

# Теплопроводность кремниевого полевого GAA нанотранзистора с учетом шероховатости границы

Н.В. Масальский

НИЦ «Курчатовский институт» — НИИСИ, Москва, Российская Федерация;

volkov@niisi.ras

**Аннотация.** Обсуждается тепловая модель для кремниевых полевых GAA нанотранзисторов с учетом тепловых воздействий, вызванных шероховатостью границы. Модель построена на основе метода теории возмущений, в котором учитывается влияние зависимости диаметра нанопроволоки и шероховатости поверхности на теплопроводность канала транзистора, а также влияние особенностей GAA нанотранзисторной структуры на рассеивание тепла. В данном случае для тепловой коррекции модели транзистора (идеализированной), для которой разработана апробированная математическая модель, следует добавить слабое возмущение через дополнительный "возмущающий" гамильтониан. Тогда различные физические величины, связанные с возмущенной системой, могут быть выражены как "поправки" к характеристикам исходной модели. Эти поправки априори малы по сравнению с размером самих величин. Однако они 1) существенно изменяют характеристики исходной системы, 2) упрощают алгоритмы их вычисления. На основе модели обсуждается влияние параметров конструкции GAA нанотранзисторов на его тепловыделение. Разработанная модель может быть применена для проектирования схем на основе GAA нанотранзисторов с учетом тепловых факторов.

**Ключевые слова:** кремниевый gate-all-around (GAA) нанотранзистор, теплопроводность, шероховатость границы, корреляционная длина, среднеквадратичное отклонение

## 1. Введение

Современные транзисторные технологии позволяют создавать уникальные полупроводниковые структуры, которые отличаются превосходными электрофизическими характеристиками [1-3]. Такой качественный скачок стал возможен в результате перехода от планарных к 3-х мерным архитектурам. Одной из потенциально значимых архитектур является кремниевый нанопроволочный полевой транзистор с полностью охватывающим затвором (gate-all-around (GAA)). Однако его сильный нагрев может приводить к снижению производительности и к возникновению проблем с надежностью, которые будут проявляться из-за ограничений, связанных с геометрией устройства и повышенного рассеяния фононов на границах транзистора.

Природа этого рассеяния связана с конкурентностью фундаментальных параметров «средним свободным пробегом» теплоносителей и соответствующим характерным размером нанотранзистора [4]. Поэтому теплопроводность нанопроволочного GAA транзистора будет зависеть от формы и размера рабочей области (РО) [5, 6], которая представляет собой в данном случае цилиндрическую нанопроволку (см. рис. 1). Теплопроводность кремниевых нанопроволок определяется критическими параметрами транзисторной структуры, такие как длина и диаметр РО, шероховатость ее поверхности [7-9]. В этой

статье рассмотрены особенности конструкции GAA нанотранзисторной структуры и зависящая от нее теплопроводность РО. Основываясь на этом подходе, можно исследовать доминирующие факторы, влияющие на термоэффекты, которые важны для проектирования устройств и схем с учетом температурных условий [10, 11].

Цель настоящей работы - с помощью теории возмущения численно исследовать аномальную теплопроводность кремниевых цилиндрических наноструктур с учетом шероховатости границы в стационарных состояниях. При этом тепловые характеристики материала учитываются посредством его объемной теплопроводности. Следует отметить, экспериментально установлена следующая оценка: теплопроводность кремниевых нанопроволок более чем на 2 порядка ниже объемного значения вследствие эффектов масштабирования и высокого отношения поверхности к объему [9, 12-14].

Точное значение коэффициента теплопроводности можно рассчитать, используя комплексный подход для моделирования рассеяния на поверхности фононов в тонких нанопроволках, который основан исследовании случайного сценария распределения шероховатостей на поверхности РО в совокупности с геометрическим представлением шероховатости границы РО для рассеяния фононов, которое напрямую связано с параметрическим описанием шероховатости. Вли-

яние шероховатости ощутимо проявляются тогда, когда характерные размеры неровностей соизмеримы с длиной волны фонона или электрона. В нашем понимании изменение термодинамических свойств нанопроволки связано с тем, что скорость рассеяния фононов на поверхности изменяется в зависимости от технологических параметров. Такой подход имеет решающее значение для исследования переноса фононов в тонких слоях GAA транзисторов, где можно использовать точные модели, основанные на теории возмущений [8, 15, 16], которые напрямую связаны с физическими свойствами поверхности раздела РО (кремний) -охватывающий оксид (оксид кремния). Достоверность вероятностного распределения шероховатости на поверхности раздела может быть экспериментально подтверждена с помощью просвечивающей электронной микроскопии.

