

УДК 621.3.049.77:678.04

ОЦЕНКА РАЗМЕРНОСТИ ПРИ ВЫБОРЕ МОДИФИКАТОРОВ ДЛЯ НАНОКОМПОЗИТОВ

С. В. Авдейчик¹, канд. техн. наук, В. А. Струк², д-р техн. наук, А. С. Антонов², канд. техн. наук,
Э. Т. Крутько¹, д-р техн. наук, А. Н. Лесун²

¹ООО «Молдер» (г. Гродно, 230020, Беларусь)

²Гродненский государственный университет имени Янки Купалы (г. Гродно, 230023, Беларусь)

³Белорусский государственный технологический университет (г. Минск, 220006, Беларусь;
e-mail: ela_krutko@mail.ru)

Поступила в редакцию 07.12.2021

Принята после доработки 28.12.2021

Принята к публикации 17.01.2022

DOI: 10.31044/1813-7008-2022-0-5-18-24

Рассмотрено теоретическое обоснование методологического подхода для аналитического выражения с целью оценки размерной границы L_0 между нано- и макросостоянием конденсированных сред. Показана целесообразность использования дебаевской температуры, энергии импульса, частоты и длины волны для определения наноразмерности частиц различного состава, строения и технологии получения. Предложенная формула $L_0 = C\theta_D^{-1/2}$ отражает влияние размера частицы на параметры характеристик их физических свойств.

Ключевые слова: наносостояние, наночастица, размерная граница, температура Дебая, динамические модели.

Введение

Наноконпозиционные материалы на основе полимерных, металлических, керамических и др. матриц находят все большее применение в различных отраслях промышленного производства. При этом формирование структуры таких композитов определяется, преимущественно, параметрами наноразмерных компонентов, которые вводят в состав матрицы с использованием различных технологических приемов [1–3]. По установившейся практике наноконкомпозит определяют как «многокомпонентный твердый материал, в котором один из компонентов в одном, двух или трех измерениях имеет размеры, не превышающие 100 нм» (Nanocomposite Science and Technology, Wiley-VCH, 2003). При этом исследование феномена наносостояния указывают на неоднозначность сложившихся под-

ходов к определению размерных параметров наночастиц, используемых в различных технических приложениях.

В ранее опубликованных работах [4–11] была предложена формула, устанавливающая взаимосвязь размерной границы между нано- и макросостоянием (L_0) с температурой Дебая (θ_D). Эта температура является границей между применимостью соответствующих физических теорий к описанию свойств веществ при различных температурах (T). При $T \gg \theta_D$ в фонном спектре имеются как низко-, так и высокочастотные колебательные моды. При $T \ll \theta_D$ высокочастотные моды отсутствуют. Эти две области обычно называют классической и квантовой. В классической — применим закон Дюлонга и Пти, в квантовой — теплоемкость при постоянном давлении монотонно уменьшается с уменьшением температуры. Классический и квантовый подхо-

ды тем достовернее, чем сильнее неравенства $T > \theta_D$ или $T < \theta_D$. Но определенное влияние на спектральный состав колебаний решетки может оказать и размер образца. Поэтому при рассмотрении фононных параметров в ряде работ указывают на то обстоятельство, что анализ распределения частот относится к исследуемым образцам с большими объемами, т.е. влияние на параметры характеристик образца размерных факторов исключают.

В то же время многочисленные литературные данные (например, [12—17]) указывают на экспериментально установленный факт, что в наноразмерном диапазоне (в нанофазе) параметры характеристик частицы вещества существенно отличаются от аналогичных параметров для объектов с существенно большими, по сравнению с атомными, размерами (макрофазы).

Цель исследования — рассмотреть методы оценки размерных параметров частиц, характеризующих наносостояние, с использованием современных представлений физики конденсированного состояния, квантовой физики и наноматериаловедения.

