым и отводимым потоками, левая – характеризует скорость изменения температуры пластины [13]:

$$C_v \rho_w d_w \frac{dT_w}{dt} = q_{in} - q_{out}, \quad (1)$$

где q_{in} , q_{out} - плотности тепловых потоков, подводимых и отводимых от рабочей пластины; ρ, C_v, d, T_w - параметры материала рабочей пластины: плотность, теплоемкость, толщина и температура; t – время нагрева.

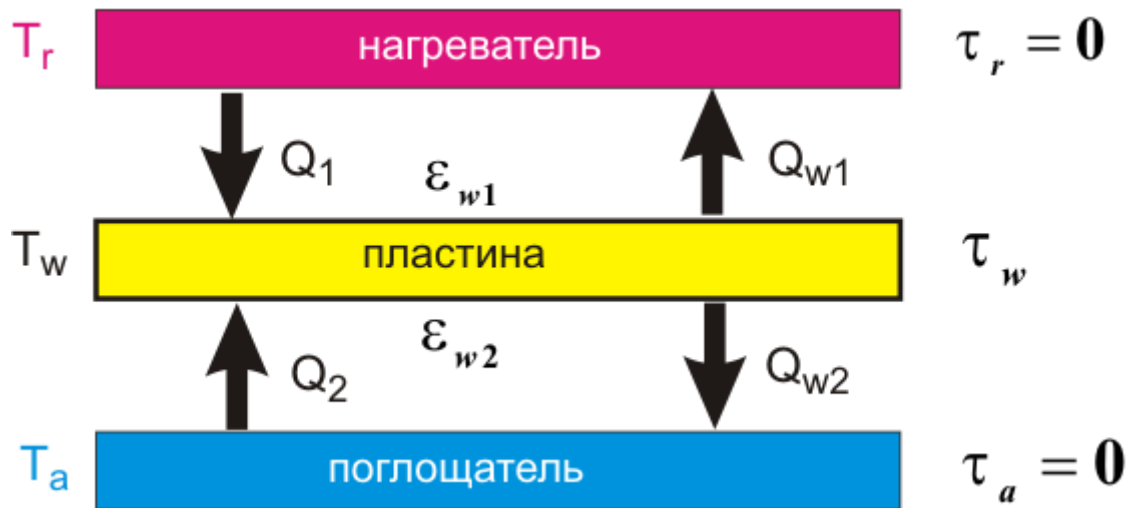


Рис. 1. Модель радиационно-замкнутой тепловой системы, в которой теплообмен пластины серого полупрозрачного материала с нагревателем и поглотителем осуществляется излучением [12].

Для определения основных закономерностей температурного поведения пластины исследовались стационарные решения уравнения (1):

$$\frac{dT_w}{dt} = 0 \quad (2)$$

и, как следствие,

$$q_{in} = q_{out}. \quad (3)$$

Для полупрозрачной пластины в модели радиационно-замкнутой тепловой системы процесс теплообмена пластины с нагревателем и поглотителем описывается системой уравнений теплового баланса:

$$\begin{cases} Q_r = E_r + (1 - \varepsilon_r) Q_{w1} \\ Q_{w1} = E_{w1} + (1 - \varepsilon_r - \tau_w) Q_r + \tau_w Q_a \\ Q_{w2} = E_{w2} + (1 - \varepsilon_{w2} - \tau_w) Q_{w2} + \tau_w Q_r \\ Q_a = E_a + (1 - \varepsilon_a) Q_{w2} \end{cases} \quad (4)$$

в котором E_i - плотность потока тепла, излучаемого серой поверхностью $i=1$ или 2 с температурой T_i и излучательной способностью ε_i . E_i определяется выражением:

$$E_i = \varepsilon_i \sigma T_i^4, \quad (5)$$

где τ_i - пропускательная способность пластины.

Потоки, описывающие теплообмен пластины с нагревателем и поглотителем определяются как:

$$\begin{cases} q_{in} = Q_r - Q_{w1} \\ q_{out} = Q_{w2} - Q_a \end{cases} \quad (6)$$

Тогда выражения, связывающее их с температурой пластины T_w [12] имеют вид:

$$\begin{aligned}
 q_{in} &= \frac{T_r^4 - T_w^4}{\left(\frac{1}{\varepsilon_r} + \frac{1}{\varepsilon_{w1}} - 1\right) \left(\frac{1}{\varepsilon_a} + \frac{1}{\varepsilon_{w2}} - 1\right)} \\
 &\quad \frac{\sigma \tau_w \left(\frac{1}{\varepsilon_a} - 1\right) \left(\frac{1}{\varepsilon_{w1}} + \frac{1}{\varepsilon_{w2}}\right) + \frac{1}{\varepsilon_a} + \frac{1}{\varepsilon_{w2}} - 1}{1 + \tau_w \cdot \left(\frac{1 - \varepsilon_a}{\varepsilon_a + \varepsilon_{w2} - \varepsilon_a \varepsilon_{w2}} + \frac{1 - \varepsilon_r}{\varepsilon_r + \varepsilon_{w1} - \varepsilon_r \varepsilon_{w1}}\right)} + \\
 &\quad + \frac{T_r^4 - T_a^4}{\left(\frac{1}{\varepsilon_r} + \frac{1}{\varepsilon_{w1}} - 1\right) \cdot \left(\frac{1}{\varepsilon_a} + \frac{1}{\varepsilon_{w2}} - 1\right)} \cdot \\
 &\quad \frac{\sigma \tau_w \frac{1}{\varepsilon_{w1}} \cdot \frac{1}{\varepsilon_{w2}}}{1 + \tau_w \cdot \left(\frac{1 - \varepsilon_a}{\varepsilon_a + \varepsilon_{w2} - \varepsilon_a \varepsilon_{w2}} + \frac{1 - \varepsilon_r}{\varepsilon_r + \varepsilon_{w1} - \varepsilon_r \varepsilon_{w1}}\right)} \\
 q_{out} &= \frac{T_w^4 - T_a^4}{\left(\frac{1}{\varepsilon_r} + \frac{1}{\varepsilon_{w1}} - 1\right) \left(\frac{1}{\varepsilon_a} + \frac{1}{\varepsilon_{w2}} - 1\right)} \\
 &\quad \frac{\sigma \tau_w \left(\frac{1}{\varepsilon_a} - 1\right) \left(\frac{1}{\varepsilon_{w1}} + \frac{1}{\varepsilon_{w2}}\right) + \frac{1}{\varepsilon_a} + \frac{1}{\varepsilon_{w2}} - 1}{1 + \tau_w \cdot \left(\frac{1 - \varepsilon_a}{\varepsilon_a + \varepsilon_{w2} - \varepsilon_a \varepsilon_{w2}} + \frac{1 - \varepsilon_r}{\varepsilon_r + \varepsilon_{w1} - \varepsilon_r \varepsilon_{w1}}\right)} + \\
 &\quad + \frac{T_r^4 - T_a^4}{\left(\frac{1}{\varepsilon_r} + \frac{1}{\varepsilon_{w1}} - 1\right) \cdot \left(\frac{1}{\varepsilon_a} + \frac{1}{\varepsilon_{w2}} - 1\right)} \cdot \\
 &\quad \frac{\sigma \tau_w \frac{1}{\varepsilon_{w1}} \cdot \frac{1}{\varepsilon_{w2}}}{1 + \tau_w \cdot \left(\frac{1 - \varepsilon_a}{\varepsilon_a + \varepsilon_{w2} - \varepsilon_a \varepsilon_{w2}} + \frac{1 - \varepsilon_r}{\varepsilon_r + \varepsilon_{w1} - \varepsilon_r \varepsilon_{w1}}\right)}
 \end{aligned} \tag{7}$$

