

УДК 536.2:539.3:539.4

МЕХАНИЧЕСКИЕ И ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАТЕРИАЛОВ В МИКРО- И НАНОШКАЛЕ ЧЕРЕЗ ПРИЗМУ СТРЕЙНТРОНИКИ (ОБЗОР)

© 2021 г. Ю. И. Головин^{1, 2, *}, Д. Ю. Головин¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования “Тамбовский государственный университет имени Г.Р. Державина”, Научно-исследовательский институт “Нанотехнологии и наноматериалы”, Тамбов, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, химический факультет, Москва, Россия

*E-mail: yugolovin@yandex.ru

Поступила в редакцию 25.01.2021 г.

После доработки 25.02.2021 г.

Принята к публикации 29.03.2021 г.

Специфика механических и теплофизических свойств (в частности, теплопроводности) кристаллических, аморфных и композитных материалов в микро- и наномасштабе исследована с позиций стрейнтроники – подхода к управлению физическими свойствами твердых тел посредством их контролируемой упругой деформации.

DOI: 10.31857/S0367676521070085

ВВЕДЕНИЕ

Успехи в создании новых наноструктурированных материалов и изделий [1–3] вызвали большой поток публикаций, посвященных изучению, описанию и предсказанию всего комплекса их свойств. Специфика механических характеристик и их возможная природа в субмикро- и наномасштабе, размерные эффекты (РЭ) обсуждалась в последние годы в ряде монографий [4–9] и обзоров [10–15]. Установлена определяющая роль внешних и внутренних границ в динамике основных носителей деформации – точечных дефектов и дислокаций в формировании РЭ. С некоторым лагом во времени произошел большой всплеск интереса к теплофизическим характеристикам (ТФХ) наноматериалов и отклонениям от законов Фурье в них, отраженный в ряде публикаций последних лет [16–26].

Специфику ТФХ в наноразмерной области можно использовать, как минимум, в двух направлениях: а) для повышения теплопроводности путем перехода в баллистический режим или создания композитов с высокопроводящими наполнителями (например, углеродными нанотрубками, графенами и другими низкоразмерными компонентами); б) для понижения теплопроводности в материалах теплоизоляционного назначения путем введения большого числа центров рассеяния фононов (вакансий, чужеродных атомов и их кластеров, нано- или микропор, границ

зерен и фаз) и уменьшения размеров морфологических единиц.

Важно отметить, что механические и тепловые свойства твердых тел в значительной мере определяются одним и тем же набором факторов – типом и энергией межатомной связи, потенциалом взаимодействия, спецификой атомного порядка, фоновым спектром, дефектами атомной структуры, влиянием свободных и внутренних границ, температурой. Поэтому можно усмотреть некоторые параллели между природой этих свойств и ожидать той или иной степени корреляции между ними, по крайней мере, внутри одной группы материалов. В частности, представляет интерес роль следующих факторов в формировании этих свойств: характерных размеров наноструктуры, внешних и внутренних границ, атомарных дефектов структуры, спектра и характера движения носителей, перехода кинетических процессов в баллистический режим.

Хорошо известно, какую большую роль может играть пластическая деформация в формировании различных физических и механических свойств материалов [3–9]. В последние годы большой интерес стал проявляться к возможным целенаправленным изменениям ТФХ с помощью упругой, термоупругой или остаточной микроструктурной деформации [27–30]. Такой подход можно рассматривать как ветвь стрейнтроники – концепции управления свойствами твердых тел

путем их контролируемой упругой деформации [31–35].

Из общих соображений ясно, что эффект деформационного воздействия будет тем больше, чем выше уровень напряжений и упругих деформаций, которые можно создать в материале без его повреждения. Верхний возможный предел напряжений ограничивает теоретическая прочность на растяжение σ_{th} или на сдвиг τ_{th} . Их величина определяется типом межатомных связей, атомным порядком и характером деформации (сжатие, растяжение, сдвиг). Как классические, так и квантовые модели дают значения $\sigma_{th} \sim 0.1 E$ и $\tau_{th} \sim 0.1 G$, где E – модуль Юнга, G – модуль сдвига. Как известно, реальные технические материалы характеризуются на порядки меньшими значениями прочности, чем теоретическая. Один из возможных подходов к ее достижению – уменьшение внешних или внутренних структурных размеров в наномасштабную область размеров и использование РЭ. Максимальная упругая деформация лимитируется пределом упругости/прочности и при заданных напряжениях зависит от E . Все они могут значительно отличаться от макроскопических, хотя, как правило, величина E подвержена меньшему влиянию размерных факторов, чем пластические и прочностные характеристики.

Таким образом, улучшение механических характеристик материалов путем наноструктурирования имеет как самостоятельное принципиальное значение, так и дополнительное, в контексте анализа возможностей деформационного управления всем комплексом физических свойств, в том числе и ТФХ. Целью обзора было рассмотрение специфики механических характеристик (предела текучести, прочности, вязкости разрушения и др.) и ТФХ (в частности, теплопроводности) кристаллических, аморфных и композитных материалов в микро- и наномасштабе с позиций стрейнтроники – подхода к управлению физическими свойствами твердых тел посредством их контролируемой упругой деформации.

НАНОМЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАТЕРИАЛОВ

В настоящее время многие изделия и компоненты электронной, фотонной, сенсорной техники, трибо- и микро- или наноэлектромеханических систем (МЭМС/НЭМС), нанобиомедицины и нанотераностики имеют микронные, субмикронные и наномасштабные характерные размеры. И процесс их миниатюризации непрерывно продолжается (в наноэлектронике – в течение нескольких десятиков лет в соответствии с эмпирическим законом Мура). Важно также отметить, что ряд новых материалов синтезируется в очень небольших количествах, и из них невозможно изготовить образцы

стандартных макроразмеров для механических испытаний. Во всех этих и многих других подобных случаях новые, нетрадиционные методы микро- и наномеханических испытаний становятся единственно возможными. Наконец, для выяснения атомарной природы прочности и пластичности необходимо исследовать их на масштабах, как можно более близких к элементарным актам пластической деформации и разрушения, т.е. атомарных и нанометровых.

Первоначально для исследования и характеристики физико-механических свойств материалов в наномасштабе был разработан ряд методов, наиболее распространенные из которых объединены общим условным названием “наноиндентирование” (НИ) [4, 5, 8, 10, 13, 14]. В последние 10–15 лет на базе НИ был развит большой комплекс частных методик нано- и микромеханических испытаний (НММИ), адаптированных к различным ситуациям и задачам [36–41]. Они позволяют проводить исследования механических свойств на микро- и наномасштабных уровнях как массивных образцов, так и тонких пленок, волокон, микрочастиц, отдельных фаз многофазных материалов и композитов.

С помощью НММИ решают множество разнообразных задач, большинство из которых можно объединить в три основных группы:

1. Характеризация наномасштабных физико-механических свойств материалов и изделий при создании технологий их синтеза и обработки, неразрушающем контроле качества, диагностике состояния, оптимизации условий применения;

2. Выявление РЭ и областей их полезного практического использования, а также вскрытие атомных механизмов размерных зависимостей механических характеристик твердых тел (пределов текучести и прочности, твердости, модуля Юнга, вязкости разрушения, их скоростной и температурной чувствительности) от внутренних (микро- и наноструктурных) и внешних (геометрических или морфологических) факторов;

3. Выяснение атомарной природы механических свойств и их специфики в наноструктурных материалах и наноразмерных объектах с целью углубления понимания механизмов формирования и описания пластичности, прочности, усталости, твердости в физических терминах.

В настоящем обзоре основное внимание уделено развитию в течение последних нескольких лет новых подходов к НММИ, имеющих своими корнями НИ. Наиболее современным и информативным из них является комплекс методов, включающий прецизионное механическое деформирование нано- и микрообразцов с регистрацией диаграммы нагружения *in situ* в колонне сканирующего или просвечивающего электронного микроскопа, дополненный электронной или

микрорентгеновской дифракцией. Как и в макроиспытаниях, при этом используют разнообразные схемы нагружения (рис. 1). Микрообразцы для этих исследований готовят как методами “снизу-вверх” (физическим или химическим и электрохимическим осаждением), так и методами “сверху-вниз” (электроформованием из жидкой фазы – электроспиннингом, химическим и электрохимическим травлением или вырезкой из массива сфокусированным ионным пучком – ФИП [42–44]). Последний позволяет сформировать из любого материала микрообразцы необходимой формы для испытаний сжатием, растяжением, изгибом, сдвигом, расщеплением. Новые возможности *in situ* методам микромеханических и сопутствующих микроструктурных исследований придало соединение техники скоррелированной электронной микроскопии и атомной зондовой томографии [45–47] с разрешением близким к атомарному. Рассмотрим кратко основные результаты, полученные этим современным комплексом методов.

В обзорах последних лет [13, 48–50] обобщены результаты *in situ* нано- и микромеханических исследований деформационного поведения различных кристаллических, аморфных и нанокompозитных материалов. В [8] представлены результаты мультимасштабных исследований физико-механических свойств широкого спектра твердых тел и материалов в размерной шкале от нано- до макро-

Наибольший интерес обычно вызывают размерные зависимости пределов текучести и прочности, смена мод пластического течения при уменьшении объема деформируемой области, параметры скачкообразной деформации при переходе в наноразмерную область, условия вязко-хрупкого перехода, динамика структурных и фазовых превращений. В многочисленных публикациях [13, 42–44, 48–52] показано, что зависимость приведенных напряжений τ/G от поперечного размера образца D , нормированного на вектор Бюргерса b , может быть аппроксимирована выражением $\tau/G = A(D/b)^n$, где A – константа. Для широкого спектра материалов и условий нагружения величина n при $D > 100$ нм может меняться в диапазоне от 0 до -1 . Она зависит от типа кристаллической решетки и исходной микроструктуры, а также характера напряженного состояния и температуры. Усредненное значение n для ГЦК-кристаллов Cu, Al, Au и Ni по данным многих авторов [13, 42, 43, 49–52] составляет $\langle n \rangle = -0.66 \pm 0.15$ (рис. 2а). Для ОЦК металлов показатель степени n варьируется значительно сильнее – от -0.32 для W до -0.82 для V и Nb (рис. 2б) [52]. При этом наблюдается тенденция: чем меньше высота барьеров Пайерлса в материале, тем больше n (по модулю). Для сферических наночастиц Fe диаметром D от 50 до 500 нм в области $D < 210$ нм наблюдалось насыщение роста прочности в связи с ее прибли-

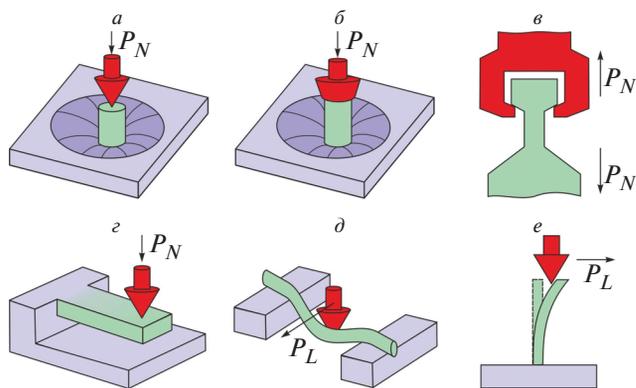


Рис. 1. Схемы нетрадиционных нано-/микромеханических испытаний, проводимых с помощью нанодентометров или атомно-силовых микроскопов. Испытания нормальной силой P_N нано-/микро-столбика, вырезанного из массива с помощью ФИП, локальной нагрузкой (а), одноосным сжатием (б) и одноосным растяжением (в); консольной микробалочки на изгиб (г); испытания микрообразцов, волокон, нитевидных кристаллов, нанотрубок на трехточечный изгиб латеральной силой P_L (д); испытания нано-волокон, нанопроволок, наноремней на изгиб (е).