## 2. Моделирование теплопроводности РО

Чтобы точно смоделировать температурные эффекты, необходимо учитывать рассеяние фононов на границе и рассеяние фононов на шероховатости поверхности. В тепловом моделировании эти механизмы должны быть скрупулёзно отражены с учетом особенностей структуры кремниевого цилиндрического GAA нанотранзистора. Их совместное с геометрией РО влияние будет изменять тепловые потоки, что в конечном итоге скажется на теплопроводности РО и найдет свое отражение в поведении коэффициента теплопроводности. Хотя нет достоверных данных о возможных типах шероховатости нанопроволок, опираясь на различные теоретические и экспериментальные исследования, мы для диапазона длин РО в несколько десятков нанометров установили диапазон среднеквадратичные значения шероховатости  $\Delta$  от 0.5 нм до 2 нм. И выбрали две длины корреляции  $\Lambda$ , которая связана со средним расстоянием между пиками неровности на границе раздела Si-SiO<sub>2</sub>, 5 и 10 нм, что в целом согласуется с данными электронной микроскопии. На практике эти параметры, зависящие от техпроцесса, определяются экспериментально. Диаметр РО варьируется от 10 до 30 нм, что соответствует прототипам для современных нанотранзисторных СБИС. Длина РО выбирается из условия подавления коротко-канальных эффектов [2]. В настоящем исследовании фиксированными параметрами для всех случаев являются концентрация легирования РО  $1 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (низколегированный случай), толщина охватывающего диэлектрика (оксида кремния) 5 нм и окружающая температура  $T$  300 К.

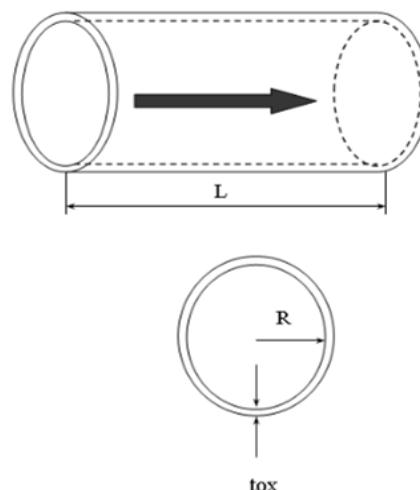


Рис. 1. Эскиз цилиндрической РО с круглым поперечным сечением и с внутренней кремниевой областью полностью охваченной пленкой оксида кремния, где  $L$  – длина,  $R$  – радиус,  $tox$  – толщина оксида кремния. Стрелкой показано направление теплового потока.

## 3. Модель переноса фононов

В общем случае тонкой нанопроволоки изменение ее поперечного размера (в перпендикулярном направлении) влияет на перенос фононов. Математически это эквивалентно возмущению гамильтониана системы. В предположении, что 1) пограничное рассеяние является в основном упругим процессом при достаточно длительном времени  $t$  по сравнению со временем релаксации энергии и 2) никакие фононы не испускаются в окружающую среду, т.е. нанопроволка охвачена пленкой с более низкой теплопроводностью, что характерно в транзисторных структурах, где кремниевая РО транзистора (теплопроводность которой 149 Вт/(м·К)) окружена пленкой оксида кремния с теплопроводностью 1,4 Вт/(м·К) – это в 100 раз ниже кремния !!! Мы рассматриваем рассеяние фононов, обусловленное механизмом шероховатости границы раздела Si-SiO<sub>2</sub> (ШГР) [5, 6, 8], интерпретируя этот механизм в виде серии раздельных искривлений поверхности, которые воспринимаются фононами в виде центров рассеяния вдоль направления своего распространения. Эти акты рассеяния описываются при помощи теории возмущения, где, используя возмущенный гамильтониан, рассчитываются вероятности изменения импульса  $k$  и частоты  $\omega$  в единицу времени падающего фонона в новое состояние с импульсом  $k'$  и частотой  $\omega'$  [17]. Наличие пространственной шероховатости поверхности приводит к изменению частоты в ортогональной плоскости так:

$$\omega(k) = \omega_0(k)(1 - \gamma\Delta) \quad (1)$$

где  $\gamma$  – подгоночный параметр с размерностью  $\text{нм}^{-1}$ ,  $\omega(k)$  – дисперсия фононов невозмущенного гамильтониана.

В [18] показано, что автокорреляционная функция шероховатости поверхности кремния Si представляется функцией Гаусса, которая, согласно известной теореме Винера-Хинчина, приблизительно описывается выражением вида:

$$\Delta(q) = \pi \Delta^2 \Lambda^2 \exp\left(-\frac{1}{4}(q\Lambda)^2\right), \quad (2)$$

где  $\text{del}(q)$  является преобразованием Фурье пространственного возмущения, равным

$$\Delta(q) = \int dr \Delta(r) \exp(iqr)$$

Зависимость возмущенного гамильтониана  $H'$  от частоты имеет вид  $H' \sim \omega^2$ .

В обсуждаемом подходе рассматриваются переходы между всеми акустическими и оптическими ветвями. Дополнительное тепловое изменение скорости рассеяния фононов на поверхности описывается статистикой Бозе-Эйнштейна [18]. В данном случае число заполнения включая температурную зависимость процесса рассеяния определяется выражением

$$\langle n \rangle = 1 / (\exp(\hbar\omega / k_B T) - 1),$$

где  $\hbar$  – постоянная Планка,  $k_B$  – константа Больцмана.

В данном случае температура ограничивает заполнение каждого частотного диапазона, тем самым восстанавливая эффект заполнения ветвей с более низкой энергией при низкой температуре. Поэтому теплопроводность различных поперечных сечений будет совокупностью вкладов отдельной ветви [19]. С учётом того, спектральное выражение (2) симметрично и преобладающими являются рассеяния зеркального типа вклад в теплопроводность ветви  $i$ :

$$k_i(T) = \frac{1}{3} \int_i dE \frac{d\langle n \rangle}{dT} E N_i(E) V_{s_i}(E) \times \quad (3)$$

$$\times v_i^{tot}(E)$$

где  $N_i(E)$  – фононная плотность состояний в  $i$ -й ветви, энергия  $E(k')$  проходит вдоль  $j$ -й ветви. Общая скорость рассеяния  $v_i(E)$ , начиная с ветви  $i$ , равна сумме значений  $v_{i,j}(E)$  по всем ветвям  $j$ ,  $V_{s_i}$  – скорость звука, подчеркнем – она зависит от направления распространения. Отметим, что скорость рассеяния на границе зависит от скорости звука в данной ветви  $i$ , следовательно, зависит от частоты. При этом существует диапазон частот, в котором фононы вносят больший вклад в рассеяние на шероховатости поверхности. Скорость рассеяния фононов от ветви  $i$  к ветви  $j$  определяется выражением, где объемный инте-

грал по  $k'$ -пространству сводится к поверхностному интегралу [18].

Чтобы воспроизвести измеренное физическое поведение нанопроводки в исследуемых диапазонах, при расчете времени рассеяния были рассмотрены механизмы рассеяния по методу Умклаппа [20], который показал хорошее соответствие с экспериментами. Допущения: 1) нормальное рассеяние в продольных акустических ветвях учитывается соотношением  $8 \times 10^{-45} \omega^4$ , которое соответствует экспериментальным данным с большей точностью и 2) для скорости звука в акустических ветвях используется аналитическое выражение из [21] благодаря его хорошему согласованию с данными объемного кремния.