Результаты и обсуждение

Согласно динамическим моделям кристаллов А. Эйнштейна и П. Дебая, атомы в конденсированных средах колеблются вблизи своих идеальных, т.е. равновесных положений. Следовательно, кристалл можно представить в виде системы взаимодействующих друг с другом осцилляторов. Очевидно, что все атомы в такой одноэлементной структуре находятся в одинаковых кристаллофизических позициях и, следовательно, изучив состояние любого из них, можно охарактеризовать состояние всей системы. В этой модели атомы будто бы «связаны» друг с другом квазиупругой силой, а смещения от положения равновесия не очень велики, т.е. можно считать, что все атомы совершают колебания с одинаковой частотой ω . Именно на этом предположении основана теория Эйнштейна, которая позволила объяснить отклонения значений параметра теплоемкости веществ при низких температурах от закона Дюлонга и Пти [18—20].

Эйнштейн полагал, что каждый из N атомов имеет три степени свободы, т.е. в кристалле имеется $3N$ независимых гармонических осцилляторов, колеблющихся с одинаковой частотой ω , следовательно, имеют энергию $E = \hbar\omega$ (\hbar — постоянная Планка). Принципы квантования допускают наличие состояний с энергией

$$E = (n + 1/2)\hbar\omega, \quad (1)$$

где n — целое число, а нулевые колебания учитываются слагаемым $0,5\hbar\omega$.

Колебания атомов в кристаллах, как и в любой конденсированной среде, приводят к тому, что в них создаются волны механического возбуждения, которые, как это следует из уравнения (1), описываются квантами механического возбуждения, называемыми фононами.

При низких температурах собственная частота фононов может быть такой, что выполняется неравенство $\hbar\omega \gg kT$. В этом случае $\exp(\hbar\omega/kT) \gg 1$. В то же время, вклад этих составляющих в общую энергию системы будет незначительным, так как в спектре частот их число невелико [18]. Следовательно, можно ограничиться акустическими ветвями фононов. Средняя энергия в этом случае равна

$$\bar{E} = \hbar\omega \exp[-\hbar\omega/kT], \quad (2)$$

т.е. теплоемкость при низких температурах ($T \rightarrow 0$) определяется условием:

$$C_v = Nk \left(\frac{\hbar\omega}{kT} \right)^2 \exp[-\hbar\omega/kT]. \quad (3)$$

Отсюда следует, что $C_v \rightarrow 0$ при $T \rightarrow 0$ по закону $\exp(-\hbar\omega/kT)$.

Поскольку в модели Эйнштейна все осцилляторы имеют одинаковую частоту (ω), т.е. одинаковую энергию, то для их описания введен температурный фактор θ_E вида

$$\hbar\omega = k \cdot \theta_E, \quad (4)$$

где θ_E — температура Эйнштейна.

В этом случае теплоемкость (3) с учетом (4) при $T \rightarrow 0$ принимает вид:

$$C_v = Nk \left(\frac{\theta_E}{T} \right)^2 e^{-\theta_E/T}. \quad (5)$$

Для более строгой оценки зависимости C_v от T при низких температурах П. Дебай отказался от модели одинаковых атомных осцилляторов, а предположил, что в твердом теле атомы колеблются с различными частотами. Распределение частот осцилляторов описывается зависимостью $P(\omega)$, которая определяется условиями [18–20]:

$$P(\omega)d\omega = \frac{3\omega^2}{2\pi^2V^3}d\omega = C\omega^2d\omega, \quad (6)$$

где V — скорость распространения фононов.

В соответствии с предположением Дебая частота ω может достичь некоторого максимального значения $\omega_m = \omega_D$, которое называют дебаевской частотой.