жением к теоретическому пределу [53]. Величина n также зависит от характера приложенной нагрузки. Так, например, в Ta при растяжении $n = -0.8 \pm 0.03$, а при сжатии $n = -0.43 \pm 0.03$ [54].

В металлах и сплавах с ГПУ решеткой величина n варьируется еще сильнее – от нуля для сплава TiAl, деформируемого дислокационным скольжением по плоскости [0001] до $n = -0.64$ для Mg, тоже деформирующегося скольжением дислокаций (рис. 2в) [52]. При призматическом скольжении величина n тяготеет к $n \approx -0.44$, как в ОЦК металлах, а при базисном скольжении – к $n \approx -0.6$, как в ГЦК металлах.

В металлических стеклах типично отсутствие размерных эффектов в пределах точности измерений (рис. 2е) [55]. В некоторых аморфных сплавах на основе Pd, Zr и Al регистрировали слабую зависимость $n(D)$ [56–58]. Так, в сплаве $Al_{88}Fe_7Gd_5$ она наблюдалась только при $D \ll 1000$ нм и имела $n < 0.2$ [58]. В высокоэнтропийных сплавах CrMnFeCoNi и FeCoNiCuPd величина n составляла $n = -0.48$ и $n = -0.31$ соответственно [59], что близко к n для некоторых металлов с ОЦК решеткой.

С понижением температуры испытания T от комнатной T_R до $T = -80^\circ\text{C}$ в ОЦК металлах происходит падение n (по модулю) в 1.5 – 2.5 раза (в Fe – с 0.63 до 0.25, в Nb – с 0.58 до 0.31, в V – с 0.56 до 0.39) [60]. И, наоборот, при повышении T материалы, которые при T_R обладают очень низкой пластичностью, начинают деформироваться посредством зарождения и движения дислокаций, что приводит к сильному росту величины n ,

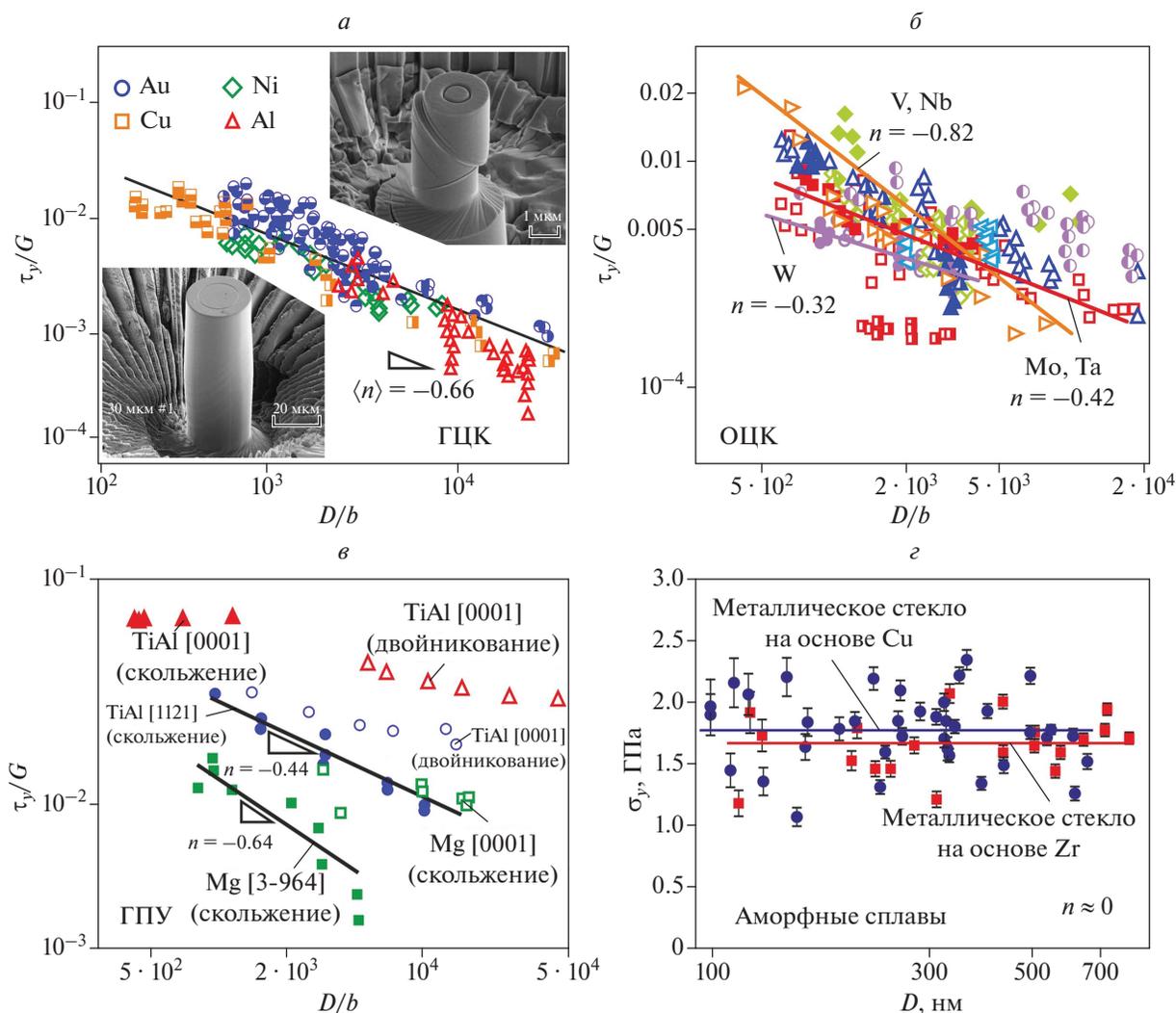


Рис. 2. Зависимости напряжений течения металлов и сплавов (сдвигового τ_y , нормированного на модуль сдвига G , и нормального σ_y) с различным атомным строением от диаметра микрообразцов D , нормированного на вектор Бюргера b (кроме рис. 2г, где такая нормировка отсутствует). Все испытание проведены при комнатной температуре. *a* – ГЦК кристаллы [52] (на врезке внешний вид деформированных микрообразцов монокристаллического Ni диаметром $D = 30$ и $D = 2$ мкм [42]), *б* – ОЦК кристаллы [52], *в* – ГПУ кристаллы [52], *г* – аморфные сплавы [55]. Разные по форме значки относятся к разным материалам. Значки одинаковой формы, но с разной степенью заполнения – данные разных авторов из статей, процитированных в [52, 55].

как и активационного объема V_a . Величина V_a характеризует тип носителей и процессов, определяющих кинетику течения. Так, макрообразцы монокристаллического Si демонстрируют хрупкое поведение при $T < 500^\circ\text{C}$, но в микрообразцах, вырезанных из того же массива с помощью ФИП, можно наблюдать пластическую деформацию и при T_R [61]. При этом с ростом температуры в указанном диапазоне величина n росла от практически нулевого значения до 0.2, а V_a от $< b^3$ до $(5-20) \cdot b^3$, в зависимости от диаметра образца (варьировавшегося в диапазоне 0.8–16.2 мкм) и способа его приготовления. Качественно схожий рост V_a от единиц до десятков b^3 при увеличении

диаметра в диапазоне от 250 нм до 2 мкм для образцов высокоэнтропийных многокомпонентных сплавов с ГЦК решеткой наблюдали в [62].

В [63, 64] сопоставлены результаты исследования скоростных зависимостей на микрообразцах при разном напряженном состоянии. Интерметаллид Al–Cu характеризовали в [50] комплексно четырьмя методами НИ. Это позволило получить данные о модуле Юнга, твердости, пределах текучести и прочности, особенностях пластического течения и вязкости разрушения всех фаз интерметаллида по отдельности.

Важно учитывать, что в дополнение к внешним причинам РЭ, обусловленным близко располо-

женными друг к другу наружными поверхностями микрообразца, одновременно и конкурентно могут действовать и внутренние, обусловленные микроструктурными факторами [52, 65]. Роль первых нарастает по мере уменьшения габаритов образца и, начиная с некоторых критических размеров, они могут стать доминирующими. В частности, в бездислокационных ГЦК монокристаллах, кинетический процесс дислокационного скольжения может перейти в баллистический режим, когда носители деформации беспрепятственно и весьма быстро перемещаются с одной стороны образца, где они зарождаются вблизи поверхности, на другую, где они аннигилируют с противоположной поверхностью [13, 52, 66]. В этом необычном для пластической деформации режиме напряжения и скорость течения определяются не средней скоростью движения подвижных дислокаций, а скоростью их генерации на поверхности. Такой режим получил название “дислокационного голодания” (dislocation starvation).

