

В.М.Юров

Карагандинский государственный университет им. Е.А.Букетова
(E-mail: exciton@list.ru)

Теплопроводность и электропроводность металлических наноструктур

Автором отмечено, что полученные ранее результаты по размерной зависимости физических свойств твердых тел использованы при рассмотрении теплопроводности и электропроводности металлических наноструктур. Показано, что коэффициенты теплопроводности металлов размером 1 нм уменьшаются в 3–5 раз по сравнению с массивными образцами, и при размерах в 50 нм они уже мало отличаются от последних. Определено, что полученные значения коэффициентов теплопроводности могут служить справочным руководством для тепловых расчетов элементов космической и авиационной техники, конструкционных материалов. Доказано, что числа Лоренца для массивного образца и наночастиц совпадают в пределах погрешности эксперимента. Полученный результат свидетельствует о том, что перенос тепла в металлических наноструктурах осуществляется электронами, как и в массивных образцах. Рассмотрена задача о тепловом поле тонкой пластины, отмечено, что учет размерной зависимости коэффициента теплопроводности приводит к значительному отличию теплового поля в нанопластине и объемном образце.

Ключевые слова: теплопроводность, электрическая проводимость, размерная зависимость, наноструктура, металл, размерный фактор.

Введение

Характерной особенностью наноструктур является размерная зависимость их физических свойств: электрических, магнитных, тепловых, оптических и других [1–4]. Это послужило толчком для создания наноматериалов и нанокompозитов с уникальными свойствами и стремительного развития нанотехнологий в целом [5–8]. Однако экспериментальное определение физических свойств наноструктур связано с большими техническими трудностями ввиду малых размеров объектов исследования. В связи с этим широкое распространение получили компьютерное моделирование и разнообразные теоретические модели [2–7, 9].

Тепловые и теплофизические свойства наноструктур экспериментально исследованы также пока недостаточно. Среди них можно отметить методы экспериментального определения температуры плавления наночастиц, обзор которых дан в работах [10–13], и немногочисленные сведения о теплоте плавления наночастиц [12, 14].

В работах [15, 16] и ряде других нами получена формула, которая описывает зависимость физического свойства твердого тела от его размера r :

$$A(r) = A_0 \cdot \left(1 - \frac{d}{r}\right). \quad (1)$$

Здесь A_0 — физическое свойство массивного образца; $A(r)$ — физическое свойство малой частицы или тонкой пленки; d — размерный параметр. Для размерного параметра нами получена формула [15, 16]

$$d = \frac{2\sigma v}{RT}, \quad (2)$$

где σ — поверхностное натяжение массивного образца; v — молярный объем; R — газовая постоянная; T — температура.

При $r < d$ формула (1) теряет физический смысл ($A(r) \rightarrow \infty$), поэтому доопределим функцию $A(r)$ в этой области так, чтобы в точке $r = 0$ функция $A(r)$ обращалась в ноль. Это условие выполняется, когда функция (1) представима в виде

$$A(r) = A_0 \cdot \left(1 - \frac{d}{d+r}\right). \quad (3)$$

Как показано в работах [17, 18], уравнения (1)–(3) имеют универсальный характер и справедливы для размерной зависимости многих свойств наноструктур, включая и теплофизические.

В настоящей работе изложенный подход использован нами при рассмотрении теплопроводности и электропроводности металлических наноструктур и некоторых типичных задач теплопроводности тонких пленок.

Коэффициенты теплопроводности металлических наноструктур

Расчет коэффициента теплопроводности производился по формуле, аналогичной (3):

$$\lambda(r) = \lambda_0 \cdot \left(1 - \frac{d}{d+r} \right). \quad (4)$$

Здесь λ_0 — коэффициент теплопроводности массивного образца, значение которого взято из справочника [19]; d — размерный параметр, значение которого получено нами в работе [18]. В таблице 1 приведено значение λ_0 , а в таблицах 2–4 представлены значения коэффициента теплопроводности наночастиц чистых металлов размером 1, 10 и 50 нм.