При функции распределения частот (6) плотность внутренней энергии равна

$$\begin{aligned} (U - U_0) &= \frac{3\hbar}{2\pi^2V^3} \int \frac{\omega^3}{e^{kT} - 1} d\omega = \\ &= \frac{3k^4T^4}{2\pi^2\hbar^3} \int_0^{x_m} \frac{x^3}{e^x - 1} dx, \end{aligned} \quad (7)$$

где U_0 — энергия равновесного состояния решетки. Переменная интегрирования x в (7) меняется в пределах от 0 до x_m , равного

$$x_m = \frac{\hbar\omega_m}{kT} = \frac{\hbar q_m v}{kT} = \frac{\hbar V (6\pi^2 n)^{1/3}}{k} \cdot \frac{1}{T} = \frac{\theta_D}{T}, \quad (8)$$

где n — число атомов в единице объема (атомная плотность); q_m — волновое число; v — скорость звука [18–20]. Величина θ_D связана с дебаевской частотой уравнением

$$\hbar\omega_D = k\theta_D. \quad (9)$$

Если приближение Эйнштейна говорит об экспоненциальной зависимости C_v от T , то в дебаевском — $C \sim T^3$, что больше соответствует эксперименту. Следовательно, идея П. Дебая о том, что при переходе под действием тех или иных факторов значений частотных мод фононов в область $\omega > \omega_D$, механизм протекания физических процессов изменится по сравнению с тем случаем, когда в спектре имеются только частоты $\omega \leq \omega_D$, обоснована [18].

Модель Дебая, как и модель Эйнштейна, объясняет экспериментально обнаруженный

факт уменьшения параметра теплоемкости при постоянном объеме (C_v) при температурах, ниже характеристической.

Принцип распределения частот применим для описания образцов с достаточно большими объемами веществ. В этом случае размер образца не оказывает влияния на кривую $P(\omega)$. Из экспериментальных данных следует, что в спектре частот гармонических осцилляторов частицы вещества имеются две области: низкочастотная ветвь $\omega < \omega_D$ и высокочастотная ветвь $\omega > \omega_D$. Если размер кристалла (частицы) достаточно мал, то образование фононов с большими длинами волн невозможно, т.е. размер кристалла «отсекает» в спектре акустическую, низкочастотную ветвь. При условии, что минимальная частота фононов превышает величину ω_D , процессы, происходящие в образце, отличаются от аналогичных в образцах с большими геометрическими размерами. Следовательно, если размер образца L такой, что в нем не могут возникать низкочастотные моды, у которых длина волны больше, чем L , то физические процессы в этом образце будут протекать иначе, чем в крупном образце того же вещества при той же температуре. Поскольку в этом случае L_0 соответствует условию $\lambda_D = V/\omega_D$ (V — скорость фонона), то можно сделать следующий вывод: для каждого вещества существует граничный размер L_0 , связанный с температурой Дебая θ_D . Если размер образца $r > L_0$, то этот образец обладает свойствами крупных образцов, если $r < L_0$, то на свойства образца влияют размерные факторы, т.е. при дальнейшем уменьшении размера частиц в них невозможно существование возбуждений с дебаевской частотой, так как дебаевская длина волны не «вместится» между поверхностями образца. Значение параметра L_0 различно для веществ разного состава, строения. Например, для алмаза параметр L_0 составляет 8 нм, для рубидия — 30 нм. При этом для исследованных веществ параметр L_0 не соответствует значению 100 нм [21, 22]. Влияние размерного фактора на характер протекания физических процессов рассмотрено в работах [1, 2, 23]. Установлено, что параметры оптических, магнитных и других характеристик существенно зависят от размера.

Рассмотрим различные подходы к определению параметра L_0 .

Из классических представлений квантовой физики известно, что механические возбуждения в решетке кристалла осуществляются электронными процессами, т.е. взаимодействием между атомами обусловлено взаимодействием их электронов [18–20, 22].