Наряду с особенностями пластического течения большой интерес представляет также и специфика разрушения в субмикро- и наномасштабе. Помимо того, что эти данные имеют большое принципиальное и практическое значение, зачастую количество имеющегося материала или размеры образцов, объектов, их составных частей слишком малы для проведения стандартных макротестов на разрушение. Во всех этих случаях используют одну из четырех альтернативных схем испытания: 1) старейшая из них – микроиндентирование гладкой поверхности в выбранной области и последующее измерение длины c радиальных трещин, которые образуются в вершине отпечатка, создаваемых индентором Виккерса, Берковича или Бирнбаума (угол куба) при заданной величине P (рис. 3а); 2) разрушение изгибом надрезанной консольной микробалки сечением W/B силой, перпендикулярной к ее длинной стороне L (рис. 3б) и определение критической нагрузки P_{max} для роста трещины; 3) методом измерения критической нагрузки P_{max} , которая приводит к образованию трещин в цилиндрическом микростолбике при укалывании его острым индентором Берковича или Бирнбаума в свободный торец (рис. 3в); 4) путем определения P_{max} при расщеплении образца в виде двойной консольной балки (рис. 3г). Детальное описание этих методов можно найти в [13, 67–72].

Наибольший интерес вызывают размерные, скоростные и температурные зависимости прочности и вязкости разрушения, условия перехода от вязкого к хрупкому разрушению и их атомные механизмы (см., например, несколько недавних работ [73–75]). Коротко опишем и сравним наиболее популярные методы разрушающих наноме-

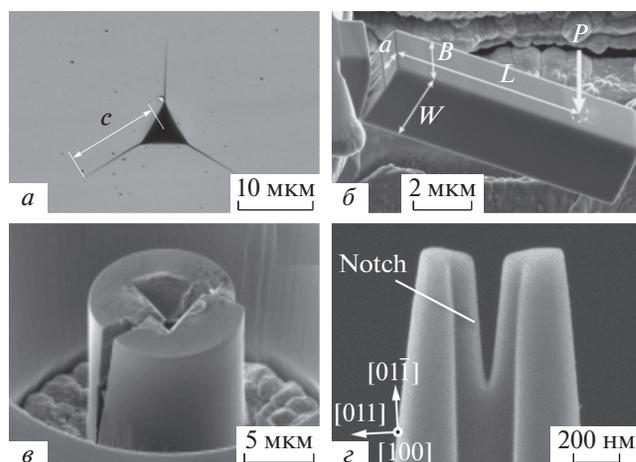


Рис. 3. Образцы для определения вязкости разрушения методами макро-, микро- и субмикро-механических испытаний. а – Микрофотография отпечатка индентора “угол куба” после испытания на вязкость разрушения [75]; б – СЭМ-изображение консольной микробалочки после испытания на разрушение изгибом [71]; в – СЭМ-изображение микростолбика после испытания на расщепление острым индентором [70]; г – СЭМ-изображение наномасштабного образца Si, изготовленного методом ФИП для испытаний на расщепление [92].

ханических испытаний и полученные с их помощью результаты.

Локальную величину вязкости разрушения, определяемую методом индентирования, обычно находят по формуле $K_{Ic} = \alpha PE^{1/2} H^{-1/2} c^{-3/2}$, где α – эмпирическая константа, которая зависит от типа образующихся трещин [76] (рис. 3а). Иногда используют и другие, менее популярные эмпирические соотношения с аналогичной структурой.

Испытания в микрометровой шкале размеров нагруженной области часто проводят на образцах в виде консольной или двухпролетной микробалочки, вырезанной из массива с помощью ФИП [77–80]. Величину K_{Ic} вычисляют по соотношению $K_{Ic} = P_{max} L B^{-1} W^{-3/2} f(a/W)$ [80]. Здесь P_{max} – критическая сила разрушения балки, L – ее длина (от надреза с трещиной до точки приложения силы), B – ширина, W – толщина (рис. 3б); a – глубина исходной трещины; $f(a/W)$ – формфактор, определяемый по формуле $f(a/W) = 1.46 + 24.36(a/W) - 47.21(a/W)^2 + 75.18(a/W)^3$. Для снижения рассеяния результатов рекомендуется соблюдать соотношения $L > 4W$ и $0.45 < (a/W) < 0.55$.

Метод “расщепления” микростолбиков с аспектным отношением >2 (рис. 3в), предложенный в [69, 81], позволяет миниатюризовать тест еще сильнее и проводить испытания в образцах размерами ~ 1 мкм и менее. Величину K_{Ic} находят при этом из выражения $K_{Ic} = \gamma P_c / R^{3/2}$, здесь R –

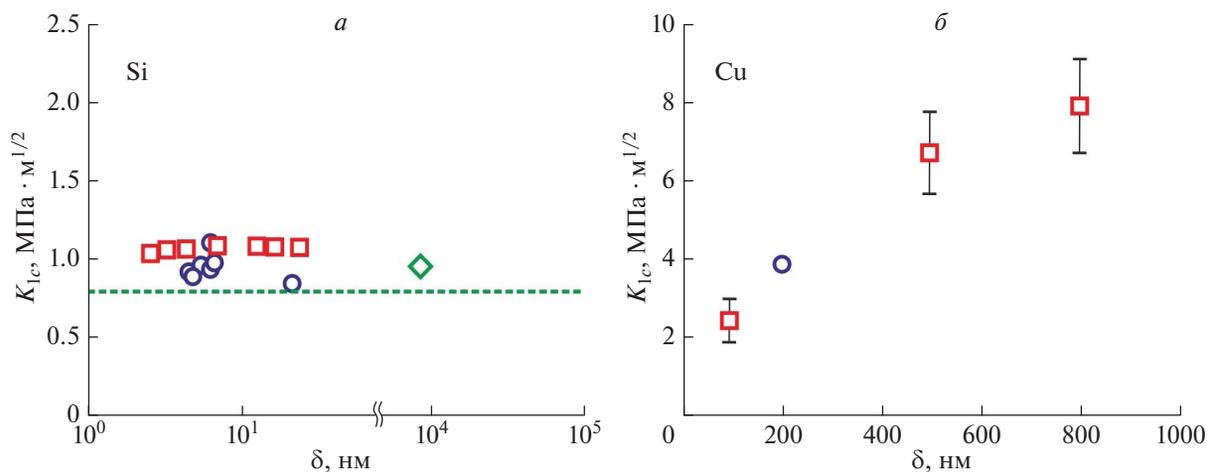


Рис. 4. Размерные зависимости вязкости разрушения K_{1c} в хрупком монокристаллическом кремнии (а) [92] и вязкой меди (б) [93] от толщины пленки δ .

радиус микростолбика, γ — константа для данного соотношения E/H , определяемая эмпирически или методом конечных элементов. Метод расщепления микростолбиков с успехом применяется не только на однородных образцах, например, на монокристаллическом кремнии [82–84]), но и на керамиках [85], композитах [86], на различных покрытиях, в частности, термобарьерных [87, 88], единичных зернах [89], границах отдельных зерен в поликристаллах [90] и межфазных интерфейсах [13]. Различные возможности этого метода описаны в обзоре [71].

Особенности вязко-хрупкого перехода в микрообразцах монокристаллического вольфрама изучены в [91] в функции от размеров консолевых микробалочек, температуры (в диапазоне от -90 до 500°C и скорости нагружения. При наименьшей температуре испытания (-90°C) наблюдалось абсолютно хрупкое разрушение, которое характеризовалось величиной $K_{1c} = 3.2 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$, близкой к теоретическому значению для системы трещин (100)[001] при полном отсутствии пластичности. С ростом температуры вязкость разрушения увеличивалась и при температуре от 0 до 75°C (в зависимости от скорости нагружения) происходил переход к вязкому разрушению. В макрообразцах W вязко-хрупкий переход происходит приблизительно на 200°C выше этой температуры. При этом энергия активации в области вязко-хрупкого перехода составляла около 1 эВ, что было втрое больше, чем у микрообразцов (0.36 эВ).

Образцы, сформированные с помощью ФИП в виде надрезанной вдоль длинной оси пластины (рис. 3з), используют для исследования вязкости разрушения в размерной области <100 – 200 нм [92].

В [82] проводится тщательное сравнение данных, полученных разными методами при опреде-

лении K_{1c} в монокристаллическом Si. Обсуждаются и устанавливаются условия испытаний, дающие согласующиеся между собой результаты в разных методах. В целом типичными можно считать следующие размерные особенности при разрушении: хрупкие материалы оказываются мало чувствительными к размерному фактору (рис. 4а) [92], а при наличии существенной пластичности в вершине трещины уменьшение размеров образца приводит к снижению K_{1c} (рис. 4б) [93]. Такое поведение можно объяснить тем, что в первом случае процессы разрушения имеют атомные масштабы, и корреляционный радиус определяющих событий намного меньше размеров, обычно используемых нано- и тем более микро-образцов, так что изменение последних не отражается на трещиностойкости [92, 94]. Во втором случае характерный масштаб процессов — это размеры дислокационных скоплений (сотни–тысячи нанометров), сопоставимые с размерами образца. При уменьшении последних пластическая деформация происходит во все более ограниченных условиях, ее роль падает, что влечет за собой снижение K_{1c} .

Качественно иные закономерности выявлены теоретически при разрушении графена и других 2D структур [95–98]. В [99, 100] из первых принципов (с помощью теории функционала плотности) рассчитаны зависимости деформации от приложенных напряжений в ориентации “кресло” и “зигзаг”, а также зависимость удельной энергии разрушения γ от длины исходной трещины c . Ввиду рекордно высокой прочности в графене возможны большие обратимые нелинейные деформации (рис. 5а), а величина γ растет с уменьшением длины трещины c в области нелинейной упругости (рис. 5б) [100]. При $c > 15$ – 20 нм величина γ перестает зависеть от c . Таким обра-

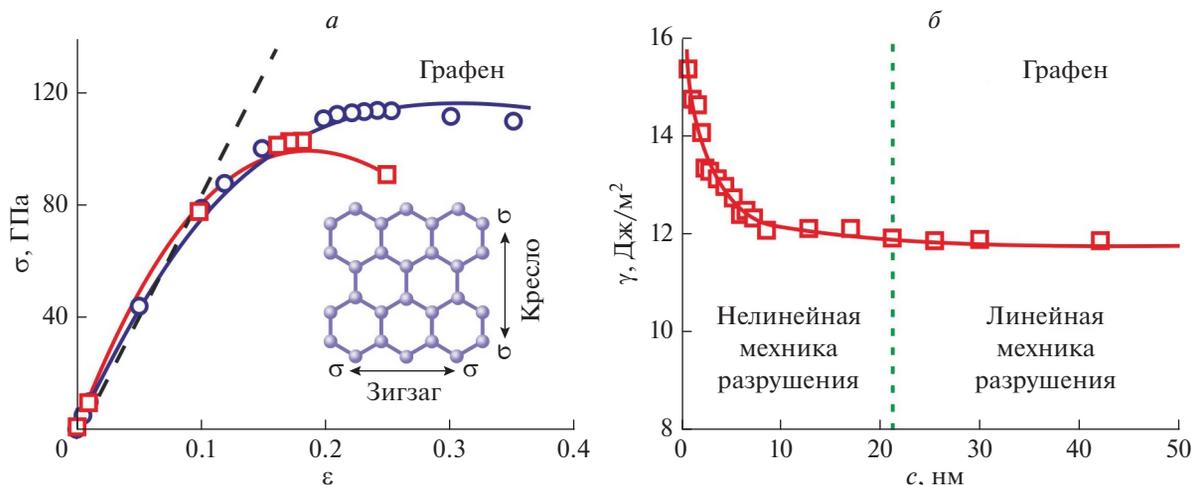


Рис. 5. Нелинейная зависимость напряжений σ от обратимой деформации ϵ (а) и энергоемкости разрушения γ от длины трещины c (б) в графене (рассчитано с помощью теории функционала плотности) [100]. Кружками обозначены данные, относящиеся к приложению напряжения растяжения в конфигурации “зигзаг”, а квадратиками – в конфигурации “кресло” (см. врезку).