Для полного учета частотной зависимости возмущенного гамильтониана необходимо учитывать всеобъемлющую дисперсию фононов [22, 23]. Метод из [23] применяется для вычисления фононной плотности состояний на основе дисперсионного соотношения, упомянутого выше. Для вычисления поверхностных интегралов первая зона Бриллюэна аппроксимируется решеткой размером  $30 \times 30 \times 30$ , что обеспечивает приемлемую точность [23].

Скорости рассеяния фононов вычисляются для фиксированных значений параметров  $D$  и  $\Lambda$  для различных значений параметра  $\Delta$  из выбранного диапазона. На рис. 2 представлены расчетные зависимости времени релаксации фононов  $\tau$  от  $\Delta$  для  $D=30$  нм и  $L_g=80$  нм.

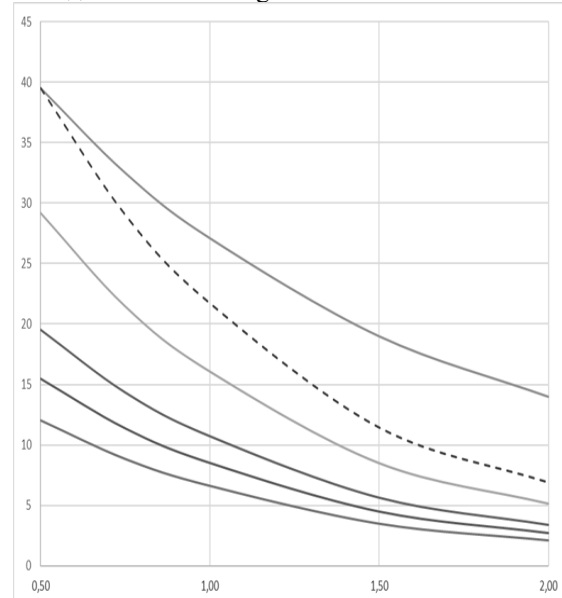


Рис. 2. Зависимость время релаксации фононов (пс) от  $\Delta$  (нм) при разных энергиях активации (сверху вниз) 10, 15, 20, 25, 30 мэВ (сплошные линии), пунктир – времени релаксации при одинаковом равномерном темпе заполнения ветвей.

В приведенных выше условиях среднее время релаксации фононов, обусловленное только механизмами ШГР, для разных уровней энергий колеблется от 30 пс до 5 пс. Следует отметить, что характерной зависимостью  $\tau(E)$  аппроксимируется полиномиальной зависимостью приведенной на рис. 3. Согласно которой с ростом энергии  $E$  время релаксации квадратично уменьшается.

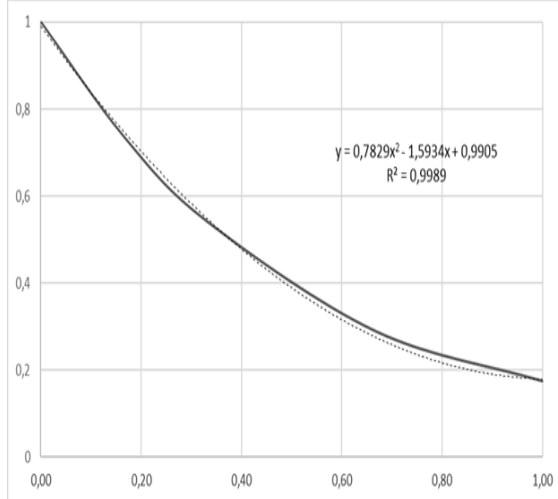


Рис. 3. Время релаксации фононов (нормир.) от энергии активации (нормир.) при  $\Delta = 1$  нм

В дальнейших расчетах мы используем уже аппроксимирующее выражение. При этом на начальной стадии при расчете начального приближения применяется более упрощенное выражение вида  $\tau_o = aE_o^2 - 2aE_o + 1$ , где  $\tau_o, E_o$  - нормированные значения. Из (2) следует, с увеличением параметра  $\Lambda$  при условии  $\Delta/\Lambda \ll 1$  благоприятствует процессам переноса фононов и время жизни возрастает. Наоборот, в пределе сильной шероховатости при  $\Delta/\Lambda > 1$  гауссово распределение спектральной плотности не будет отражать реальный процесс рассеяния. Здесь вклад квадратичного члена  $\Lambda^2$  будет усреднять влияние корреляционной длины. Поэтому вместо выражения (2) необходимо использовать другое. Однако данный случай лежит далеко от рассматриваемых диапазонов, и мы не будем его анализировать в рамках данной работы.