Волновая функция электрона является собственной функцией оператора импульса

$$\hat{P}\psi = P\psi, \quad (10)$$

причем оператор импульса имеет вид:

$$\hat{P} = -i\hbar \sum_{i=1}^3 (x_0)_i \frac{\partial}{\partial x_i}, \quad (11)$$

где $(x_0)_i$ — орты координатных осей $x_1 = x$, $x_2 = y$, $x_3 = z$.

Рассмотрим случай, когда $P_x = P_y = P_z$, т.е. анализируется изотропное вещество. Уравнение (10) примет вид:

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{i}{\hbar} P_x \psi = 0. \quad (12)$$

Решение уравнения (10) следующее:

$$\psi = \psi_0 \exp\left(-\frac{i}{\hbar} P_x \cdot x\right), \quad (13)$$

т.е. максимумы действительной части волновой функции ψ соответствуют условию

$$P_x \cdot x = 2\pi\hbar \cdot n = \hbar n, \quad (14)$$

где n — целое число.

Рассмотрим наименьшее значение импульса, когда в уравнении (13) $n = 1$. Энергию решетки, соответствующую наименьшему значению импульса, примем равной $E = E_D$. Поскольку дебаевская энергия равна

$$E_D = \hbar\omega_D = k\theta_D = \frac{3(P_x^2)_D}{2m_e}, \quad (15)$$

то с учетом (14), (15) получим

$$P_x \cdot x = \left(\frac{2m_e \cdot k\theta_D}{3}\right)^{1/2} \cdot x = \hbar. \quad (16)$$

Так как рассматривается импульс, соответствующий дебаевской температуре, то размер $x = L_0$, где L_0 является размерной границей между макросостоянием и наносостоянием.

С учетом сказанного из уравнений (13)–(16) следует

$$L_0 = \frac{\sqrt{1,5\hbar}}{\sqrt{m_e \cdot k}} (\theta_D)^{-1/2} = C \cdot (\theta_D)^{-1/2}. \quad (17)$$

Физические константы в (17) имеют значения: $\hbar = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с; $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж·К; $m = 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг, значит в формуле (17) значение константы C равно $230 \text{ нм} \cdot \text{К}^{-1/2}$. Следовательно

$$L_0 = 230 \cdot (\theta_D)^{-1/2} [\text{нм}]. \quad (18)$$

Рассмотрим возможность вывода формулы (17) на основании других подходов [22].

Температура Дебая (θ_D) определяет как дебаевскую энергию (E_D), так и дебаевский импульс (P_D):

$$E_D = k\theta_D, \quad (19)$$

$$P_D = \left| \sum_i P_i^2 \right|^{1/2} = (2E_D \cdot m)^{1/2}, \quad (20)$$

где i — индекс координатной оси (x, y, z).

Дебаевский импульс представляет собой граничное значение для использования классического и квантового приближений. При переходе к кристаллам (частицам) малых размеров характер распределения фононов будет отличаться от процесса в макрочастицах. Очевидно, что фононы с длиной волны $\lambda > 2l$ (l — размер частицы) существовать не могут. Применив соотношение неопределенностей с учетом, что $P = P_D$, получим значение размера частицы $l = L_0$, при котором происходит изменение свойств вещества, т.е. частица приобретает параметры характеристик, обусловленные размерными факторами. Следовательно:

$$P_D \cdot L_0 = \hbar. \quad (21)$$

Подставив в уравнение (19) значение дебаевского импульса с учетом (20) вдоль одной из координатных осей, получим:

$$P_i \left(\frac{2k\theta_D m}{3} \right)^{1/2} \cdot L_0 = \hbar. \quad (22)$$

Отсюда:

$$L_0 = \frac{\hbar\sqrt{1,5}}{\sqrt{km}} (\theta_D)^{-1/2} = C (\theta_D)^{-1/2}. \quad (23)$$

В полученные аналитические выражения для оценки параметра наноразмерности ча-

стиц материальных веществ L_0 входит параметр температуры Дебая (θ_D). Температура Дебая — это относительно условный параметр, характеризующий вещество, так как его определение предполагает использование ряда приближений. Этот параметр табулирован и широко используется в физике конденсированного состояния.