зом, в графенах можно рассчитывать на достижение очень высоких обратимых деформаций ($>10\%$) и повышенных значений вязкости разрушения. Эти обстоятельства благоприятно сказываются на перспективах управления ТФХ в нанокarbonных материалах с позиций стрейнтроники, где глубоких изменений транспортных свойств можно ожидать лишь при высоких значениях деформации и прочности.

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАНОМАТЕРИАЛОВ

Теплофизические характеристики (ТФХ) материалов и изделий необходимо учитывать как при проектировании и создании различных объектов (зданий и сооружений, новой техники, в том числе в таких значимых отраслях, как металлургия, машиностроение, энергетика, электроника, фотоника, нанобиомедицина, нефтехимия, аэрокосмические аппараты, мощные лазеры), так и их последующей эксплуатации. Более того, в ряде случаев желательно иметь возможность управлять ими с помощью внешних воздействий. Важнейшими транспортными (кинетическими) ТФХ материалов являются коэффициенты теплопроводности λ и температуропроводности (КТП) a . Как известно, величина λ характеризует плотность теплового потока в стационарных условиях теплопередачи, а КТП – скорость выравнивания температуры в неоднородно нагретом теле в нестационарных условиях. В задачах, где необходимо добиться быстрого теплоотвода (например, в авиационных и ракетных двигателях, мощных энергетических и технологических установках, теплообменниках, быстродействующей электронике, си-

ловой оптике и т.п.), целесообразно использовать материалы с высокими значениями λ и a . В другой, столь же обширной группе приложений необходимо обеспечить, напротив, наилучшую теплоизоляцию (жилые и промышленные здания и установки, высокотемпературные печи, химическая аппаратура, трубопроводы, средства защиты персонала и электроники от высоких или низких температур. Традиционные материалы и технологии в значительной мере исчерпали свои возможности к улучшению ТФХ. Наноструктурирование имеет большой потенциал совершенствования ТФХ материалов [101–106]. Зачастую стоит задача независимого управления теплопроводностью λ и электропроводностью σ , которую трудно решить традиционными методами. Рассмотрим кратко возможности как повышения, так и понижения λ и a методами нанотехнологий и стрейнтроники.

С физической точки зрения теплоперенос в твердых телах обеспечивается наличием фононного (решеточная теплопроводность) и электронного газа (в металлах и сплавах), которые ведут себя по-разному при изменении температуры, давления, характерных размеров системы [101, 103, 105, 106]. По отношению к теплопередаче следует различать три типа нано- и микро-структуры твердых тел – однородные (изотропные и анизотропные), неоднородные монокристаллы (поликристаллы, многофазные материалы, композиты) и неоднородные пористые материалы. В первых определяющую роль играет рассеяние фононов на атомарных дефектах структуры и свободных поверхностях, во вторых – необходимо учитывать роль внутренних границ (контактное сопротивление, рассеяние носителей, характер и степень когезии или адгезии), в третьих – конкуренцию

теплопроводности матрицы, конвективного и радиационного теплообмена в микропорах и зазорах между отдельными компонентами.

По целому ряду причин теплоперенос в низкоразмерных и наномасштабных структурах может сильно отличаться от диффузионного, описываемого законом Фурье [17, 103, 107–109]. По мере уменьшения характерных размеров системы длина свободного пробега Λ все большего числа фононов становится сравнимой или большей, чем расстояние между свободными границами, и теплоперенос все в большей степени становится не диффузионным, а баллистическим (фононы движутся от одной внешней границы к другой без какого-либо рассеяния). В чисто баллистическом режиме интенсивность теплопереноса перестает зависеть от размера вдоль потока энергии, и закон Фурье перестает выполняться. Понижение температуры способствует росту Λ , что расширяет режим баллистического теплопереноса в область структур все с большими характерными размерами.

Размерные эффекты в ТФХ, наблюдаемые в материалах современной полупроводниковой микроэлектроники, неоднократно описывались в литературе [17, 100–103, 106]. Особенности ТФХ перспективных наноматериалов проанализированы также во многих работах (см., например, недавние обзоры [110–115]).

Кратко опишем теорию теплопередачи в наномасштабе и приведем несколько характерных экспериментальных результатов, а также данных математического моделирования. В классической равновесной термодинамике тепловой поток \vec{q} в точке \vec{r} определяется соотношением $\vec{q}(\vec{r}, t) = -\lambda \nabla T(\vec{r}, t)$, а уравнение теплопроводности, известное как закон Фурье, записывается в виде $\rho c_v \partial T(\vec{r}, t) / \partial t = \nabla(\lambda \nabla T(\vec{r}, t)) + Q(\vec{r}, t)$, где ρ и c_v – плотность и удельная теплоемкость материала соответственно, $Q(\vec{r}, t)$ – плотность источников тепла. Оно имеет несколько недостатков, вытекающих из принятых при его формулировке допущений, а именно, континуальности распространения тепла и равновесности. Самый очевидный – это дальное действие, т.е. бесконечная скорость распространения отклика на локальное выделение тепла. Другой обусловлен возможным наличием в системе отдельных слабо связанных друг с другом подсистем, каждая из которых обладает собственными тепловыми константами. Слабая связанность означает, что существует отличное от нуля время установления локального теплового равновесия между ними, так что при достаточно большой скорости изменения локальной температуры в одной подсистеме, температура другой в этой же точке может быть существенно иной. Большая группа эффектов, связанная с дискретностью но-

сителей, выходит за рамки континуальной модели и рассматривается ниже.

Конечная скорость распространения тепловой энергии и ее перераспределения между подсистемами в рамках континуальной модели рассматривается в неравновесной термодинамике. В зависимости для теплового потока в разных вариантах вводятся характерные времена задержки откликов. В общем случае уравнение теплопроводности представляется в виде $\rho c_v \partial T(\vec{r}, t) / \partial t = \nabla(\lambda \nabla T(\vec{r}, t + \tau)) + Q(\vec{r}, t)$. При его практическом использовании могут вводиться несколько различных характерных времен τ_i и применяться различные разложения по ним. Исторически первым соотношением такого типа для теплового потока было уравнение Каттанео, $\tau \partial \vec{q} / \partial t + \vec{q}(\vec{r}, t) = -\lambda \nabla T(\vec{r}, t)$, в котором вводится одно характерное время задержки τ для теплового потока \vec{q} и производится разложение по τ до первой степени. Часто используют два характерных времени и разложения до второй степени по τ_i . В таком случае уравнение теплопроводности становится гиперболическим, и у него появляются принципиально новые решения. Типичные характерные времена, возникающие при таком рассмотрении, обычно составляют единицы пикосекунд. Подробнее эти вопросы рассмотрены в обзорах [17, 102, 108].

При уменьшении линейных масштабов задачи для ее корректного рассмотрения необходимо выйти за рамки континуальных моделей и рассматривать распространение тепла как движение совокупности отдельных носителей энергии. В материалах с низкой электропроводностью такими носителями являются возбуждения отдельных мод колебаний решетки – фононы. Наиболее глубоко фононная теория теплопроводности разработана для кристаллических материалов. С некоторыми оговорками она может быть применена и для низкомолекулярных аморфных материалов. Высокмолекулярные материалы (полимеры) обладают существенно более сложной и хуже определенной структурой, так что описание распространения тепла в них на основе стандартной фононной теории затруднительно. Фононы рассматриваются как слабозаимодействующие друг с другом и дефектами структуры квазичастицы, образующие подобие газа. Однако, в отличие от обычного газа, квазичастицы имеют квантовую природу, а вид зависимости энергии от импульса частицы гораздо сложнее, чем для реальных частиц в газе, что приводит к появлению множества новых эффектов.

Изменение распределения квазичастиц $f(\vec{r}, \vec{k}, t)$ в реальном и импульсном пространствах во времени описывается тем же транспортным уравнением Больцмана $\partial[f(\vec{r}, \vec{k}, t)] / \partial t + \vec{v} \nabla f(\vec{r}, \vec{k}, t) = I_{coll}$, что и соответствующие изменения в реальном газе, но столкновительный интеграл I_{coll} , описывающий

взаимодействие частиц друг с другом, имеет гораздо более сложную структуру. В связи с этим точное решение уравнения Больцмана обычно невозможно, так что приходится использовать различные приближенные модели. В простейшей из них все фононам приписывается одинаковая длина свободного пробега Λ , тогда основным безразмерным критерием, характеризующим тип теплопереноса, становится отношение длины свободного пробега к характерному размеру системы L , называемое числом Кнудсена $Kn = \Lambda/L$ (по аналогии с классической молекулярно-кинетической теорией газов). Вследствие этого появляются экспериментально обнаруженные РЭ в теплопроводности вдоль и поперек тонких пленок, и вдоль длинных одномерных волокон. При распространении тепла вдоль границы раздела существенную роль может играть ее шероховатость, так как при малых углах падения на границу с низкой шероховатостью возможно недиффузное отражение фононов от границы, что уменьшает величину РЭ. В [17] учитывались высшие моменты распределения частиц по скоростям, и в приближении независимости длины свободного пробега от скорости получены результаты, хорошо согласующиеся с экспериментом (см. рис. 6а).

Поскольку сечение взаимодействия фононов, а с ним и Λ , сильно зависят от волнового вектора, часто фононы разбивают на классы в соответствии с этими параметрами. Для рассмотрения размерных эффектов наиболее интересна та часть фононов, у которых большая длина свободного пробега и заметный вклад в общий теплоперенос. В [106, 116, 117] предлагаются различные варианты классификации фононов, актуальные для изучения теплопереноса в системах малых размеров. В [116] агрегированы экспериментальные зависимости теплопроводности аморфных пленок от толщины, полученных разными авторами (рис. 6б).