Каждый из потоков q_{in} и q_{out} в системе уравнений (7) представляется в виде суммы двух слагаемых q_1 и q_2 :

$$\begin{cases} q_{in} = q_{in1} + q_{in2} \\ q_{out} = q_{out1} + q_{out2} \end{cases} \quad (8)$$

Второе слагаемое, q_2 , описывает теплообмен между излучателем и поглотителем и имеет одно и то же значение, как для подводимого радиационного потока q_{in} , так и для отводимого радиационного потока q_{out} . Не оказывая влияния на температуру пластины, это слагаемое может не учитываться в балансе тепла, подводимого и отводимого от пластины:

$$q_{in2} = q_{out2} \quad (9)$$

Первое слагаемое, q_1 , описывает радиационный теплообмен между излучателем и поглотителем, в котором пластина выступает как посредник. Тогда (7) примет вид:

$$\begin{cases} q_{in} = q_{out} \\ q_{in} = q_{in1} \\ q_{out} = q_{out1} \end{cases} \quad (10)$$

Система (10) используется далее в работе при решении задачи температурного поведения пластины несерого материала для выбранных свойств нагревателя и поглотителя, а также в тепловой системе более сложного типа с комбинированным отводом тепла от пластины. В случае комбинированного теплоотвода в систему вводится дополнительный способ отвода тепла, который в зависимости от конструктивных особенностей реактора, описывается как конвективный

$$q_{conv} = H \cdot (T_w - T_g), \quad (11)$$

при охлаждении пластины газовым потоком, или кондуктивный

$$q_{cond} = (\alpha/b) \cdot (T_w - T_a), \quad (12)$$

при охлаждении пластины теплопроводностью через неподвижный слой газа между пластиной и дном термического реактора [15]. Здесь H - коэффициент теплоотдачи пластины, α - коэффициент теплопроводности газа, T_g его температура, b - ширина газового зазора.

При моделировании комбинированного теплоотвода в первом приближении можно воспользоваться принципом независимости радиационного и конвективно-кондуктивного потоков в уравнении (10) [15]:

$$q_{out} = q_{out1} + q_c \quad (13)$$

Для решения уравнения теплового баланса необходимо иметь данные по оптическим свойствам материала исследуемой пластины. Интегральные оптические свойства, в частности интегральная излучательная способность, входящая в систему уравнений (10), определяется по базе данных для спектральной излучательной способности материала по формуле [15]:

$$\varepsilon(T) = \frac{\int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda_w}(\lambda, T) \cdot e_{\lambda_b}(\lambda, T) d\lambda}{\sigma T^4}. \quad (14)$$

Расчет интеграла на широком спектральном диапазоне в выражении (14) в форме конечных разностей проводится исходя из того, что до длины волны λ_1 спектральная излучательная способность материала незначительна и ей можно пренебречь, а, начиная с некоторой длины волны λ_2 , спектральная излучательная способность не будет зависеть от длины волны [14]:

$$\varepsilon(T) = \frac{1}{\sigma T^4} \left[\left(\sum_{\lambda_1}^{\lambda_2} e_{\lambda_b}(\lambda, T) \varepsilon_{\lambda_w}(\lambda, T) \Delta\lambda \right) + \left(\sigma T^4 - \sum_{\lambda_1}^{\lambda_2} e_{\lambda_b}(\lambda, T) \Delta\lambda \right) \cdot \varepsilon_{\lambda_w}(\lambda_2, T) \right] \quad (15)$$

Данные для расчета спектральной излучательной способности пластины кремния получены с помощью программы Rad-Pro [10], выложенной на авторском сайте в открытом доступе. Выполнено сравнение экспериментальных данных излучательной способности кремниевой пластины [11] и данных, полученных по Rad-Pro, для идентичных пластин, которое продемонстрировало удовлетворительное соответствие результатов.

Во второй главе проведена классификация материалов по виду функции, описывающей радиационный теплообмен между нагревателем, пластиной исследуемого материала и поглотителем при фиксированной температуре нагревателя и переменной температуре пластины (радиационная характеристика). Исследованы особенности поведения радиационной характеристики материала в радиационно-замкнутой открытой тепловой системе.

В первом разделе второй главы, используя выражения для плотности потоков излучения подводимых q_{in} и отводимых q_{out} от полупрозрачной серой пластины [12], обобщен подход, изложенный в работе [15] для расчета ее теплообмена с нагревателем и поглотителем в радиационно-замкнутой тепловой системе. Получены выражения для расчета спектральной плотности потоков излучения, подводимых dq_{in2} и отводимых dq_{in1} от пластины несерого материала, для длины волны λ на спектральном интервале $d\lambda$ [A3]. Полагая, что выражения для тепловых потоков q_{in} и q_{out} справедливы для спектральных величин в интервале длин $d\lambda$, имеем:

$$\begin{cases} dq_{in} = \xi_{in}(\lambda, T) [e_{\lambda_b}(\lambda, T_r) - e_{\lambda_b}(\lambda, T_w)] d\lambda \\ dq_{out} = \xi_{out}(\lambda, T) [e_{\lambda_b}(\lambda, T_w) - e_{\lambda_b}(\lambda, T_a)] d\lambda + q_c \end{cases},$$

$$\begin{aligned}
\xi_{in}(\lambda, T) &= \frac{f_{c\lambda}}{d_{c\lambda}} \left[\frac{2\tau_{\lambda w}}{\varepsilon_{\lambda w}} \left(\frac{1}{\varepsilon_{\lambda a}} - 1 \right) + \frac{1}{\varepsilon_{\lambda a}} + \frac{1}{\varepsilon_{\lambda w}} - 1 \right], \\
\xi_{out}(\lambda, T) &= \frac{f_{c\lambda}}{d_{c\lambda}} \left[\frac{2\tau_{\lambda w}}{\varepsilon_{\lambda w}} \left(\frac{1}{\varepsilon_{\lambda r}} - 1 \right) + \frac{1}{\varepsilon_{\lambda r}} + \frac{1}{\varepsilon_{\lambda w}} - 1 \right], \\
f_{\bar{n}\lambda} &= \left(\frac{1}{\varepsilon_{\lambda r}} + \frac{1}{\varepsilon_{\lambda w}} - 1 \right)^{-1} \left(\frac{1}{\varepsilon_{\lambda a}} + \frac{1}{\varepsilon_{\lambda w}} - 1 \right)^{-1}, \\
d_{c\lambda} &= 1 + \tau_{\lambda w} \left(\frac{1 - \varepsilon_{\lambda a}}{\varepsilon_{\lambda a} + \varepsilon_{\lambda w} - \varepsilon_{\lambda a} \varepsilon_{\lambda w}} + \frac{1 - \varepsilon_{\lambda r}}{\varepsilon_{\lambda r} + \varepsilon_{\lambda w} - \varepsilon_{\lambda r} \varepsilon_{\lambda w}} \right),
\end{aligned} \tag{16}$$

$e_{\lambda b}(\lambda, T_w) = 2\pi C_1 / \left\{ \lambda^5 [\exp(C_2 / \lambda T) - 1] \right\}$ - спектральная функция распределения поверхностной плотности излучения Планка; $C_1 = hc^2$, $C_2 = hc/k$; h - постоянная Планка; c - скорость света в вакууме; σ - постоянная Больцмана; $\varepsilon_{\lambda r} = \varepsilon_{\lambda r}(\lambda, T_r)$, $\varepsilon_{\lambda w} = \varepsilon_{\lambda w}(\lambda, T_w)$, $\varepsilon_{\lambda a} = \varepsilon_{\lambda a}(\lambda, T_a)$ - спектральные излучательные способности нагревателя, пластины и поглотителя, соответственно; T_r , T_w , T_a - их температуры; $\tau_{\lambda w} = \tau_{\lambda w}(\lambda, T_w)$ - спектральная пропускательная способность пластины.