Температуру Дебая (θ_D) определяют из условия:

$$k\theta_D = h\omega_D = h\bar{v}(6\pi^2n)^{1/2}, \quad (24)$$

где n — средняя плотность атомов (число атомов в единице объема); \bar{v} — средняя скорость звука в веществе; ω_D — предельная частота упругих колебаний.

Параметр L_0 является анизотропной величиной, значит для разных направлений предельный размер, характеризующий наносостояние, может отличаться.

Экспериментальная оценка адекватности полученного выражения выполнена при анализе размерных параметров частиц различного состава и строения. Расчетные значения максимальных размеров наночастиц приведены в табл. 1 и 2.

В табл. 1 приведены значения параметра дебаевской температуры (θ_D) и рассчитанные по ним с использованием формулы (17) значения размерных границ между нано- и макрофазами. Приведенные параметры записаны по мере их увеличения. Значения пара-

1. Характеристические температуры (θ_D , К) и расчетные максимальные размеры нанокристаллов (L_0 , нм) некоторых веществ

| № | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 |
|------------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| вещество | Ne | Pr | Ar | Tl | Pb | Hg | K | In | Bi |
| θ_D | 63 | 74 | 85 | 89–96 | 88–94,5 | 60–100 | 100 | 109–129 | 117–120 |
| L_0 | 29,0 | 26,7 | 25,0 | 24,0–23,5 | 24,5–23,6 | 29,7–23,0 | 23,0 | 22,0–20,3 | 21,2 |
| № | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 | 16 | 17 | 18 |
| вещество | La | Gd | Na | Au | Sn (бел) | Sb | Sn (сер) | Ag | Ca |
| θ_D | 132 | 152 | 150–165 | 168 | 170–189 | 200 | 200–212 | 215–225 | 219–230 |
| L_0 | 20,0 | 18,7 | 18,8–18,0 | 17,7 | 17,7–16,7 | 16,3 | 16,3–15,8 | 15,7–15,3 | 15,5–15,2 |
| № | 19 | 20 | 21 | 22 | 23 | 24 | 25 | 26 | 29 |
| вещество | Pt | Ta | Zn | Ga | Nb | Zr | V | Ph | Cd |
| θ_D | 229 | 231 | 234–308 | 240 | 252 | 270 | 273 | 275 | 220–300 |
| L_0 | 15,2 | 15,1 | 15,0–13,1 | 14,8 | 14,5 | 14,0 | 13,9 | 13,8 | 15,6–13,3 |
| № | 30 | 31 | 32 | 33 | 34 | 35 | 36 | 37 | 38 |
| вещество | W | Ge | Mg | Cu | Ni | Co | Mn | Li | Mo |
| θ_D | 270–379 | 366 | 318–406 | 315–445 | 375–456 | 385 | 400 | 400 | 380–425 |
| L_0 | 14,0–11,8 | 12,0 | 12,9–11,4 | 12,9–10,9 | 11,9–10,8 | 11,7 | 11,7 | 11,5 | 11,8–11,1 |
| № | 39 | 40 | 41 | 42 | 43 | 44 | 45 | | |
| вещество | Al | Cr | Fe | Si | Be | B | C (алмаз) | | |
| θ_D | 294–418 | 402–460 | 420–467 | 625–658 | 1000–1160 | 1250 | 1850 | | |
| L_0 | 11,6–11,2 | 11,5–10,7 | 11,2–10,6 | 9,2–9,0 | 7,3–6,8 | 6,5 | 5,3 | | |