Рассеяние фононов может происходить не только на внешних поверхностях образца, но и на различных точечных дефектах структуры, границах зерен или слоев в многослойной пленке, что открывает возможности для управления тепловыми свойствами материала посредством наноструктурирования и введения различных дефектов в материал. Так, введение в пленку точечных дефектов приводит к уменьшению теплопроводности в несколько раз при небольших концентрациях, зависящих от типа дефекта. Для межслоевых ковалентных связей это происходит при концентрации порядка 3–5%, для окисления кислородсодержащими группами — 1–2%, для вакансий 0.5–1% [112]. На рис. 6в показаны температурные зависимости теплопроводности титаната стронция при различных размерах зерен d , начиная от монокристалла вплоть до $d = 55$ нм [101].

Отдельным случаем теплопереноса на малых пространственных масштабах является радиационная передача тепловой энергии через тонкий вакуумный или газовый промежуток (например, при контакте микрошероховатых тел, в порах высокопористых материалов и др.). Такой процесс называется ближнепольным и обычно рассматривается с привлечением формализма флуктуаций в классической электродинамике и комплексной диэлектрической проницаемости. На рис. 6г показаны экспериментальные данные по измерению коэффициента теплопередачи через тонкий вакуумный промежуток для различных материалов [101].

Повышение эффективности многих устройств выдвигает специфические и зачастую противоречивые требования к транспортным свойствам используемых материалов. Так, для создания высокоэффективных термоэлектрических преобразователей требуются материалы, характеризующиеся высокими значениями электропроводности σ и вместе с тем низкими значениями λ . Путем создания на поверхности кремния слоя наносфер из Si и Ge диаметром 3–4 нм авторам [118] удалось понизить λ на 2 порядка (от $150 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, типичных для чистого монокристаллического Si до $1\text{--}1.5 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, что даже ниже, чем в аморфном Si) в то время как σ уменьшилась всего в 1.3–1.5 раза (в зависимости от концентрации носителей).

В [117] представлены агрегированные результаты из большого количества работ, относящиеся к теплопроводности аморфной пленки кремния в зависимости от ее толщины. Способы получения пленок, применяемые методика и геометрия эксперимента в оригинальных работах существенно различались, что приводит к некоторым расхождениям данных, однако, несмотря на это, наличие размерного эффекта несомненно.

Фононный транспорт в двумерных и квазидвумерных системах имеет свои особенности. Так, в листах графена толщиной в один атом, средняя длина свободного пробега фононов может составлять сотни нанометров, кроме того имеются теоретические и экспериментальные свидетельства логарифмической расходимости теплопроводности при размерах листа, существенно превышающих это значение [119]. Зависимости теплопроводности от латеральных размеров листа показаны на рис. 7а (диапазон больших по сравнению с Λ размеров) и 7б (диапазон размеров порядка Λ). На рис. 7б показан нормированный коэффициент теплопередачи, более адекватно отражающий интенсивность теплопереноса в баллистическом режиме, чем λ .

Теплопроводность модифицированного или взаимодействующего с окружением графенового листа (например, с подложкой или жидкостью), как и многослойных графеновых пленок, значи-

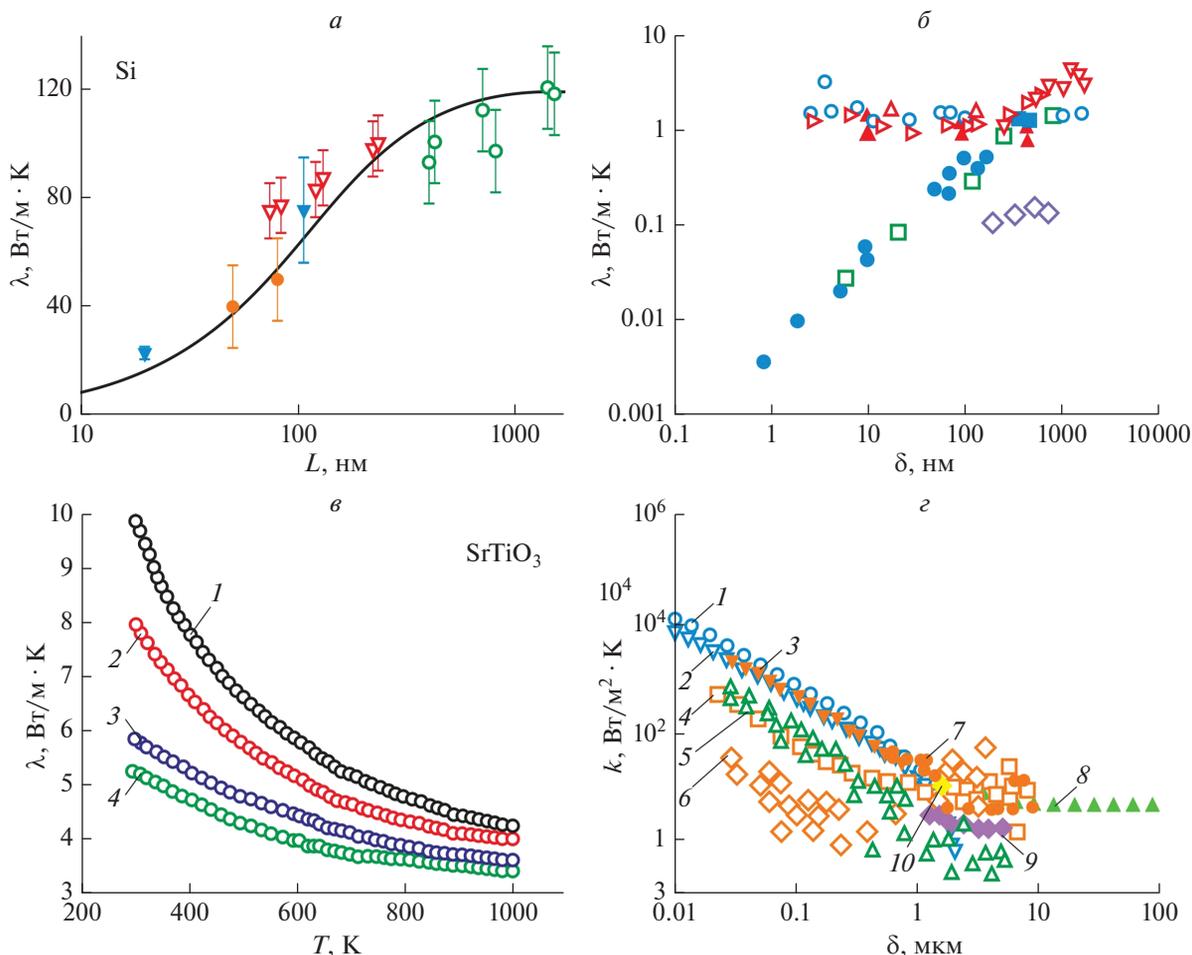


Рис. 6. Влияние размеров и температуры на ТФХ наноструктурных материалов. (а) Влияние размера образца L монокристаллического кремния в направлении теплового потока на величину коэффициента теплопроводности λ , различные значки – данные разных авторов [17]; (б) влияние толщины пленки δ аморфных диэлектриков на величину коэффициента теплопроводности λ в нормальном к ней направлении [116]. Кружочки – SiO_2 (пустые и полные – данные разных авторов), треугольники – Si (по разному ориентированные – данные разных авторов), квадраты – SiN, ромбы – Ge. (в) Температурная зависимость коэффициента теплопроводности λ объемного кристалла SrTiO_3 в функции среднего размера зерен d [101]. 1 – Монокристалл, 2 – $d = 20$ мкм, 3 – $d = 85$ нм, 4 – $d = 55$ нм. (г) Зависимость коэффициента радиационной теплопередачи k при комнатной температуре от величины зазора между телами [101]. Цифрами от 1 до 10 обозначены данные, относящиеся к теплообмену в различных парах: 1 – микрошарики SiO_2 – SiO_2 диаметром 20 мкм; 2 – микрошарики SiO_2 – SiO_2 диаметром 50 мкм; 3 – микрошарики SiO_2 – SiO_2 диаметром 100 мкм; 4 – микрошарики Si диаметром 100 мкм на подложке из SiO_2 ; 5 – золотые микрошарики диаметром 50 мкм; 6 – золотые микрошарики диаметром 100 мкм на подложке SiO_2 ; 7 – микрошарики SiO_2 – SiO_2 диаметром 50 мкм; 8 – пара сапфировых пластин; 9 – пара пластин из Cr; 10 – пара пластин из SiO_2 (разными значками обозначены данные различных авторов).

тельно ниже, чем у идеального двумерного однослойного чистого графена со свободными границами [112, 120]. Причиной такого эффекта является существенное изменение фононного спектра (особенно для фононов, у которых перемещение атомов перпендикулярно слою). При этом происходит снятие запрета на фонон-фононное рассеяние с перебором (U-процесс), а также появление фононов с ненулевой нормальной проекцией волнового вектора и их рассеяние при переходе из слоя в слой. Экспериментально [121] и с помощью моделирования методами молекулярной динамики [112] показано, что в двухслойном листе

теплопроводность падает примерно вдвое по сравнению с однослойным, а при увеличении числа слоев до 4–5 еще примерно в 2 раза и приближается к таковой у качественного графита.