В случае идеальных нагревателя и поглотителя, материалы которых обладают оптическими характеристиками, близкими по свойствам к АЧТ (далее, АЧТ нагреватель, АЧТ поглотитель), система уравнений принимает наиболее простой вид:

для серого материала (10):

$$\begin{cases} q_{in} = q_{out}, \\ q_{in} = \sigma \varepsilon_w (T_r^4 - T_w^4), \\ q_{out} = \sigma \varepsilon_w (T_w^4 - T_a^4) + q_c \end{cases} \tag{17}$$

и для несерого материала (16):

$$\begin{aligned}
&\int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda w}(\lambda, T_w) \cdot [e_{\lambda b}(\lambda, T_r) - e_{\lambda b}(\lambda, T_w)] d\lambda = \\
&= \int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda w}(\lambda, T_w) [e_{\lambda b}(\lambda, T_w) - e_{\lambda b}(\lambda, T_a)] d\lambda + q_c.
\end{aligned} \tag{18}$$

Выражения для q_c , в виде q_{conv} (11) и q_{cond} (12), имеют сходный вид, что позволяет установить связь между коэффициентами, определяющими эти потоки, коэффициентом теплообмена H и коэффициентом теплопроводности α . Полагая, температуру газового потока равной среднему арифметическому температуры пластины и пластины поглотителя, получим:

$$H = \frac{2\lambda}{b}. \tag{19}$$

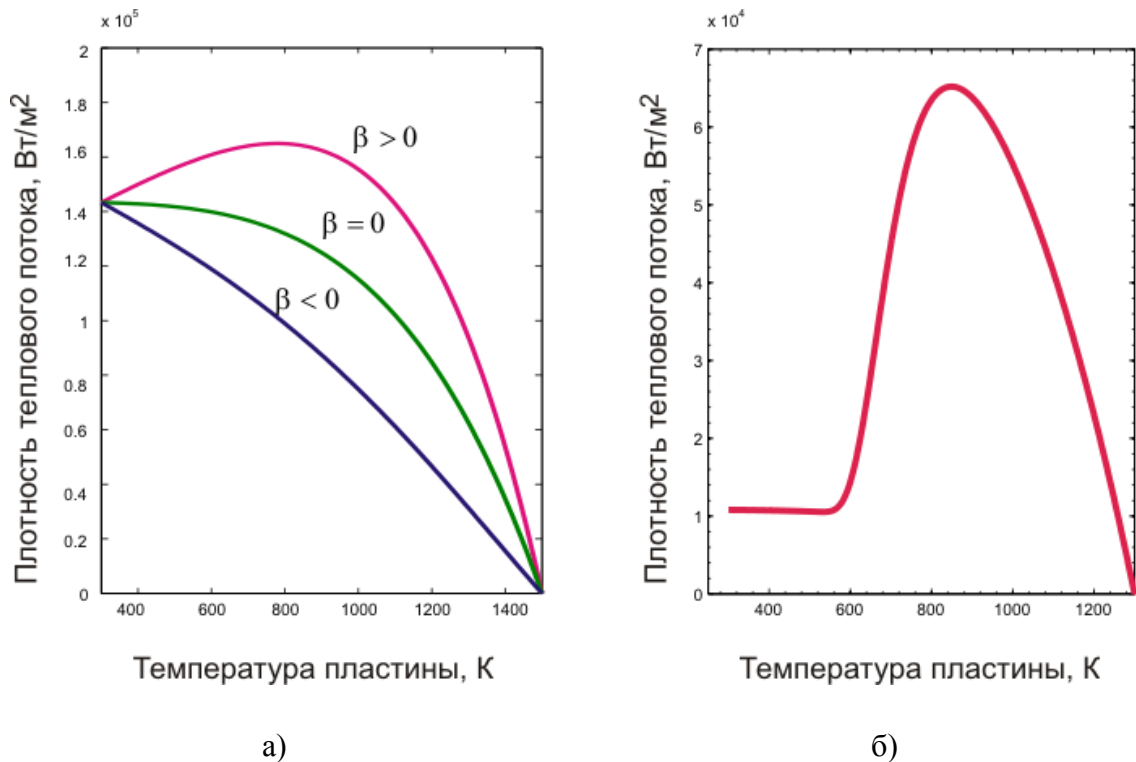


Рис.2. Классификация материалов по температурной зависимости плотности подводимого к пластине радиационного потока (радиационная характеристика): а) для материалов с модельной линейной интегральной излучательной способностью: $\beta < 0$ не содержит максимума, $\beta = 0$ содержит максимум при $T_{nl}=300$ К, $\beta > 0$ содержит максимум при $T_{nl} \neq 300$ К; б) радиационная характеристика с резким максимумом, соответствующая нелинейной зависимости модельной излучательной способности.

Уравнение (18) позволяет провести все расчеты для конвективного теплоотвода, а затем сделать перерасчет параметров для отвода тепла теплопроводностью по уравнению (19).

Во втором разделе на основе формул (17) и (18) проведена классификация радиационных характеристик $q_{in}(T_w)_{T_r=const}$, описывающих радиационный теплообмен между АЧТ нагревателем и пластиной материала при фиксированной температуре нагревателя и переменной температуре пластины. Рассмотрены модельные материалы с линейной температурной зависимостью излучательной способности [A1]:

$$\varepsilon_w(T_w) = \alpha + \beta T_w. \quad (20)$$

При $\beta > 0$ (возрастающие, характерные для металлов); $\beta < 0$ (убывающие, характерные для диэлектриков); $\beta = 0$ (постоянные, эталонное серое тело). Также рассмотрены материалы с **нелинейной** зависимостью, типа [A2]:

$$\varepsilon(T_w) = \alpha + \beta(|T_w - T_1| - |T_w - T_2|), \quad (21)$$

с участком резкого скачка (T_1, T_2 – температуры начала и конца скачка, соответственно; $\alpha, \beta > 0$), при возрастании температуры, характерного для полупроводников и некоторых сплавов.

Анализ функций, описывающих радиационные характеристики, на экстремум, для материалов с температурной зависимостью излучательной способности (20) и (21) делит радиационные характеристики на соответствующие типы:

1-й тип: $\beta > 0$ зависимость $q_{in}(T_w)_{T_r=const}$, содержащая максимум;

2-тип: $\beta < 0$ зависимость $q_{in}(T_w)_{T_r=const}$, резко убывающая, с перегибом, без максимума;

3-тип: при $\beta = 0$ зависимость $q_{in}(T_w)_{T_r=const}$, переходная между первыми двумя типами характеристик: плавно убывающая с максимумом в начале координат;

4-тип для нелинейной зависимости излучательной способности $q_{in}(T_w)_{T_r=const}$ имеет резкий максимум (рис. 2).

В третьем разделе исследуется на устойчивость решения уравнения теплового баланса для материалов, с рассмотренными во втором разделе типами радиационных характеристик.