Отметим, что в [22, 23] указано, что при низких температурах (меньше 100 К) точность вычислений будет снижаться из-за возрастания количества итераций. В настоящей работе этот результат тоже нашел подтверждение, при этом шаг сетки при  $T=100$  К уменьшается в 2.5 раза по сравнению с первоначальным случаем при  $T=300$  К.

#### 4. Коэффициент теплопроводности

Численное моделирование было сфокусировано на выявлении зависимости коэффициента теплопроводности РО нанотранзистора от ее диаметра и параметра при двух длинах корреляции 5 и 10 нм. Такой выбор значений позволяет охватить большинство практически значимых технологий изготовления кремниевых нанопроволок. Численное моделирование выполнено для 200 прототипов.

На рис. 4 и 5 приведены извлеченные из результатов моделирования зависимости коэффициента теплопроводности РО от ее диаметра при фиксированных значениях  $\Delta$  и  $\Lambda = 5$  нм. В данном случае теплопроводность каналов кремниевых нанопроволок уменьшается с увеличением диаметра. При этом крутизна зависимости  $k_w(D)$  возрастает с снижением величины параметра  $\Delta$ . Следовательно, когда шероховатость поверхности РО уменьшается, теплопроводность нанопроволоки существенно возрастает в диапазоне диаметров в несколько десятков нанометров и технологически обоснованных длин корреляции.

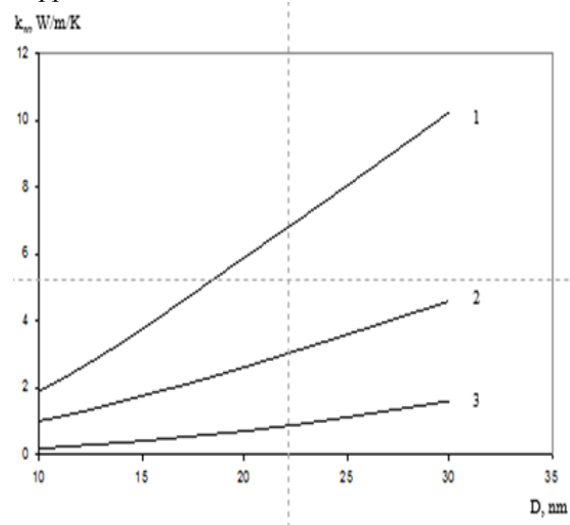


Рис. 4. Зависимость коэффициента теплопроводности  $k_w$  от диаметра  $D$  при фиксированной длине корреляции 5 нм и разных шероховатостях 1 - 0.5 нм, 2 - 1 нм, 3 - 2 нм

Следует отметить, что с уменьшением диаметра возрастает чувствительность к параметрам шероховатости поверхности в большей степени к  $\Lambda$  и меньшей к  $\Delta$ . Кроме того, квази-линеаризованный подход остается в силе до тех пор, пока возмущения остаются малыми по сравнению с полной энергией фононов.

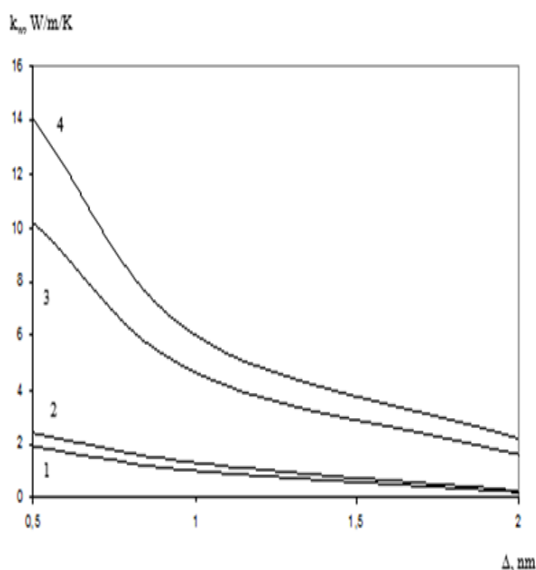


Рис 5. Зависимость коэффициента теплопроводности  $k_w(\Delta)$  для разных диаметров и длин корреляции

1 – 10 нм и 5 нм, 2 – 10 нм и 10 нм, 3 – 30 нм и 5 нм, 4 – 30 нм и 10 нм.