Т а б л и ц а 1

Коэффициент теплопроводности чистых металлов (М) [19]

М	λ_0 , Вт/(м·К)	М	λ_0 , Вт/(м·К)	М	λ_0 , Вт/(м·К)	М	λ_0 , Вт/(м·К)	М	λ_0 , Вт/(м·К)	М	λ_0 , Вт/(м·К)
Li	84,8	Sr	-	Sn	65	Cr	67	Ni	92	Ho	16
Na	142,0	Ba	-	Pb	35	Mo	162	Ce	11	Er	15
K	79,0	Al	207	Cu	395	W	130	Pr	13	Tm	17
Rb	58,2	Ga	33	Ag	418	Mn	8	Nd	17	Yb	35
Cs	35,9	In	88	Au	310	Tc	51	Sm	13	Lu	16
Be	182	Tl	47	Zn	111	Re	50	Eu	14	-	-
Mg	165	Si	167	Cd	93	Fe	75	Gd	11	-	-
Ca	98	Ge	60	Hg	8	Co	71	Dy	11	-	-

Т а б л и ц а 2

Коэффициент теплопроводности наночастиц металлов размером 1 нм

М	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)	М	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)	М	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)	М	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)	М	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)	М	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)
Li	35,3	Sr	-	Sn	22	Cr	14	Ni	25	Ho	2
Na	45,8	Ba	-	Pb	10	Mo	22	Ce	2	Er	2
K	16,8	Al	65	Cu	120	W	14	Pr	2	Tm	2
Rb	11,2	Ga	17	Ag	102	Mn	2	Nd	2	Yb	5
Cs	5,8	In	34	Au	72	Tc	8	Sm	2	Lu	2
Be	65	Tl	14	Zn	44	Re	6	Eu	2	-	-
Mg	40	Si	28	Cd	32	Fe	18	Gd	1	-	-
Ca	12	Ge	12	Hg	4	Co	19	Dy	1	-	-

Т а б л и ц а 3

Коэффициент теплопроводности наночастиц металлов размером 10 нм

М	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)	М	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)	М	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)	М	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)	М	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)	М	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)
Li	74,4	Sr	-	Sn	54	Cr	49	Ni	72	Ho	6
Na	117,4	Ba	-	Pb	28	Mo	98	Ce	7	Er	9
K	57,7	Al	170	Cu	321	W	71	Pr	8	Tm	9
Rb	41,0	Ga	30	Ag	319	Mn	6	Nd	10	Yb	9
Cs	23,6	In	76	Au	233	Tc	34	Sm	8	Lu	21
Be	154	Tl	38	Zn	97	Re	29	Eu	8	-	-
Mg	126	Si	112	Cd	78	Fe	57	Gd	6	-	-
Ca	58	Ge	43	Hg	7	Co	55	Dy	6	-	-

Коэффициент теплопроводности наночастиц металлов размером 50 нм

M	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)	M	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)	M	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)	M	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)	M	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)	M	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)
Li	82,3	Sr	-	Sn	63	Cr	62	Ni	87	Ho	10
Na	136,3	Ba	-	Pb	33	Mo	143	Ce	10	Er	14
K	73,6	Al	198	Cu	378	W	111	Pr	12	Tm	14
Rb	53,7	Ga	32	Ag	394	Mn	8	Nd	15	Yb	14
Cs	32,5	In	85	Au	291	Tc	46	Sm	12	Lu	31
Be	176	Tl	45	Zn	108	Re	44	Eu	12	-	-
Mg	155	Si	152	Cd	90	Fe	71	Gd	10	-	-
Ca	86	Ge	56	Hg	8	Co	67	Dy	10	-	-

Из таблиц видно, что коэффициенты теплопроводности металлов размером 1 нм уменьшаются в 3–5 раз по сравнению с массивными образцами. При размерах в 50 нм они уже мало отличаются от последних.

Приведенные в таблицах 2–4 значения коэффициентов теплопроводности могут служить справочным руководством для теплофизических расчетов элементов космической и авиационной техники, конструкционных материалов. Поскольку в большинстве случаев величина поверхностного натяжения является аддитивной,

$$\sigma_{см} = X_1\sigma_1 + X_2\sigma_2 + \dots + X_n\sigma_n + \dots, \quad (5)$$

где X_i — концентрация i -той компоненты смеси, то из (2) следует

$$d_{см} = \frac{2}{RT} (X_1\sigma_1\nu_1 + X_2\sigma_2\nu_2 + \dots). \quad (6)$$

Молярный объем металла ν приведен в справочниках, величина σ — в нашей работе [18]. Таким образом, по формуле (6) определяется параметр $d_{см}$ и по формуле (3) можно определить теплопроводность сплава при нанометровом его размере.