Показано, что в радиационной системе, теплоотвод которой моделируется элементарной, с математической точки зрения, функцией

$$q_{out}(T_w) = const, \quad (22)$$

существуют неустойчивые решения для материалов с линейной излучательной способностью, обладающих максимумом, и нелинейной излучательной способностью с резким максимумом на радиационных характеристиках.

Характерной функцией, описывающей теплоотвод от пластины в термических процессах микроэлектроники, является степенная функция. Такая функция описывает радиационный, чисто конвективный или комбинированный теплообмен (с переносом энергии излучением совместно с теплопроводностью или конвекцией):

$$q_{out}(T) = H' \cdot (T - T_0), \quad (23)$$

где $H' = aH + b\varepsilon\sigma(T^3 + T^2T_0 + TT_0^2 + T_0^3)$ - приведенный коэффициент теплообмена. Здесь при $a \neq 0, b = 0$ уравнение (23) описывает конвективный теплоотвод; при $a \neq 0, b \neq 0$ – комбинированный теплоотвод, включающий механизмы переноса энергии излучением и теплопроводностью или конвекцией; при $a = 0, b \neq 0$ – теплоотвод излучением. Показано, что при таком теплоотводе неустойчивые решения возможны только для материалов с резким максимумом на радиационной характеристике (некоторые сплавы и полупроводники, в частности, кремний) [A1, A2].

В третьей главе теоретически исследуется температурное поведение кремниевой пластины в радиационно-замкнутой тепловой системе с источником некогерентного излучения и комбинированным теплоотводом (излучением и конвекцией или теплопроводностью).

В первом разделе третьей главы теоретически рассматривается температурное поведение кремниевой слаболегированной пластины. Излучательная способность кремниевой пластины имеет ярко выраженную спектральную зависимость излучательной способности на рассматриваемом интервале длин волн, поэтому для более точного описания температуры пластины используется спектральный аналог уравнения теплового баланса (18). Расчет спектральной излучательной способности проводится для пластины слаболегированного кремния p -типа проводимости, обе поверхности которой полированы. В работе представлено семейство

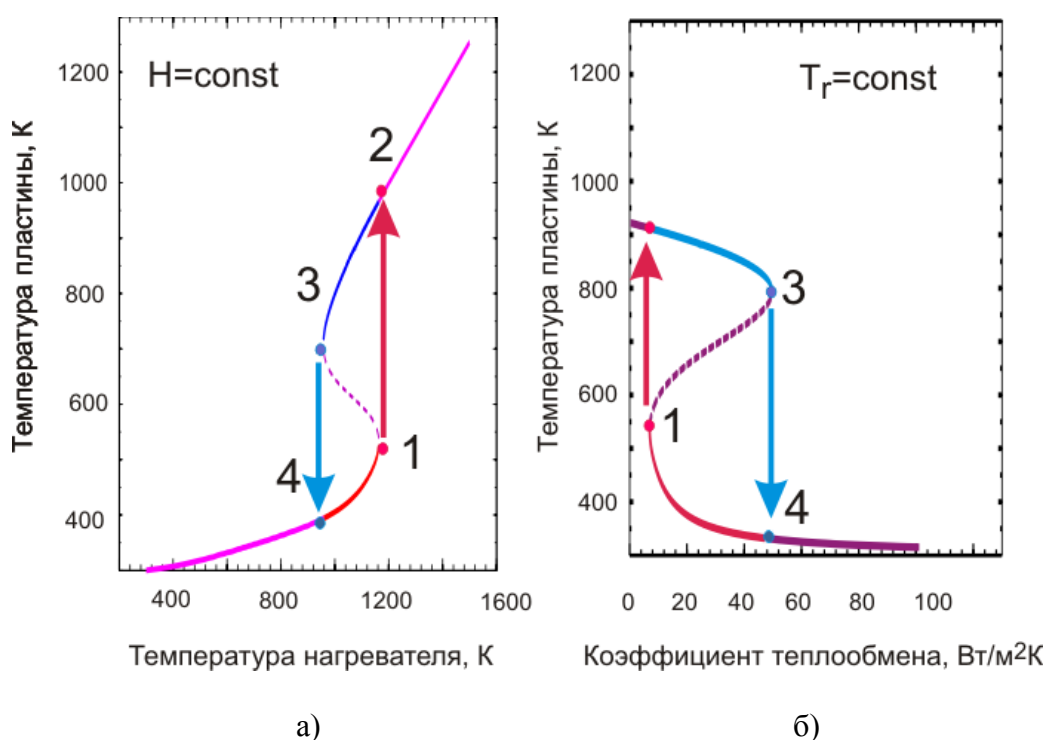


Рис.3. Передаточная характеристика радиационно-замкнутой тепловой системы с комбинированным теплоотводом для кремниевой пластины $\text{Si} \langle B \rangle 10^{15} \text{ см}^{-3}$: а) управляющий параметр - температура нагревателя, коэффициент теплообмена фиксирован; б) управляющий параметр - коэффициент теплообмена, температура нагревателя фиксирована.

излучательных характеристик, рассчитанных с помощью программы Rad-Pro [10], с помощью которых по формулам (14-15) выполнен расчет температурной зависимости излучательной способности кремниевой пластины.

Рабочее уравнение (18) в форме конечных разностей на широком спектральном диапазоне приобретает следующий вид:

$$\begin{aligned}
q_{in} &= q_{out}, \\
q_{in}(T_{wSi}) &= \left[\sum_{\lambda=0,5}^{\lambda=20} \varepsilon_{\lambda wSi}(\lambda, T_{wSi}) (e_{\lambda b}(\lambda, T_{rb}) - e_{\lambda b}(\lambda, T_{wSi})) \Delta\lambda \right] + \\
&+ \varepsilon_{\lambda wSi}(20, T_{wSi}) \cdot \left[\left(\sigma T_{rb}^4 - \sum_{\lambda=0,5}^{\lambda=20} e_{\lambda b}(\lambda, T_{rb}) \Delta\lambda \right) - \left(\sigma T_{wSi}^4 - \sum_{\lambda=0,5}^{\lambda=20} e_{\lambda b}(\lambda, T_{wSi}) \Delta\lambda \right) \right], \quad (24) \\
q_{out}(T_{wSi}) &= \left[\sum_{\lambda=0,5}^{\lambda=20} \varepsilon_{\lambda wSi}(\lambda, T_{wSi}) (e_{\lambda b}(\lambda, T_{wSi}) - \dot{a}_{\lambda b}(\lambda, T_{ab})) \right] + \\
&+ \varepsilon_{\lambda wSi}(20, T_{wSi}) \cdot \left[\left(\sigma T_{wSi}^4 - \sum_{\lambda=0,5}^{\lambda=20} \varepsilon_{\lambda b}(\lambda, T_{wSi}) \Delta\lambda \right) - \right. \\
&\left. - \left(\sigma T_{ab}^4 - \sum_{\lambda=0,5}^{\lambda=20} e_{\lambda b}(\lambda, T_{ab}) \Delta\lambda \right) \right] + H \cdot (T_{wSi} - T_g).
\end{aligned}$$