2. Характеристические температуры (θ_D , К) и максимальные размеры нанокристаллов (наночастиц) (L_0 , нм) некоторых галогенидов

| № | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
|------------|------|------|------|------|------|------|------|
| вещество | RbI | KI | RbBr | AgBr | NaI | RbCl | KBr |
| θ_D | 103 | 131 | 131 | 150 | 154 | 165 | 173 |
| L_0 | 22,7 | 20,1 | 20,1 | 18,8 | 18,5 | 18,0 | 17,5 |
| № | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 |
| вещество | NaBr | KCl | NaCl | KF | LiCl | NaF | LiF |
| θ_D | 224 | 231 | 320 | 336 | 422 | 492 | 730 |
| L_0 | 15,4 | 15,1 | 12,8 | 12,5 | 11,2 | 10,4 | 8,5 |

метра θ_D взяты из различных литературных источников. Если значения θ_D одинаковые или встречаются только в одном из источников, то приводится единственное значение, если разные, то указываются максимальное и минимальное значения. Аналогичным образом определены предельные значения размеров нанокристаллов.

В табл. 2 представлены характеристические температуры и предельные размеры нанокристаллов некоторых галогенидов, определенные по формуле (17).

Сложность в применимости параметра температуры Дебая для расчета размерной границы между нано- и объемным состояниями (L_n) заключается в том, что для наночастиц он может существенно отличаться от аналогичного параметра, характерного для объемной фазы. Анализ литературных данных, приведенный в работе [22], показывает, что значение параметра θ_D действительно меняется, но увеличивается незначительно от значения, характерного для объемной фазы. Поэтому его использование для расчета параметра L_n можно полагать обоснованным.

Таким образом, применение полученного аналитического выражения для определения предельного размера наночастицы корректно, и полученные расчетные значения параметра L_0 могут быть использованы при выборе компонентов нанокompозиционных материалов и технологий их получения.

Выводы

Для оценки размерного параметра, определяющего наносостояния материального объекта, предложено аналитическое выражение $L_0 = 230 \theta_D^{-1/2}$, которое базируется на параметре дебаевской температуры θ_D . Этот параметр определяет условия использования для характеристики объектов конденсированных сред классических или квантовых представлений.

Применение полученного выражения, на наш взгляд, обосновано. Оно учитывает характеристики вещества и базируется на показателе дебаевской температуры, который либо табулирован, либо может быть рассчитан на основе экспериментов. Экспериментальные и расчетные данные по оценке параметров наноразмерности дис-

персных частиц находятся в удовлетворительном соответствии, что свидетельствует об обоснованности практического применения предложенного выражения для выбора компонентов нанокompозиционных материалов на основе металлических, полимерных, керамических и других матриц и технологий их получения для обеспечения заданных параметров эксплуатационных характеристик изделий различного функционального назначения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Елисеев А.А., Лукаши А.В. Функциональные наноматериалы / Под ред. Ю.Д. Третьякова. М.: Физматлит, 2010. 456 с.
2. Авдейчик С.В., Струк В.А., Антонов А.С. Фактор наносостояния в материаловедении полимерных нанокompозитов. Saarbrücken: LAP LAMBERT Academic Publishing RU, 2017. 468 с.
3. Ловшенко Ф.Г., Пагтелеенко Ф.И., Рогачев А.В. и др. Новые ресурсосберегающие технологии и композиционные материалы. М.: Энергоатомиздат, Гомель: БелГУТ, 2004. 519 с.
4. Лиопо В.А. Геометрические параметры наночастиц // Наноразмерные системы-2: Физикохимия элементов и систем с низкоразмерным структурированием (получение, диагностика, применение новых материалов и структур). Сборник научных работ. Гродно: ГрГУ, 2003. Вып. 3. С. 4—11.
5. Лиопо В.А., Струк В.А., Семиколенова Н.А. Геометрические параметры наночастиц // 36й науч.-прац. Полт. ДПУ. 2003. Вып. 6 (33). С. 93—101.
6. Лиопо В.А. и др. Особенности модифицирующего действия природных силикатов в полимерных композитах // Доклады НАН Беларуси. 2004. Т. 48, № 3. С. 113—116.
7. Авдейчик С.В. Функциональные композиционные материалы на основе высоковязких полимерных матриц и наномодификаторов Автореф. дисс. ... канд. техн. наук: 05.02.01. Полоцкий государственный университет. Новополоцк, 2004. 22 с.
8. Авдейчик С.В. и др. Нанокompозиционные машиностроительные материалы: опыт разработки и применения / Под ред. В.А. Струка. Гродно: ГрГУ, 2006. 403 с.
9. Авдейчик С.В. и др. Полимер-силикатные машиностроительные материалы: физикохимия, технология, применение / Под ред. проф. В.А. Струка. Минск: Техналоя, 2007. 431 с.
10. Лиопо В.А. Определение максимального размера наночастиц // Веснік ГрДУ імя Янкі Купалы. Сер. 2. Матэматыка. Фізіка. Інфарматыка, вылічальная тэхніка і кіраванне. 2007. № 1. С. 50—56.
11. Лиопо В.А. Размерная граница между нано- и объемным состоянием: теория и эксперимент // Веснік ГрДУ імя Янкі Купалы. Сер. 2. Матэматыка.