Закон Видемана-Франца-Лоренца

В основе механизма передачи тепла теплопроводностью лежит представление о переносе энергии частицами газа [20–23]. В металлах это свободный газ электронов, в изоляторах — фононный газ. Кинетическая теория рассматривает движение электронов в металлах в электрических и магнитных полях, создаваемых атомами вещества, а также при условии наложения внешнего теплового поля, т.е. при наличии градиента температур. В основе кинетического подхода лежит уравнение Больцмана с учетом квантовой статистики электронного газа и различных механизмов рассеяния: на фонах, примесях, дефектах структуры и т.д.

В рамках кинетического подхода для классического электронного газа была получена связь между коэффициентом теплопроводности λ и электрической проводимостью металла σ :

$$\lambda = \frac{\pi^2}{3} \cdot \left(\frac{k}{e}\right)^2 \cdot T\sigma. \quad (7)$$

Здесь k — постоянная Больцмана; e — заряд электрона; T — температура. Соотношение (7) называется законом Видемана-Франца. В более общем виде этот закон записывается в форме

$$\lambda = L\sigma T \quad (8)$$

и называется законом Видемана-Франца-Лоренца.

Универсальность этой записи состоит в том, что все неучтенные особенности поведения электрона в металле при выводе соотношения (7) можно выразить различным значением числа Лоренца L , не изменяя вида соотношения (8). Нетрудно видеть, что, зная электропроводность металла и его температуру, можно вычислить и коэффициент его теплопроводности, так как в классическом случае (7) число Лоренца постоянно. Экспериментальные исследования позволили установить справедливость закона Видемана-Франца-Лоренца в виде (8) для всех металлов и для многих металлов в виде (7) [20–23]. При этом были выявлены значительные отклонения от выражения (7), наблюдаемые у одних металлов во всем диапазоне температур, а у других — только при определенных температурах. Это обусловлено как процессами рассеяния, так и зонной структурой металла.

В случае упругого рассеяния электронов и параболической зоны число Лоренца может быть представлено следующими выражениями:

– для сильно вырожденного электронного газа:

$$L = L_0 = \frac{\pi^2}{3} \cdot \left(\frac{k}{e}\right)^2, \quad (9)$$

т.е. соответствует (8);

– для невырожденного электронного газа:

$$L = \left(r + \frac{5}{2}\right) \cdot \left(\frac{k}{e}\right)^2, \quad (10)$$

где r — показатель степени в зависимости времени релаксации от энергии который равен 0,5 при рассеянии электрона на акустических и оптических колебаниях решетки и 1,5 при рассеянии на ионах примеси.

Зависимости (9) и (10) применимы для большинства металлов и полупроводников. В таблице 5 приведены значения электропроводности чистых металлов, а в таблицах 6–8 — для металлических частиц размером 1, 10 и 50 нм, вычисленные по формуле, аналогичной (4), где коэффициент теплопроводности заменяется на электрическую проводимость.

Таблица 5

Электропроводность чистых металлов (М) [19]

М	$\sigma_0, 10^8$ $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$	М	$\sigma_0, 10^8$ $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$	М	$\sigma_0, 10^8$ $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$	М	$\sigma_0, 10^8$ $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$	М	$\sigma_0, 10^8$ $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$	М	$\sigma_0, 10^8$ $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$
Li	11,8	Sr	5,00	Sn	7,8	Cr	5,3	Ni	14,6	Ho	1,1
Na	23,8	Ba	2,00	Pb	4,9	Mo	19,8	Ce	1,3	Er	0,93
K	16,3	Al	37,2	Cu	59,8	W	18,2	Pr	1,5	Tm	1,3
Rb	8,62	Ga	7,3	Ag	68,0	Mn	0,14	Nd	1,6	Yb	3,7
Cs	4,76	In	12,2	Au	48,3	Tc	-	Sm	1,1	Lu	1,3
Be	36,0	Tl	5,7	Zn	16,9	Re	5,3	Eu	1,2	-	-
Mg	22,7	Si	-	Cd	13,5	Fe	10,3	Gd	0,71	-	-
Ca	24,4	Ge	-	Hg	1,04	Co	16,0	Dy	1,8	-	-