Расчет спектральной излучательной способности кремниевой пластины на интервале свыше 20 мкм можно провести в приближении серого тела, так как излучательная способность пластины на этом интервале практически постоянна [14]. Для расчета использовалась пластина Si 10^{15} см⁻³, толщиной 460 мкм. Вычисление плотности потоков по формуле (24) проводилось численным интегрированием для каждого набора температур нагревателя и рабочей пластины в диапазоне изменения температуры пластины от комнатной до 1300 К и температуры нагревателя от 300 до 2000 К. Уравнение теплового баланса (24) содержит два управляющих параметра: коэффициент теплообмена H и температуру нагревателя T_r . Решение уравнения в этом случае проводилось варьированием одного из этих параметров при фиксированном значении другого. Проведен анализ решений уравнения теплового баланса на устойчивость для фиксированного значения коэффициента теплообмена и семейства кривых радиационного теплообмена, соответствующих набору возрастающих значений температуры нагревателя. Анализ уравнения баланса обнаруживает решения, в которых температура кремниевой пластины теряет устойчивость по отношению к внешним возмущениям. Одно из решений возникает при нагревании, другое – при охлаждении. Каждое из решений неустойчиво в направлении изменения температуры процесса и имеет своим пределом ближайшее, при тех же параметрах системы, устойчивое решение. Также рассматривается поведение системы, в которой в качестве управляющего параметра выбран коэффициент теплообмена при фиксированном значении температуры нагревателя, делаются выводы о существовании неустойчивых решений.

Передачная характеристика системы, у которой в качестве управляющего параметра выбрана температура нагревателя T_r при фиксированном значении коэффициента теплообмена H имеет S-образный вид (рис. 3 а). При движении изображающей точки по передачной

характеристике температура пластины меняется следующим образом. Повышение температуры нагревателя от минимального значения, соответствующего комнатной температуре, сопровождается движением изображающей точки системы по нижней ветви передаточной характеристики вплоть до предельной точки 1. Дальнейшее повышение температуры нагревателя несовместимо с плавным движением точки по передаточной характеристике. Поэтому изображающая точка скачком переходит из положения 1 в положение 2 на верхней ветви характеристики и далее движется по этой ветви вплоть до 1500 К.

При понижении температуры нагревателя от 1500 К изображающая точка движется по верхней ветви вплоть до предельной точки 3. Дальнейшее понижение температуры нагревателя возможно только при скачкообразном переходе изображающей точки из положения 3 в положение 4. Далее, с понижением температуры нагревателя изображающая точка плавно движется по нижней ветви передаточной характеристики. Участок передаточной характеристики с отрицательным наклоном между предельными точками 1 и 3 соответствует неустойчивым решениям стационарного уравнения теплового баланса. В случае, когда управляющим параметром системы является коэффициент теплообмена, передаточная характеристика имеет вид инвертированной S-образной кривой (рис. 3 б). Последовательность протекания процессов при движении изображающей точки по этой передаточной кривой задается той же нумерацией положений изображающей точки, что и на рис. 3 а.

Таким образом, в интервале изменения управляющего параметра, между предельными точками 1 и 3, реализуется особый режим температурного поведения кремниевой пластины: возрастанию значений управляющего параметра соответствует один интервал изменения температуры пластины, убыванию – другой. То есть, одному и тому же значению управляющего параметра внутри этого интервала соответствуют по два значения температуры пластины. Таким образом, в системе имеют место явления бистабильности и гистерезиса.

Выполнено моделирование температурного поведения кремниевой пластины при варьировании второго (фиксированного) управляющего параметра. Рост значений второго управляющего параметра приводит к усилению эффекта: увеличивается ширина петли гистерезиса и величина скачка температуры при переходах между ветвями петли. Совместное влияние управляющих параметров T_r и H на передаточную характеристику имеет вид поверхности, образующей складку, проекция которой на плоскость управляющих параметров ограничивает область существования неустойчивых решений уравнения теплового баланса. Каждой паре управляющих параметров в этой области соответствует три значения температуры пластины, два решения из которых устойчивых и одно – неустойчивое, это – область бистабильного поведения пластины. Точка ветвления, в которой сходятся граничные кривые, соответствует значениям

$H = 1,5 \text{ Вт/м}^2\text{К}$ и $T_r = 834,3 \text{ К}$. В работе показано, что критическим значениям, ответственным за запуск эффекта в системе, соответствуют технологически реальные параметры работы термического реактора с ламповым нагревом и комбинированным теплоотводом (излучением и конвекцией или излучением и теплопроводностью), что позволяет надеяться на экспериментальное подтверждение эффекта.

Во втором разделе третьей главы проводится теоретический анализ влияния концентрации и типа легирующей примеси на проявление эффекта температурной бистабильности в легированной кремниевой пластине [А6].

Для оценки влияния степени легирования на бистабильное поведение кремниевой пластины уравнение теплового баланса (24) решается с учетом концентрационной зависимости ее излучательной способности. В работе приведены температурные зависимости интегральной излучательной способности пластины кремния при различной концентрации

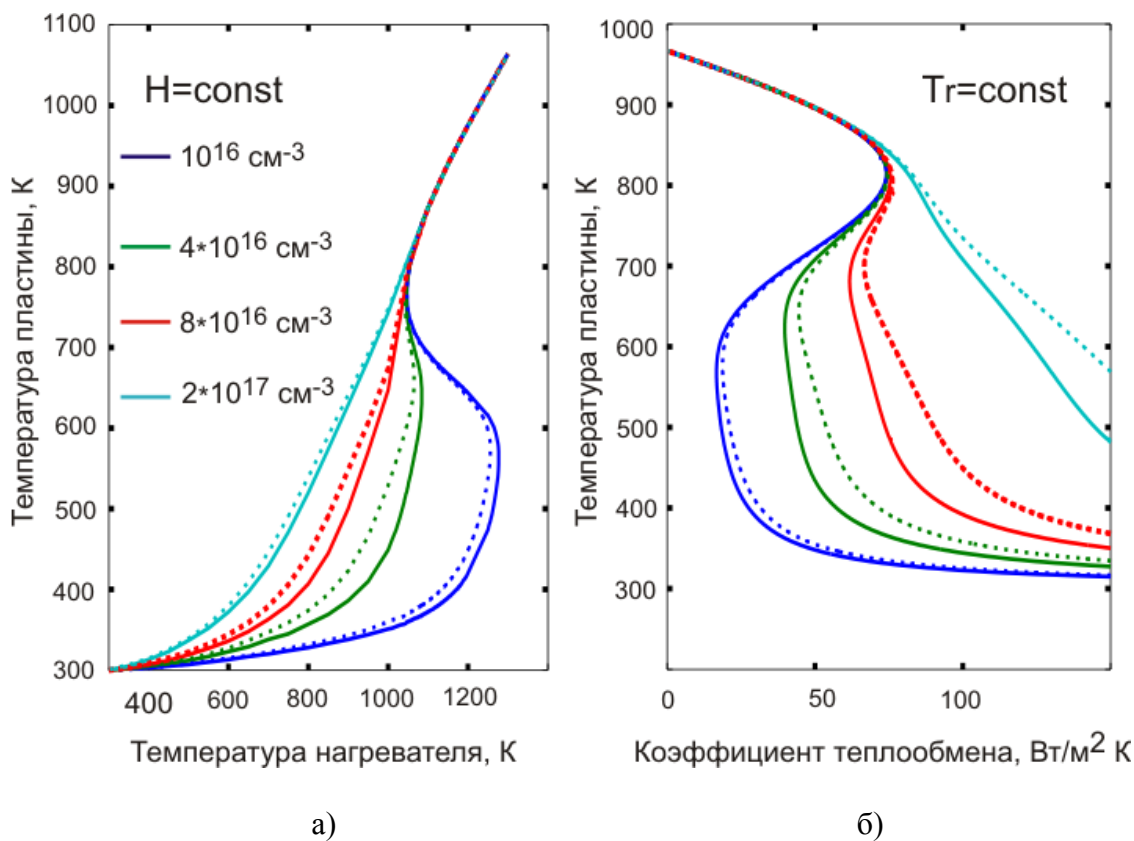


Рис.4. Моделирование эффекта температурной бистабильности в кремниевой пластине в зависимости от концентрации и типа легирующей примеси: а) управляющий параметр - температура нагревателя при фиксированном коэффициенте теплообмена; б) управляющий параметр - коэффициентом теплообмена при фиксированной температуре нагревателя. Сплошная линия соответствует кремнию, легированному фосфором, пунктирная - кремнию, легированному бором.