Из результатов моделирования следует, что подход, основанный на теории возмущений, устанавливает зависимость  $k_w$  от  $(\Delta/D)^{-2}$ . При этом в области больших диаметров наблюдается типичное линейное масштабирование вида  $(D/\Delta)$ . В области малых диаметров снижается теплопроводность при одновременном влиянии значения диаметра и шероховатости поверхности. Общий вклад шероховатости поверхности в ограничение теплопроводности увеличивается в несколько раз при снижении диаметра при фиксированных  $\Lambda$  и  $\Delta$ . Увеличение длины корреляции приводит к росту коэффициента теплопроводности и к изменению формы зависимости  $k_w(\Delta)$ . Ее крутизна заметно возрастает. В литературе обсуждается проблема определения так называемого критического диаметра, ниже которого зависимость теплопроводности кремниевой нанопроволки, полностью охваченной теплоизолирующим слоем, отклоняется от классического линейного приближения. В рассматриваемых диапазонах  $D$ ,  $\Lambda$  и  $\Delta$  его определение неактуально, поскольку эта граница всегда расположена возле наибольших их значений. Подчеркнем, что наши выкладки справедливы при условии  $D \gg \Delta$  диапазона  $D$  от 10 нм и выше.

Рассмотренный подход позволяет предсказывать температурную зависимость теплопроводности, которая зависит от скорости рассеяния на шероховатости при окружающих температурах отличных от нормальной. На рис. 6 представлена расчетная зависимость аналогичная зависимости 2 на рис. 4, но при  $T=200$  К.

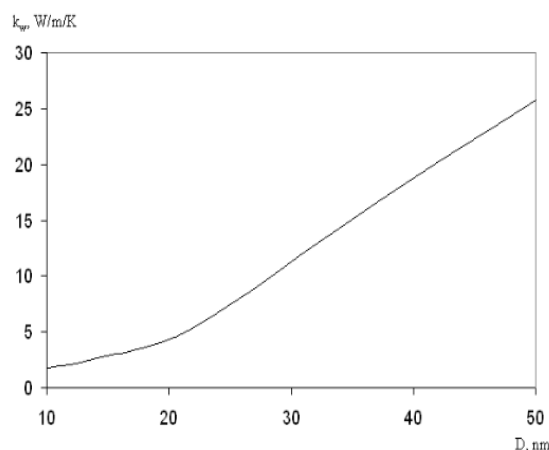


Рис. 6. Зависимость коэффициента теплопроводности  $k_w(D)$  при  $\Lambda = 5$  нм и  $\Delta = 1$  нм и  $T=200$  К

Из которой предсказывается существенное повышение коэффициента теплопроводности. Таким образом, при низких температурах низкочастотные фононы практически не участвуют в процессе рассеяния на границе раздела «РО-оксид кремния»

Дополнительно можно сделать вывод о том, что диаметр РО и длина области сток/исток ГАА нанотранзисторов с цилиндрической геометрией являются доминирующими факторами, влияющими на рассеивание тепла устройством. Толщина поликремниевого затвора и толщина области сток/исток будут незначительно влиять на термоэффекты. Отвод тепла из канала в область затвора блокируется. В этом случае тепло в РО практически целиком передается через РО в область сток/исток. Следует отметить, что свойства теплопередачи кремниевой РО важно для исследования механизма самонагрева ГАА нанотранзисторов и его теплового паразитного электрического сопротивления.