- Фізика. Інфарматыка, вылічальная тэхніка і кіраванне. 2007. № 2. С. 65–71.
12. Пул Ч., Оуэнс М. Нанотехнологии. М.: Техносфера, 2006. 336 с.
 13. Гусев А.И. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии. М.: Физматлит, 2005. 416 с.
 14. Ajaayan P.M., Schadler L.S., Braun A.V. Nanocomposite science and technology. Weinheim: Wiley, 2004. 230 p.
 15. Harris P.J. F. Carbon nanotubes and related structures. Cambridge: Cambridge University Press, 1999. 320 p.
 16. Ролдугин В.И. Самоорганизация наночастиц на межфазных поверхностях // Успехи химии. 2004. Т. 73. № 2. С. 123–156.
 17. Ролдугин В.И. Свойства фрактальных дисперсных систем // Успехи химии. 2003. Т. 72. № 11. С. 1027–1054.
 18. Анималу А. Квантовая теория кристаллических твердых тел. М.: Мир, 1981. 574 с.
 19. Киттель Ч. Квантовая теория твердых тел. М.: Наука, 1967. 493 с.
 20. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978. 791 с.
 21. Liopo V.A., Struk V.A., Avdeychik S.B. The size bound between nano- and macrostate // Fullerenes and atomic clusters: Inter. Conf. 2007. P. 208.
 22. Авдейчик С.В. и др. Введение в физику нанопозиционных машиностроительных материалов / Под науч. ред. В.А. Лиопо, В.А. Струка. Гродно: ГГАУ, 2009. 439 с.
 23. Косевич В.В. Наноплазмоника // Успехи физических наук. 2008. Т. 178. № 8. С. 875–880.

**В издательстве ООО «Наука и технологии» (www.nait.ru)
можно оформить подписку как на полнотекстовые электронные версии,
так и на отдельные интересующие вас статьи
всех наших журналов:**

- «Все материалы. Энциклопедический справочник», гл. ред. академик РАН А.А. Берлин
- «Деформация и разрушение материалов», гл. ред. проф. А.М. Глезер
- «Клеи. Герметики. Технологии», гл. ред. академик РАН А.А. Берлин
- «Коррозия: материалы, защита», гл. ред. член-корр. РАН А.К. Буряк
- «Материаловедение», гл. ред. академик РАН К.А. Солнцев
- «Ремонт, восстановление, модернизация», гл. ред. проф. Н.И. Баурова
- «Телекоммуникации», гл. ред. проф. В.С. Титов
- «Технология металлов», гл. ред. академик РАН А.И. Рудской
- «Химическая технология», гл. ред. академик РАН А.И. Холькин
- «Электрометаллургия», гл. ред. канд. техн. наук И.О. Банных