и типе легирующей примеси, полученные численным моделированием с помощью программы Rad-Pro [10]. При показателях степени от 10 до 15, соответствующей концентрации примеси в стандартных пластинах КДБ-12 и

КЭФ-4,5, характеристики практически совпадают и имеют выраженную нелинейность. На концентрационном интервале $10^{15} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ нелинейность ослабляется и при 10^{19} см^{-3} излучательная способность представляет собой практически линейную характеристику. Такая зависимость излучательной способности от температуры свойственна металлам, для которых, как было показано в работе, эффект температурной бистабильности отсутствует, что предполагает отсутствие эффекта и в высоколегированных кремниевых пластинах. Графическое решение уравнения теплового баланса для пластин легированного кремния показывает, что с увеличением степени легирования область бистабильного поведения пластины сужается, вплоть до ее полного исчезновения. Значение критической концентрации рассчитывалось по нулевому значению ширины петли гистерезиса и при значениях управляющих параметров системы, указанных на рис. 4, составило $\approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При прочих равных условиях эффект несколько ярче выражен для пластины, легированной донорной примесью. Можно предположить, что нагрев двух смежных областей, легированных примесями различных типов, или примесью одного типа, но с различной концентрацией (рис. 4), может привести к появлению радиального градиента температуры. Такая ситуация возможна, если один из смежных участков переключился в высокотемпературное состояние, а второй все еще остается в низкотемпературном, так как значения управляющих параметров для него недостаточны для переключения.

В четвертой главе экспериментально исследуется возможность эффекта температурной бистабильности и его зависимость от концентрации и типа легирующей примеси в кремниевой пластине.

В первом разделе четвертой главы для проверки теоретических выводов был проведен эксперимент по обнаружению эффекта температурной бистабильности. Для проведения эксперимента использовалась установка термоградиентной обработки пластин [16]. Установка предназначена для единичного термоградиентного отжига полупроводниковых пластин излучением кварцевых галогеновых ламп накаливания, максимум излучения которых в рабочем режиме приходится на диапазон длин волн 0,75-1,1 мкм. Нагрев производился с помощью блока из 13 вольфрамо-галогеновых ламп по 2 кВт каждая, обеспечивающих среднюю плотность мощности подаваемого на пластину излучения $\sim 40 \text{ Вт/см}^2$. Отвод тепла от пластины осуществлялся излучением и теплопроводностью через газовый зазор между пластиной и водоохлаждаемым основанием. Ширина газового зазора регулировалась, что эквивалентно изменению коэффициента теплообмена в соответствии с выражением (19). Контроль температуры пластины и элементов реактора выполнялся по данным термопар.

Для экспериментального обнаружения эффекта были использованы две ключевые идеи, почерпнутые из теоретической модели. Первая - эффект тем сильнее, чем выше теплоотдача. Увеличивать теплоотдачу можно,

приближая пластину к поглотителю, поэтому для обнаружения эффекта проводилась серия экспериментов с последовательным уменьшением зазора между пластиной и пьедесталом. Вторая идея связана с концентрационной зависимостью эффекта: можно ожидать его полного отсутствия в высоколегированной пластине и появления и нарастания по мере уменьшения степени легирования пластины. На рис. 5 представлены экспериментальные результаты в виде однопараметрического семейства кривых нагрева и охлаждения кремниевой пластины КДБ-12. Кривые отображают зависимость температуры пластины от корня квадратного из напряжения, величины пропорциональной температуре нагревателя, $\sqrt{U} \propto T_r$. В качестве параметра использовалась ширина газового зазора b между пластиной и пьедесталом. Зазор последовательно уменьшался в геометрической прогрессии от 25 до 0,2 мм. Для эксперимента использовалась двусторонне-полированная пластина кремния легирована бором с удельным сопротивлением $12 \text{ } \Omega \cdot \text{cm}$ толщиной 460 мкм. Пластина устанавливалась на кварцевых или керамических держателях,

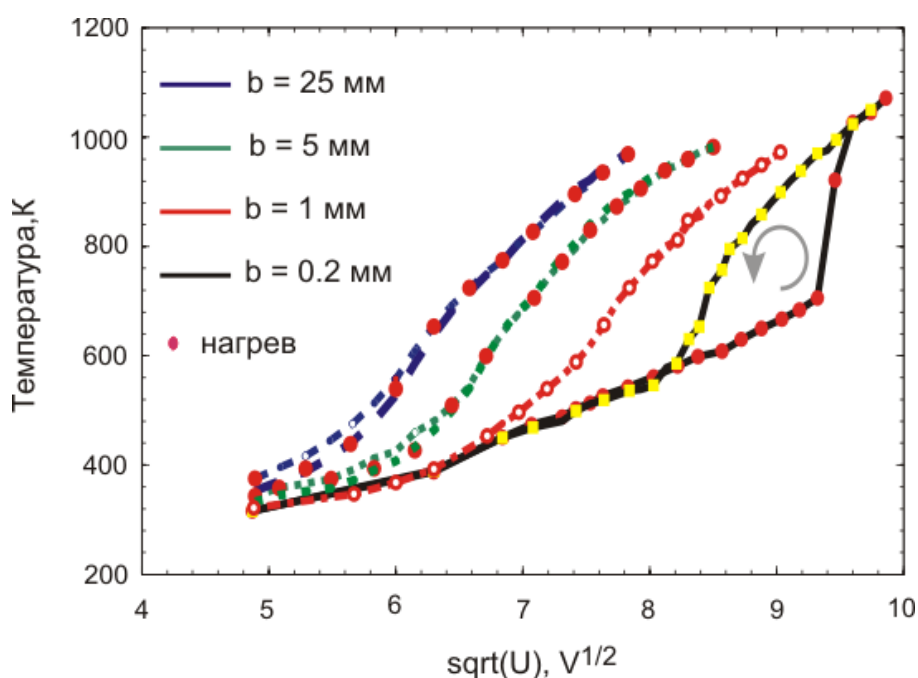


Рис. 5. Показания термопары в эксперименте по нагреву и охлаждению слаболегированной пластины КДБ-12 с газовым зазором между пластиной и водоохлаждаемым пьедесталом шириной b [А3].

обеспечивающих фиксированное расстояние между пластиной и водоохлаждаемым пьедесталом. Высота керамических держателей выступала в качестве параметра, регулирующего теплоотвод от пластины, и соответствовала значениям ширины газового зазора между пластиной и пьедесталом.