## 5. Заключение

Проанализировано сильное влияние шероховатости поверхности на теплопроводность тонких кремниевых цилиндрических ГАА нанотранзисторов. На основе соотношения полной дисперсии фононов исследована частотно-зависимая модель рассеяния фононов на границе раздела «кремниевая рабочая область - оксид кремния». Полученные в результате моделирования данные о теплопроводности предсказывают, что при малых диаметрах наблюдается значительное отклонение теплопроводности от линейной зависимости от диаметра до величины  $(\Delta/D)^{-2}$  из-за влияния параметрической шероховатости. При этом диаметр рабочей области и длина области сток/исток ГАА нанотранзисторов

ров с цилиндрической геометрией являются доминирующими факторами, влияющими на рассеивание тепла устройством. Кроме того, представляется важным, что эффект шероховатости поверхностей должен быть сильнее в тонких слоях и изменяться в зависимости от частоты падающих фононов.

Публикация выполнена в рамках государственного задания НИЦ «Курчатовский институт» — НИИСИ по теме № FNEF-2024-0003 «Методы разработки аппаратно-программных платформ на основе защищенных и устойчивых к сбоям систем на кристалле и сопроцессоров искусственного интеллекта и обработки сигналов».

## Thermal Conductivity of a Silicon GAA Field-Effect Nanotransistor, Taking into Account the Roughness of the Boundary

N.V. Masalsky

**Abstract.** A thermal model for silicon field-effect GAA nanotransistors is discussed, taking into account the thermal effects caused by boundary roughness. The model is based on the perturbation theory method, which takes into account the effect of the dependence of the nanowire diameter and surface roughness on the thermal conductivity of the transistor channel, as well as the effect of the characteristics of the GAA nanotransistor structure on heat dissipation. In this case, for thermal correction of the (idealized) transistor model, for which a proven mathematical model has been developed, a weak perturbation should be added through an additional "perturbing" Hamiltonian. Then the various physical quantities associated with the perturbed system can be expressed as "corrections" to the characteristics of the original model. These corrections are a priori small compared to the size of the quantities themselves. However, they 1) significantly change the characteristics of the initial system, and 2) simplify the algorithms for their calculation. Based on the model, the influence of the nanotransistor chip design parameters on its heat dissipation is discussed. The developed model can be used to design circuits based on nanotransistor chips, taking into account thermal factors.

**Keywords:** silicon gate-all-around (GAA) nanotransistor, thermal conductivity, boundary roughness, correlation length, mean square deviation

## Литература

1. Nanoelectronics: Devices, Circuits and Systems. Editor by Brajesh Kumar Kaushik. Elsevier, 2018.
2. G. Tomar, A. Barwari. Fundamental of electronic devices and circuits. Springer, 2019.
3. International Technology Roadmap for Semiconductors (ITRS) Interconnect, 2020 Edition. [Online] Available: <https://irds.ieee.org/editions/2020> (accessed on 25 September 2023).
4. J.H. Davies. The physics of low dimensional semiconductors. New York: Plenum, 1998.
5. D. Li, Y. Wu, P. Kim, L. Shi, P. Yang, A. Majumdar. Thermal conductivity of individual silicon nanowires // "Appl. Phys. Lett.", (2003), V. 83, No.14, 2934-2936.
6. X. Yang, A.C To, R. Tian. Anomalous heat conduction behavior in thin finite-size silicon Nanowires // "Nanotechnology", (2010), V. 21, No. 15, 155704.
7. P.K. Schelling, S.R. Phillpot, P. Keblinski. Comparison of atomic-level simulation methods for computing thermal conductivity // "Phys. Rev. B", (2002), V. 65, No. 14, 144306.
8. P. Martin, Z. Aksamija, E. Pop, U. Ravaioli. Impact of phonon-surface roughness scattering on thermal conductivity of thin Si nanowires // "Phys. Rev. Lett.", (2009), V. 102, No.12, 125503.
9. L. Liu, X. Chen. Effect of surface roughness on thermal conductivity of silicon nanowires // "J. Appl. Phys.", (2010), V. 107, No. 3, 033501.
10. A. Vassighi, M. Sachdev. Thermal and power management of integral circuits. New York, NY, USA: Springer-Verlag, 2006.
11. D. Wolpert, P. Ampadu. Managing temperature effects in nanoscale adaptive system. New York: Springer-Verlag, 2012.
12. A.I. Boukai, Y. Bunimovich, J. Tahir-Kheli, J.-K. Yu, W.A. Goddard III, J.R. Heath. Silicon nanowires as efficient thermoelectric materials // "Nature", (2008), V. 451, 168-171.
13. A.I. Hochbaum, R. Chen, R.D. Delgado, W. Liang, E.C. Garnett, M. Najarian, A. Majumdar, P. Yang. Enhanced thermoelectric performance of rough silicon nanowires // "Nature", (2008), V. 451, 163-167.