ДЕФОРМАЦИОННОЕ УПРАВЛЕНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ

Стрейнтроника – новое направление в управлении свойствами материала посредством механических напряжений. Такой подход получил наибольшее развитие в приложении к материалам с магнитным упорядочением и/или пьезо-

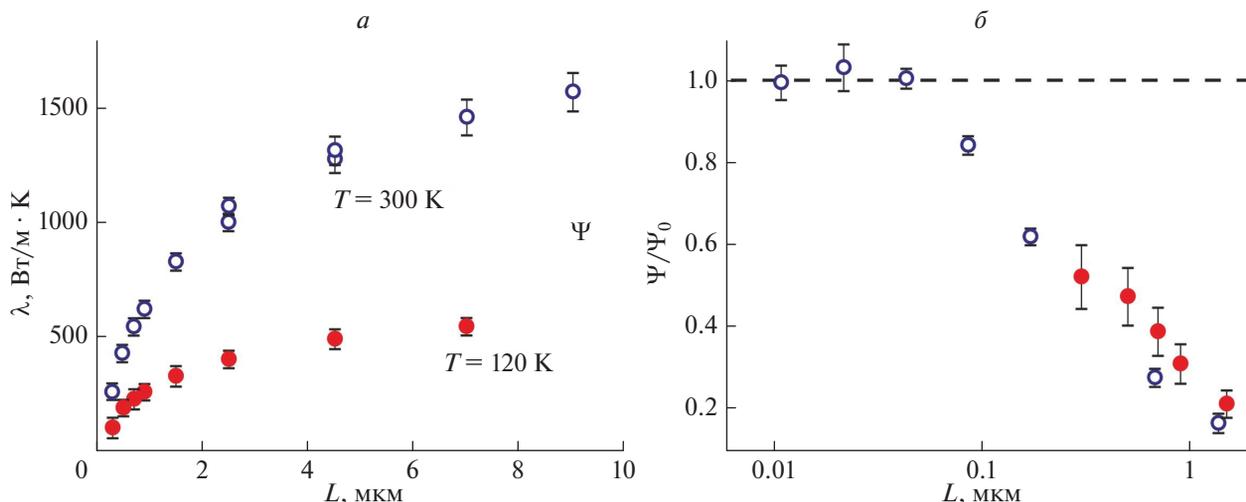


Рис. 7. Тепловые транспортные характеристики однослойного графена в функции характерного размера L [119]. (а) Коэффициент теплопроводности λ ; (б) Относительная тепловая проводимость Ψ/Ψ_0 . Пунктиром обозначен баллистический предел. Пустые символы – результаты моделирования методом молекулярной динамики, полные – результаты эксперимента.

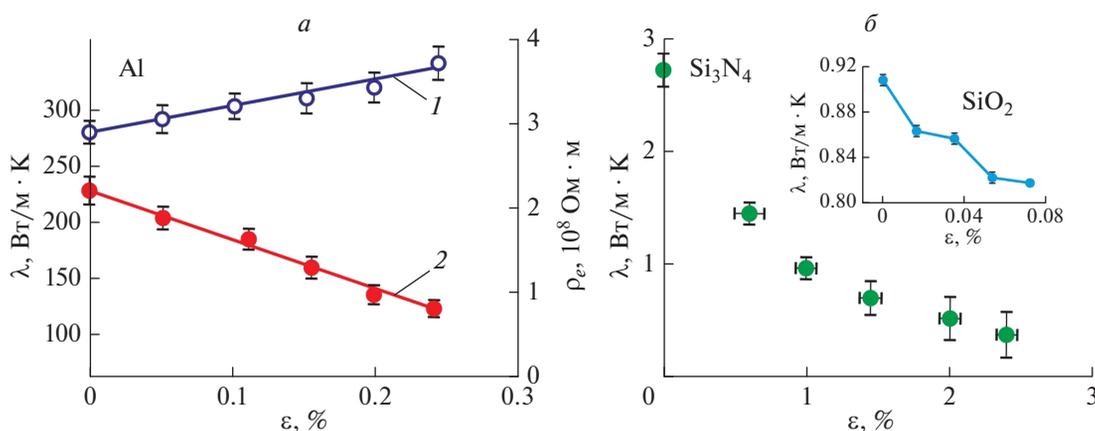


Рис. 8. Теплопроводность λ кремния и алмаза в функции размеров, формы и относительной деформации ε [123]. S – сечение нанопроволоки, δ – толщина пленки.

электрическим эффектом, однако этот круг материалов и вопросов выходит за рамки настоящего обзора. Детальный анализ достигнутых в этой области результатов приведен в обзоре [32]. В контексте обсуждаемой проблемы важно отметить, что в ряде случаев изменение электронных и фононных спектров материалов под действием деформации открывает новые возможности и для управления их транспортными тепловыми свойствами. Наиболее выражены такие эффекты в теплопроводности структур толщиной в один атомный слой, в частности, в графене, химически модифицированном графене, других графеноподобных пленках, однослойных нанотрубках [122–124] и т.п.

Для изучения теплопереноса в низкоразмерных системах часто применяются различные методы компьютерного моделирования. Ввиду своей простоты наиболее распространены методы

равновесной и неравновесной молекулярной динамики. Иногда также применяют методы динамики решетки и функционала плотности, как по отдельности, так и в совокупности с методами молекулярной динамики. Так, в [123] методом равновесной молекулярной динамики изучено влияние деформации на теплопроводность различных материалов, в том числе, объемных кремния и алмаза, пленок и нановолокон из этих материалов (рис. 8), а также однослойных углеродных нанотрубок и одноатомных листов графена (рис. 9). Как следует из приведенных графиков, относительное изменение λ на 1% деформации составляет для кремния около 2%, а для алмаза 5–10% и близко к линейному, как в области растяжения, так и сжатия. Деформация углеродных нанотрубок растяжением также дает эффект падения λ около 5% на 1% деформации (рис. 9а), а при сжа-

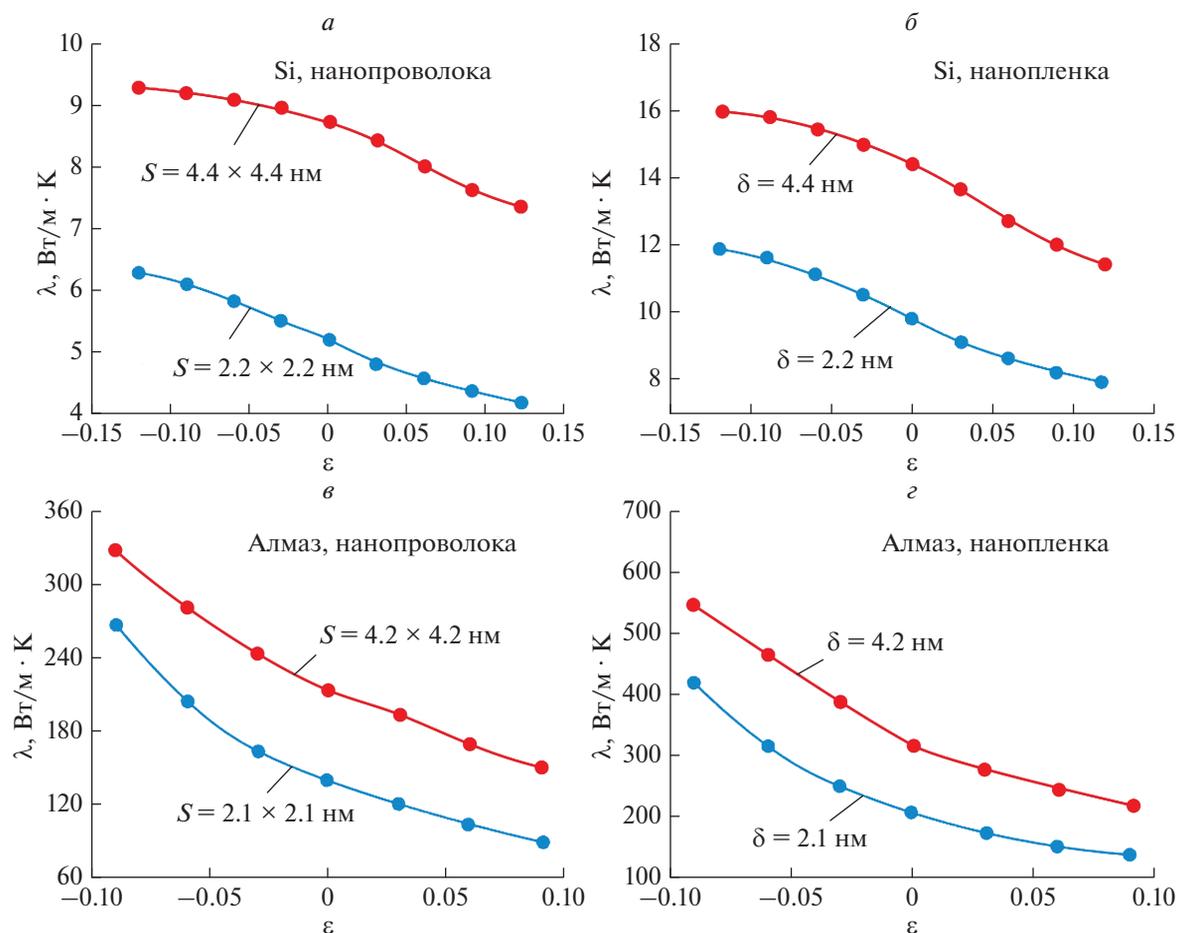


Рис. 9. Влияние деформации на теплопроводность нанокуглеродных материалов [123]. (а) Одностенные углеродные нанотрубки с различной ориентацией гексагональной структуры – кружки – “кресло”, треугольники – “зигзаг”, квадраты – хиральные. Цифрами на кривых обозначен диаметр нанотрубок в нанометрах. (б) Однослойный графен.

тии наблюдается сложное поведение с максимумом. Для графена величина эффекта также составляла около 5% на 1% деформации, но теплопроводность падала как при растяжении, так и при сжатии (рис. 9б). На практике сжатие двумерных объектов одноатомной толщины без контакта с подложкой приводит к появлению изгибов и складок, вызывающих сложные изменения транспортных свойств. Такие эффекты не учитывались в данном моделировании. Влияние деформации сдвига на теплопроводность узкой однослойной ленты графена изучали в [124] методами неравновесной молекулярной динамики. При $\epsilon = 20\%$ наблюдали уменьшение λ от 5 до 20% для разной ориентации графена.

В завершение этого раздела приведем несколько показательных результатов, полученных экспериментально. В [125] исследовали зависимость от деформации тепло- и электропроводности алюминиевой пленки толщиной 125 нм с размером зерна 50 нм, выращенной на подложке из диоксида кремния. При столь малых размерах зерна дислокации внутри зерен практически отсутствовали, и

основным механизмом деформации являлось движение границ зерен. Показано, что при $\epsilon 0.25\%$ теплопроводность пленки падает почти вдвое (рис. 10а). Влияние деформации на теплопроводность аморфной пленки нитрида кремния толщиной 50 нм изучено в [126]. Полученная зависимость показана на рис. 10б. Изменения λ в несколько раз при деформациях $\sim 1\%$ авторы объясняют особенностями фононного спектра аморфного материала и его высокой чувствительностью к деформации. В экспериментальном исследовании [127] зависимости теплопроводности пленки диоксида кремния толщиной 300 нм на кремниевой подложке наблюдались изменения теплопроводности пленки около 10% при $\epsilon = 7 \cdot 10^{-4}$ (см. врезку на рис. 10б), т.е. изменения λ составили 140% на 1% деформации.