Результаты проведенной серии экспериментов оказались следующими. Для значений ширины зазора 25, 5 и 1 мм температура пластины менялась монотонно, при охлаждении процесс был обратим. Для зазора шириной 0,2 мм при нагреве пластины и значении напряжения на лампах 90 В наблюдался скачок температуры на 200 К с последующим плавным увеличением

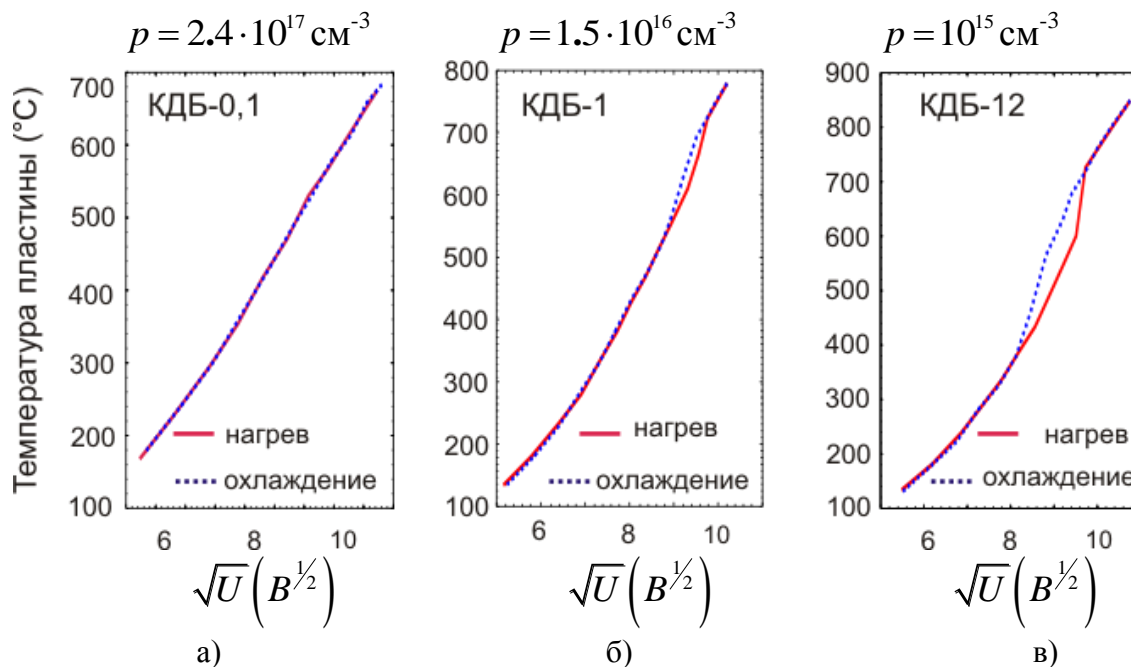


Рис.6. Показания термопары от корня квадратного из действующего значения напряжения \sqrt{U} на ламповом блоке в эксперименте с газовым зазором $b=0,2$ мм между пластиной и водоохлаждаемым пьедесталом для кремниевой пластины, легированной бором [Аб].

температуры при увеличении напряжения на лампах. При охлаждении пластины резкое уменьшение температуры пластины наблюдалось для значения напряжения ~ 74 В. В результате кривые нагрева и охлаждения формировали петлю гистерезиса шириной ~ 20 В.

Для сравнения температурного поведения аналогичный эксперимент был проведен с двусторонне-полированной пластиной высоколегированного кремния с удельным сопротивлением $0,01 \Omega \cdot \text{см}$ и толщиной 400 мкм. При тех же условиях эксперимента температурная бистабильность в сильнолегированной пластине КЭС-0,01 не наблюдалась, рис.7 а.

Во второй части четвертой главы проведено экспериментальное исследование влияния концентрации и типа легирующей примеси на эффект температурной бистабильности в кремниевой пластине. Экспериментальная проверка результатов расчета была проведена для пластин дырочного типа проводимости, легированных бором, с удельным сопротивлением 12, 1 и $0.1 \Omega \cdot \text{см}$ и пластин электронного типа проводимости, легированных фосфором и сурьмой, с удельным сопротивлением 4,5 и $0,01 \Omega \cdot \text{см}$. Все пластины были двусторонне полированными. Эксперименты выполнялись при одном и том же значении ширины газового зазора $b=0,2$ мм. Температура пластины

определялась с помощью термопары, установленной на лицевой поверхности пластины. Результаты экспериментов представлены на рис. 6 для пластин КДБ-12, 1, 0,1 и рис. 7 для пластин КЭФ-4,5 и КЭС-0,01. Эффект получен в пластинах с донорной и акцепторной примесью. Увеличение ширины петли гистерезиса соответствует уменьшению концентрации легирующей примеси. В высоколегированных пластинах КДБ-0,1 и КЭС-0,01 эффект температурной бистабильности отсутствует. При одинаковой концентрации легирующей примеси 10^{15} см^{-3} , высота и ширина петли гистерезиса больше у пластины КЭФ-4,5, легированной донорной примесью, чем у пластины КДБ-12, легированной акцепторной примесью. Таким образом, наблюдается качественное соответствие между теоретическими расчетами и результатами экспериментов по исследованию зависимости проявления эффекта бистабильности от концентрации и типа легирующей примеси в кремниевой пластине.

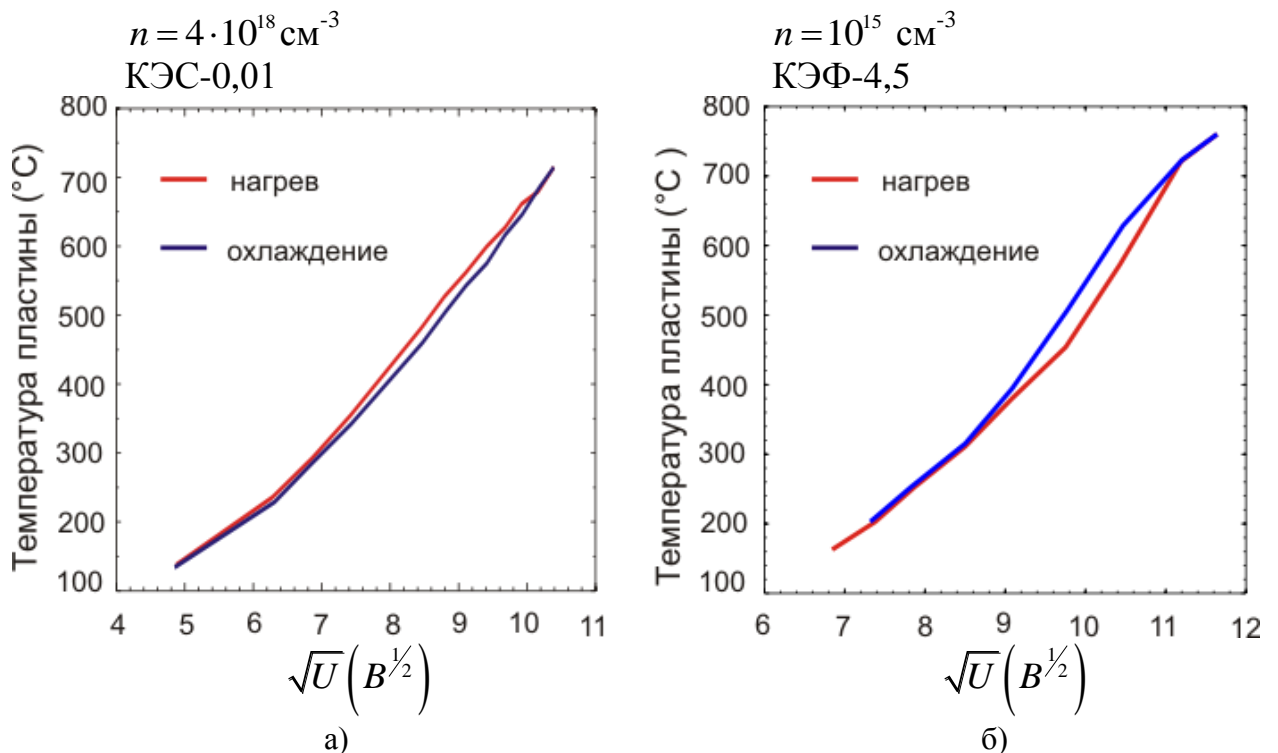


Рис.7. Зависимость роказаний термопары от корня квадратного из действующего значения напряжения \sqrt{U} на ламповом блоке в эксперименте с газовым зазором $b=0,2$ мм между пластиной и водоохлаждаемым пьедесталом: а) для кремниевой пластины, легированной сурьмой; б) для кремниевой пластины, легированной фосфором [Аб].