14. R. Wang, J. Zhuge, R. Huang, T. Yu, J. Zou, D.-W. Kim, D. Park, Y. Wang. Investigation on variability in metal-gate Si nanowire MOSFETs: Analysis of variation sources and experimental characterization // "IEEE Trans. Electron Devices", (2011), V. 58, No. 8, 2317-2325.
15. Z. Aksamija, U. Ravaioli. Energy Conservation in Collisional Broadening, Simulation of Semiconductor Processes Devices. Vienna: Springer, 2007.
16. Thermal Nanosystems and Nanomaterials. Topics in Applied Physics. Editor by S. Volz. Berlin: Springer, 2010.
17. J. Ziman. Electrons and phonons: the theory of transport phenomena in solids. Clarendon, 1960.
18. C. Kittel. Introduction to Solid State Physics. New York: Wiley, 2005.
19. F.X. Alvarez, D. Jou, A. Sellitto A. Phonon boundary effects and thermal conductivity of rough concentric nanowires // "J. Heat Transf. T. ASME", (2011), V. 133, 022402.
20. N. Mingo. Calculation of Si nanowire thermal conductivity using complete phonon dispersion relations // "Phys. Rev. B", (2003), V. 68, 113308.
21. E. Pop, R. Dutton, K. E. Goodson. Analytic band Monte Carlo Model for electron transport in Si including acoustic and optical phonon dispersion // "Journal of Applied Physics", (2004), V. 96, No. 9, 4998-5005.
22. M. Asheghi, Y.K. Leung, S.S. Wong, K.E. Goodson. Phonon-boundary scattering in thin silicon layers // "Appl. Phys. Lett.", (1997), V. 71, 1798–1800.
23. Z. Aksamija, U. Ravaioli. Joule heating and phonon transport in nanoscale silicon MOSFETs // "IEEE International Conference on Electro/Information Technology", (2007), V. 1, 70-72.
17. J. Ziman, Electrons and phonons: the theory of transport phenomena in solids (Clarendon, 1960), 1st ed.
18. C. Kittel, Introduction to Solid State Physics, New York: Wiley (2005).
19. C. Glassbrener and A. Slack, Phys. Rev. 134, 1058 (1964). Alvarez, F.X., Jou, D., Sellitto, A.: Phonon boundary effects and thermal conductivity of rough concentric nanowires. J. Heat Transf. T. ASME 133, 022402 (7 pp.) (2011)
20. N. Mingo, Phys. Rev. B 68, 168 (2003). Mingo, N. Calculation of Si nanowire thermal conductivity using complete phonon dispersion relations. Phys. Rev. B 68, 113308
21. E. Pop, R. Dutton, and K. Goodson, Journ. App. Phys. 96, 4998 (2004). E. Pop, R. Dutton and K. E. Goodson, "Analytic Band Monte Carlo Model for Electron Transport in Si including Acoustic and Optical Phonon Dispersion," Journal of Applied Physics, Vol. 96, No. 9, 2004, pp. 4998-5005.
22. W. Weber, Phys. Rev. B 15 (1970). Asheghi, M., Leung, Y.K., Wong, S.S., Goodson, K.E.: Phonon-boundary scattering in thin silicon layers. Appl. Phys. Lett. 71, 1798–1800 (1997)
23. Z. Aksamija, U. Ravaioli, Joule Heating and Phonon Transport in Nanoscale Silicon MOSFETs. IEEE International Conference on Electro/Information Technology. 2007. 1. P.70-72.