В последние годы появилось и активно развивается новое направление развития теплопередачи, связанное с использованием существенно нелинейных терморезистивных элементов, являющихся тепловыми аналогами электрических диодов, варисторов и управляемых выключате-

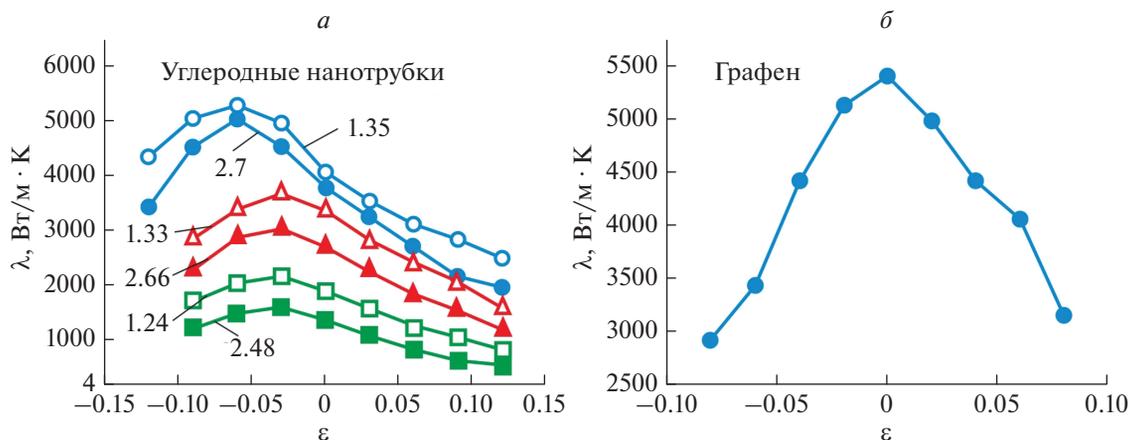


Рис. 10. Влияние относительной деформации ε на тепловые и электрические свойства некоторых материалов. (а) Алюминиевая пленка [125]. 1 – Удельное сопротивление ρ_e , 2 – теплопроводность λ ; (б) теплопроводность в пленке Si_3N_4 [126]. На врезке – теплопроводность в пленке SiO_2 [127].

лей [128]). В [129] предложена схема конструирования теплового диода на основе ленты графена, управляемого механическими напряжениями. Расчетное отношение тепловых сопротивлений в прямом и обратном направлении составляет 1.2–1.3.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наноструктурирование традиционных материалов и создание новых наноструктур имеют большой и пока не использованный в полной мере потенциал для управления их механическими и теплофизическими характеристиками. Причем, последние по желанию можно менять как в сторону роста, так и уменьшения. Наноструктурирование и размерные эффекты позволяюткратно улучшать многие механические и тепловые характеристики материалов. Отдельное перспективное направление – обратимое динамическое управление теплофизическими свойствами путем создания деформаций, не превышающих пределов текучести и прочности. В некоторых аморфных материалах изменения теплопроводности превышают 100% на один процент деформации. Задача состоит в поиске и создании материалов с наибольшими коэффициентами чувствительности свойств к деформации и повышении предельных деформаций, при которых сохраняется их работоспособность.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 20-19-00602) с привлечением ресурсов МГУ им. М.В. Ломоносова и оборудования Центра коллективного пользования Тамбовского государственного университета им. Г.Р. Державина.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bhushan B. Springer handbook of nanotechnology. Springer, 2010. 1964 p.
2. Головин Ю.И. Основы нанотехнологий. М.: Машиностроение, 2012. 656 с.
3. Vajtai R. Springer handbook of nanomaterials. Springer, 2013. 1222 p.
4. Chuang T., Anderson P.M., Wu M.-K., Hsieh S. Nanomechanics of materials and structures. Dordrecht. Springer, 2006. 323 p.
5. Головин Ю.И. Наноиндентирование и его возможности. М.: Машиностроение, 2009. 312 с.
6. Козлов Э.В., Глезер А.М., Конева Н.А. и др. Основы пластической деформации наноструктурных материалов. М.: Физматлит, 2016. 304 с.
7. Сабиров И., Еникеев Н.А., Мурашкин М.Ю., Валиев Р.З. Объемные наноструктурные материалы с многофункциональными свойствами. СПб: Эко-Вектор, 2018. 135 с.
8. Hsueh C.-H., Schmauder S., Chen C.-S. et al. Handbook of mechanics of materials. Springer, 2019. 2431 p.
9. Voyiadjis G.Z., Yaghoobi M. Size effects in plasticity: from macro to nano. Academic Press, 2019. 408 p.
10. Головин Ю.И. // ФТТ. 2008. Т. 50. № 12. С. 2113; Golovin Yu.I. // Phys. Sol. St. 2008. V. 50. No. 12. P. 2205.
11. Андриевский П.А., Глезер А.М. // УФН. 2009. Т. 179. № 4. С. 337; Andrievski R.A., Glezer A.M. // Phys. Usp. 2009. V. 52. P. 315.
12. Todd C., Hufnagel T.C., Schuh C.A. et al. // Acta Mater. 2016. V. 109. P. 375.
13. Dehm G., Jaya B.N., Raghavan R. et al. // Acta Mater. 2018. V. 142. P. 248.
14. Бразжкин В.В. // УФН. 2020. Т. 190. № 6. С. 561; Brazhkin V.V. // Phys. Usp. 2020. V. 63. P. 523.
15. Головин Ю.И. // ФТТ. 2021. № 1. С. 3.
16. Bao H., Chen J., Gu X. et al. // ESEE. 2018. V. 1. P. 16.
17. Lebon G.J. // JNET. 2014. V. 39. No. 1. P. 35.
18. Malheiros F.C., Nascimento J.G., Fernandes A.P. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2020. V. 91. Art. No. 014902.
19. Feng T., He J., Rai A. et al. // Phys. Rev. Appl. 2020. V. 14(4). Art. No. 044023.
20. Yao Y., Sun J., Zeng X. et al. // Small. 2018. V. 14. Art. No. 1704044.

21. *Hu Y., Zeng L., Minnich A.J.* // Nat. Nanotechnol. 2015. V. 10. P. 701.
22. *Braun J.L., Baker C.H., Giri A. et al.* // Phys. Rev. B. 2016. V. 93. Art. No. 140201.
23. *Kaiser J., Feng T., Maassen J. et al.* // J. Appl. Phys. 2017. V. 121. Art. No. 044302.
24. *Ferrando-Villalba P., Lopeandia A.F., Abad L. et al.* // Nanotechnol. 2014. V. 5. Art. No. 185402.
25. *Wingert M.C., Zheng J., Kwon S. et al.* // Semicond. Sci. Technol. 2016. V. 31. Art. No. 113003.
26. *Zhang Z.M.* Nano/microscale heat transfer. Springer, 2020. 761 p.
27. *Lee H.-F., Kumar S., Haque M.A.* // Acta Mater. 2010. V. 58. P. 6619.
28. *Liu J., Yang R.* // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. Art. No. 174122.
29. *Alam M.T., Manoharan M.P., Haque M.A. et al.* // J. Micromech. Microeng. 2012. V. 22. Art. No. 045001.
30. *Li Z., Wang H., Zhao H. et al.* // Rev. Sci. Instrum. 2020. V. 91. Art. No. 084901.
31. *Liu J., Yang R.* // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. Art. No. 174122.
32. *Бухараев А.А., Звездин А.К., Пятаков А.П. и др.* // УФН. 2018. Т. 188. № 12. С. 1288; *Bukharaev A.A., Zvezdin A.K., Pyatakov A.P. et al.* // Phys. Usp. 2018. V. 61. P. 1175.
33. *He J., Kim K., Wang Y., Liu J.* // Appl. Phys. Lett. 2018. V. 112. Art. No. 051907.
34. *Duan X., Li Z., Liu J.* // J. Appl. Phys. 2019. V. 125. Art. No. 164303.
35. *Головин Ю.И., Жигачев А.О., Головин Д.Ю. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 7. С. 1004; *Golovin Yu.I., Zhigachev A.O., Golovin D.Y. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 7. P. 815.
36. *Jaya B.N., Alam M.Z.* // Curr. Sci. 2013. V. 105. No. 8. P. 1073.
37. *Hosemann P., Shin C., Kiener D.J.* // J. Mater. Res. 2015. V. 30. No. 9. P. 1231.
38. *Hosemann P.* // Scr. Mater. 2018. V. 143. P. 161.
39. *Muskeri S., Hasannaemi V., Salloom R. et al.* // Sci. Rep. 2020. V. 10. Art. No. 2669.
40. *Hasannaemi V., Muskeri S., Gwalani B. et al.* // Mater Today. 2020. V. 24. Art. No. 101237.
41. *Vo H.T., Still E.K., Lam K. et al.* // Mater. Sci. Engin. A. 2021. V. 779. Art. No. 140124.
42. *Dimiduk D.M., Uchic M.D., Parthasarathy T.A.* // Acta Mater. 2005. V. 53. P. 4065.
43. *Uchic M.D., Dimiduk D.M., Wheeler R. et al.* // Scr. Mater. 2006. V. 54. P. 759.
44. *Yao N.* Focused ion beam systems: basics and applications. Cambridge Univ. Press, 2007. 395 p.
45. *Babinsky K., De Kloe R., Clemens H., Primig S.* // Ultramicroscopy. 2014. V. 144. No. 9. P. 9.
46. *Herbig M., Choi P., Raabe D.* // Ultramicroscopy. 2015. V. 153. P. 32.
47. *Povstugar I., Weber J., Naumenko D. et al.* // Microsc. Microanal. 2019. V. 25. P. 11.
48. *Jang D., Li X., Gao H., Greer J.R.* // Nat. Nanotech. 2012. V. 7. P. 594.
49. *Kabel J., Hosemann P., Zayachuk Y. et al.* // J. Mater. Res. 2018. V. 33. P. 424.
50. *Xiao Y., Besharatloo H., Gan B. et al.* // J. Alloys. Comp. 2020. V. 822. Art. No. 153536.
51. *Uchic M.D., Shade P.A., Dimiduk D.M.* // Annu. Rev. Mater. Res. 2009. V. 39. P. 361.
52. *Greer J.R., De Hosson J.T.M.* // Progr. Mater. Sci. 2011. V. 56. P. 654.
53. *Han W.-Z., Huang L., Ogata S. et al.* // Adv. Mater. 2015. V. 27. P. 3385.
54. *Kim J.-Y., Jang D., Greer J.R.* // Acta Mater. 2010. V. 58. P. 2355.
55. *Chen C.Q., Pei Y.T., De Hosson J.T.M.* // Acta Mater. 2010. V. 58. P. 189.
56. *Volkert C.A., Donohue A., Spaepen F.* // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. Art. No. 083539.
57. *Jang D., Greer J.R.* // Nat. Mater. 2010. V. 9. P. 215.
58. *Wang C.-C., Ding J., Cheng Y.-Q. et al.* // Acta Mater. 2012. V. 60. No. 13–14. P. 5370.
59. *Xiao Y., Kozak R., Hach M.J.R. et al.* // Mater. Sci. Engin. A. 2020. V. 790. Art. No. 139429.
60. *Yilmaz H., Williams C.J., Risan J. et al.* // Mater. 2019. V. 7. Art. № 100424.
61. *Chen M., Wehrs J., Sologubenko A.S. et al.* // Mater. Des. 2020. V. 189. Art. No. 108506.
62. *Xiao Y., Zou Y., Sologubenko A.S. et al.* // Mater. Des. 2020. V. 193. Art. No. 108786.
63. *Wehrs J., Mohanty G., Guillonneau G. et al.* // JOM. 2015. V. 67(8). P. 1684.
64. *Zamanzade M., Velayarce J.R., Abad O.T. et al.* // Mater. Sci. Engin. 2016. V. 652. P. 370.
65. *Wharry J.P., Yano K.H., Patki P.V.* // Scr. Mater. 2019. V. 162. P. 63.
66. *Bagheripoor M., Klassen R.* // Rev. Adv. Mater. Sci. 2018. V. 56. P. 21.
67. *Lee H., Huen W.Y., Vimonsatit V. et al.* // Sci. Rep. 2019. V. 9. Art. No. 13189.
68. *Barnoush A., Hosemann P., Molina-Aldareguia J. et al.* // Mater. Today. 2019. V. 44. P. 471.
69. *Sebastiani M., Johanns K.E., Herbert E.G. et al.* // Curr. Opin. Sol. St. Mater. Sci. 2015. V. 19. No. 6. P. 324.
70. *Xiao Y., Besharatloo H., Gan B. et al.* // J. Alloys. Comp. 2020. V. 822. Art. No. 153536.
71. *Ast J., Ghidelli M., Durst K.* // Mater Des. 2019. V. 173. Art. No. 107762.
72. *Clark R.N., Burrows R., Patel R. et al.* // Heliyon. 2020. V. 6. Art. № e03448.
73. *Du D., Wu Y., Zhao Y. et al.* // Mater. Charact. 2020. V. 164. Art. No. 110302.
74. *Beake B.D., Cvrtilik R., Harris A.J. et al.* // Mater. Sci. Engin. A. 2020. V. 780. Art. No. 139159.
75. *Bruns S., Petho L., Minnert C. et al.* // Mater. Des. 2020. V. 186. Art. № 108311.
76. *Lee J.H., Gao Y.F., Johanns K.E. et al.* // Acta Mater. 2012. V. 60. P. 5448.
77. *Maio D.D., Roberts S.G.* // J. Mater. Res. 2005. V. 20. P. 299.
78. *Halford T.P., Takashima K., Higo Y. et al.* // Fatigue Fract. Eng. Mater. Struct. 2005. V. 28. P. 695.
79. *Liu H., Falzon B.G., Catalanotti G. et al.* // Aeronaut. J. 2018. V. 122. No. 1255. P. 1352.
80. *Matoy K., Schoenherr H., Detzel T. et al.* // Thin Sol. Films. 2009. V. 518. P. 247.
81. *Sebastiani M., Johanns K.E., Herbert E.G. et al.* // Phil. Mag. 2015. V. 95. P. 1928.