В **Заключении** диссертации изложены основные выводы, составляющие научную новизну работы.

1. Проведена классификация материалов по виду функции, описывающей радиационный теплообмен между нагревателем и пластиной материала при фиксированной температуре нагревателя и переменной температуре пластины (радиационная характеристика материала).

Классификация позволяет прогнозировать температурное поведение материала (устойчивое или неустойчивое) в тепловой системе с радиационным теплоподводом. Обнаружено, что материалы с резким максимумом на радиационной характеристике способны проявлять температурную неустойчивость в тепловой системе с комбинированным теплоотводом. К такому классу материалов относятся некоторые сплавы и полупроводники, в частности, кремний.

2. Теоретически установлено, что в радиационно-замкнутой тепловой системе с источником некогерентного излучения и комбинированным теплоотводом (излучением и конвекцией или теплопроводностью) в кремниевой пластине обнаруживается неустойчивое температурное поведение, сопровождающееся бистабильностью и гистерезисом.

3. Эффект температурной бистабильности при нагреве некогерентном излучением впервые экспериментально обнаружен в кремниевой пластине КДБ-12 толщиной 460 мкм в термическом реакторе установки термоградиентной обработки пластин при средней плотности мощности падающего излучения ~ 40 Вт/см² и отводе тепла излучением и теплопроводностью через газовый зазор шириной 0,2 мм между пластиной и медным водоохлаждаемым основанием.

4. Показано, что температурная бистабильность в кремниевой пластине при нагреве излучением проявляется при нарушении баланса подводимого и отводимого от пластины тепловых потоков. Нарушение баланса происходит вследствие различной температурной зависимости подводимого (радиационного) и отводимого (комбинированного) тепловых потоков. Резкие изменения подводимого радиационного потока, обусловленные скачком излучательной способности кремниевой пластины на температурном интервале от 500 до 700 К, не компенсируются плавным изменением конвективно-кондуктивной составляющей отводимого теплового потока, преобладающего при значениях управляющих параметров, соответствующих проявлению эффекта.

5. Теоретически показано и экспериментально подтверждено, что степень легирования пластины оказывает влияние на меру проявления эффекта температурной бистабильности в кремниевой пластине. Эффект ослабляется по мере увеличения концентрации примеси и исчезает при значениях концентрации $\sim 10^{17}$ см⁻³, практически не зависящих от типа легирования.

Публикации автора по теме диссертации

А1. Рудаков В.И., Овчаров В.В., Пригара В.П. Метод исследования поверхности тела с помощью радиационных характеристик в системе с радиационным теплообменом.// Микросистемная техника, 2002, том.11, № 1, с.15-21.

А2. Рудаков В.И., Овчаров В.В., Пригара В.П. Бистабильность при радиационном теплообмене.// Письма в ЖТФ, 2008. Т. 34. Вып. 16. С. 79-86.

A3. Rudakov V.I., Ovcharov V., Kurenya A., **Prigara V.** Bistable behavior of silicon wafer in rapid thermal processing setup.//*Microelectronic Engineering*, 2012, V. 93, P. 67-73.

A4. Рудаков В.И., Овчаров В.В., **Пригара В.П.** Влияние шероховатой поверхности кремниевой пластины на ее температуру при нагреве некогерентным излучением.// *Микроэлектроника*, 2010, Т. 39, № 1, С. 3-13.

A5. Рудаков В.И., Овчаров В.В., **Пригара В.П.** Влияние оптических свойств КНИ-структуры на температуру платины при быстром термическом отжиге.//*Микроэлектроника*, 2012, Т. 41, № 1, С. 20-29.

A6. Рудаков В.И., Овчаров В.В., **Пригара В.П.**, Куреня А.Л. Влияние степени легирования на температурную бистабильность в кремниевой пластине.//ЖТФ

A7. Rudakov V.I., Ovcharov V., Kurenya A., Prigara V. Temperature oscillations in a silicon wafer under constant power of incoherent irradiation by heating lamps in a thermal chamber of RTA set up.// Международная Конференция (SPIE-2012), Звенигород, Липки, 05-08 сентября 2012 г. *Proceedings of SPIE*, 2013. V. 8070, 807006.

Список цитируемой литературы

1. Timans P. et al. //Junction Technology (IWJT), 12th International Workshop, IEEE, 2012, pp. 63-68.
2. Kennel H. W. et al. //Advanced Thermal Processing of Semiconductors, 2006, RTP'06, 14th IEEE International Conference, IEEE, 2006, pp. 85-91.
3. Fiory A.T. // JOM, 2005, Department of Physics, NJST, pp.1-23.
4. Зворыкин Д.Б., Прохоров Ю.И. / Москва, Энергия, 1980, 176 с.
5. Fiory A.T. // JOM, June 2005, pp.21-26.
6. Эпштейн Э.М. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1972, т.15, №1,с.33-36.
7. Yong P.A. //Appl. Optics, vol.10, №3, 1971, pp. 638-643.
8. Henneberger F. // Phys. Stat. Sol.(b), vol.137, 1986, pp. 371 - 432.
9. Nguen H.X., Egorov V.D.//Phys. Stat. Sol. (b),1988, v.150, p.519.
10. Zhang Z.M. / N.Y., McGraw-Hill, 2007, p. 480.
11. Timans P.J. // J. Appl. Phys., vol. 74, №10, 1993, pp.6353-6364.
12. Zeegers J.et al. // Solar Energy Materials and Solar Cells, №33,1994,pp.23-30.
- 13.Э.Р.Эккерт, Р.М.Дрейк / М.-Л.,Госэнергоиздат,1961,680с.
14. Branstetter J.R. // NASA TN D-2902, №65-27550, 1965.
15. Siegel R., Howell J. R., Thermal Radiation Heat Transfer/ Hemisphere, New York, 1981, 934 p.
16. Мочалов Б.В., Рудаков В.И. // Приборы и техника эксперимента, 1996, №2, с.155-157.

Пригара Валерия Павловна

Температурная бистабильность в кремниевой пластине при нагреве некогерентным излучением

Подписано в печать ?? ноября 2013 г. Формат 60 x 84 1/16

Усл. печ. л. 1,25 Тираж 100 экз. Заказ № ??

Ярославский Филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Физико-технологического института Российской академии наук (ЯФ ФТИАН РАН).150007, г. Ярославль, ул. Университетская д.21

Издательский сектор оперативной полиграфии Университет им. Демидова г.Ярославль, ул. Советская д.10.