82. *Jaya B.N., Kirchlechner C., Dehm G.* // J. Mater. Res. 2015. V. 30. No. 5. P. 686.
83. *Lauener C.M., Petho L., Chen M. et al.* // Mater. Des. 2018. V. 142. P. 340.
84. *Gallo P., Sumigawa T., Kitamura T.* // Frat. ed Integrita Strutt. 2019. V. 47. P. 408.
85. *Wang A.-N., Nonemacher J.F., Yan G.* // J. Eur. Ceram. Soc. 2018. V. 38. P. 3201.
86. *Liu H.T., Yang L.W., Han S. et al.* // J. Eur. Ceram. Soc. 2017. V. 37. P. 883.
87. *Boelli G., Righi M.G., Mughal M.Z. et al.* // Mater. Des. 2019. V. 166. Art. No. 107615.
88. *Best J.P., Wehrs J., Polyakov M. et al.* // Scr. Mater. 2019. V. 162. P. 190.
89. *Nonemacher J.F., Arinicheva Y., Yan G. et al.* // J. Eur. Ceram. Soc. 2020. V. 40. No. 8. P. 3057.
90. *Heller M., Gibson J.S.K.-L., Pei R. et al.* // Acta Mater. 2020. V. 194. P. 452.
91. *Ast J., Schwiedrzik J.J., Wehrs J. et al.* // Mater. Des. 2018. V. 152. P. 168.
92. *Sumigawa T., Shimada T., Tanaka S. et al.* // ACS Nano. 2017. V. 11. P. 6271.
93. *Kitamura T., Sumigawa T., Shimada T., Van Lich L.* // Eng. Fract. Mech. 2018. V. 187. P. 33.
94. *Gallo P., Sapora A.* // Appl. Sci. 2020. V. 10. Art. No. 1640.
95. *Akinwande D., Brennan C.J., Bunch J.S. et al.* // Extreme Mech. Lett. 2017. V. 13. P. 42.
96. *Gao W., Huang R.* // J. Mech. Phys. Sol. 2014. V. 66. P. 42.
97. *Jang B., Magisa A.E., Kim J.-H. et al.* // Extreme Mech. Lett. 2017. V. 14. P. 10.
98. *Liu K., Wu J.* // J. Mater. Res. 2016. V. 31. P. 832.
99. *Pippan R., Wurster S., Kiener D.* // Mater Des. 2018. V. 159. P. 252.
100. *Shimada T., Huang K., Van Lich L. et al.* // Nanoscale. 2020. V. 12. Art. No. 18363.
101. *Cahill D.G., Braun P.V., Chen G. et al.* // Appl. Phys. Rev. 2014. V. 1. Art. No. 011305.
102. *Shao C., Yu X., Yang N. et al.* // Nanosc. Microsc. Thermophys. Engin. 2017. V. 21. P. 201.
103. *Rebay M., Kakaç S., Cotta R.M.* Microscale & nanoscale heat transfer: analysis, design, and applications. CRC Press, 2016. 487 p.
104. *Дмитриев А.С.* Введение в нанотеплофизику. М.: БИНОМ, 2019. 790 с.
105. *Guo Z.* // J. Enhanced. Heat. Transf. 2019. V. 26. No. 5. P. 429.
106. *Zhang Z.M.* Nano/microscale heat transfer. Springer Nature Switzerland AG, 2020. 761 p.
107. *Lepri S.* Thermal transport in low dimensions: from statistical physics to nanoscale heat transfer. Springer, 2016. 407 p.
108. *Жмакин А.И.* // ЖТФ. 2021. Т. 91. № 1. С. 5.
109. *Torres P., Royo M., López-Sudrez M.* // Phys. Rev. B. 2020. V. 102. Art. № 144305.
110. *Ferrari A.C., Bonaccorso F., Fal'ko V. et al.* // Nanoscale. 2015. V. 7. P. 4598.
111. *Gong F., Li H., Wang W. et al.* // Coatings. 2018. V. 8. P. 63.
112. *Huang P., Li Y., Yang G. et al.* // Nano Mat. Sci. 2021. V. 3. No. 1. P. 1.
113. *Zhang Z., Ouyang Y., Cheng Y. et al.* // Phys. Rep. 2020. V. 860. P. 1.
114. *Chen X.-K., Zeng Y.-J., Chen K.-Q.* // Front Mater. 2020. V. 7. Art. No. 578791.
115. *Fu Y., Hansson J., Liu Y.* // 2D Mater. 2020. V. 7. Art. No. 012001.
116. *DeAngelis F., Muraleedharan M.G., Moon J. et al.* // Nanosc. Microsc. Thermophys. Engin. 2018. V. 23. № 2. P. 81.
117. *Wingert M.C., Zheng J., Kwon S., Chen R.* // Semicond. Sci. Technol. 2016. V. 31. Art. No. 113003.
118. *Nakamura Y.* // Sci. Technol. Adv. Mater. 2018. V. 19. No. 1. P. 31.
119. *Xu X., Pereira L.F.C., Wang Y. et al.* // Nat. Commun. 2014. V. 5. Art. No. 3689.
120. *Nika D.L., Balandin A.A.* In: Thermal transport in low dimensions. from statistical physics to nanoscale heat transfer. Springer, 2016. P. 339.
121. *Ghosh S., Bao W., Balandin A.A. et al.* // Nat. Mater. 2010. V. 9. P. 555.
122. *Kuang Y., Lindsay L., Huang B.* // Nano Lett. 2015. V. 15. No. 9. P. 6121.
123. *Li X., Maute K., Dunn M.L., Yang R.* // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. Art. No. 245318.
124. *Zhang C., Hao X.-L., Wang C.-X. et al.* // Sci. Rep. 2017. V. 7. Art. No. 41398.
125. *Lee H.-F., Kumar S., Haque M.A.* // Acta Mater. 2010. V. 58. P. 6619.
126. *Alam M.T., Manoharan M.P., Haque M.A. et al.* // J. Micromech. Microengin. 2012. V. 22. Art. No. 045001.
127. *Li Z., Wang H., Zhao H. et al.* // Rev. Sci. Instrum. 2020. V. 91. Art. No. 084901.
128. *Wehmeyer G., Yabuki T., Monachon C. et al.* // Appl. Phys. Rev. 2017. V. 4. Art. No. 041304.
129. *Carlomagno I., Cimmelli V.A., Jou D.* // Phys. Lett. A. 2020. V. 384. Art. No. 126905.

Mechanical and thermal physical properties of materials in micro- and nanoscale through the prism of straintronics (a review)

Yu. I. Golovin^{a, b, *} and D. Yu. Golovin^a

^aNanotechnology and Nanomaterials Research Institute, Tambov State University, Tambov, 392000 Russia

^bChemical department, Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

*e-mail: yugolovin@yandex.ru

Distinctive features of mechanical and thermal physical properties and thermal conductivity in particular of crystalline, amorphous and composite materials in micro- and nano-scales have been discussed from the standpoint of straintronics which is an approach to controlling physical properties of solids by means of controlled mechanical deformations.