Таблица 6

Электропроводность наночастиц металлов размером 1 нм

М	$\sigma, 10^8$ $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$	М	$\sigma, 10^8$ $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$	М	$\sigma, 10^8$ $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$	М	$\sigma, 10^8$ $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$	М	$\sigma, 10^8$ $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$	М	$\sigma, 10^8$ $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$
Li	4,9	Sr	0,54	Sn	2,6	Cr	1,1	Ni	4,0	Ho	0,1
Na	7,7	Ba	0,2	Pb	1,4	Mo	2,6	Ce	0,2	Er	0,1
K	3,5	Al	11,6	Cu	18,1	W	1,9	Pr	0,2	Tm	0,2
Rb	1,7	Ga	3,8	Ag	16,5	Mn	0,04	Nd	0,2	Yb	0,5
Cs	0,8	In	4,7	Au	11,2	Tc	-	Sm	0,2	Lu	0,1
Be	12,9	Tl	1,7	Zn	6,8	Re	0,7	Eu	0,1	-	-
Mg	5,5	Si	-	Cd	4,7	Fe	2,5	Gd	0,1	-	-
Ca	3,1	Ge	-	Hg	0,6	Co	4,2	Dy	0,2	-	-

Таблица 7

Электропроводность наночастиц металлов размером 10 нм

М	$\sigma, 10^8$ $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$	М	$\sigma, 10^8$ $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$	М	$\sigma, 10^8$ $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$	М	$\sigma, 10^8$ $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$	М	$\sigma, 10^8$ $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$	М	$\sigma, 10^8$ $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Li	10,4	Sr	2,7	Sn	6,5	Cr	3,8	Ni	11,5	Ho	0,6
Na	19,7	Ba	1,1	Pb	3,9	Mo	12,0	Ce	0,8	Er	0,5
K	11,9	Al	30,5	Cu	48,6	W	9,9	Pr	0,9	Tm	0,7

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Rb	6,1	Ga	6,7	Ag	51,9	Mn	0,11	Nd	1,0	Yb	2,2
Cs	3,1	In	11,0	Au	36,3	Tc	-	Sm	0,7	Lu	0,7
Be	30,5	Tl	4,6	Zn	14,7	Re	3,1	Eu	0,7	-	-
Mg	17,3	Si	-	Cd	11,3	Fe	7,9	Gd	0,4	-	-
Ca	14,4	Ge	-	Hg	0,9	Co	12,5	Dy	1,0	-	-

Т а б л и ц а 8

Электропроводность наночастиц металлов размером 50 нм

M	$\sigma, 10^8$ Ом ⁻¹ ·м ⁻¹	M	$\sigma, 10^8$ Ом ⁻¹ ·м ⁻¹	M	$\sigma, 10^8$ Ом ⁻¹ ·м ⁻¹	M	$\sigma, 10^8$ Ом ⁻¹ ·м ⁻¹	M	$\sigma, 10^8$ Ом ⁻¹ ·м ⁻¹	M	$\sigma, 10^8$ Ом ⁻¹ ·м ⁻¹
Li	11,5	Sr	4,3	Sn	7,5	Cr	4,9	Ni	13,0	Ho	1,0
Na	22,8	Ba	1,7	Pb	4,7	Mo	17,5	Ce	1,2	Er	0,8
K	15,2	Al	35,6	Cu	57,2	W	15,6	Pr	1,3	Tm	1,1
Rb	8,0	Ga	7,2	Ag	64,0	Mn	0,13	Nd	1,4	Yb	3,3
Cs	4,3	In	11,8	Au	45,3	Tc	-	Sm	1,0	Lu	1,1
Be	34,8	Tl	5,4	Zn	16,4	Re	4,6	Eu	1,0	-	-
Mg	21,4	Si	-	Cd	13,0	Fe	9,7	Gd	0,6	-	-
Ca	21,4	Ge	-	Hg	1,0	Co	15,2	Dy	1,6	-	-

Как и в случае теплопроводности, электрическая проводимость уменьшается значительно при уменьшении размера частиц металла. В таблице 9 приведены числа Лоренца для массивного образца металла и наночастиц.

Т а б л и ц а 9

Числа Лоренца некоторых металлов (L_0 — массивного образца [24],
 L_1, L_{10} — для частиц 1 и 10 нм, соответственно)

M	$L_0, 10^{-8}$ Вт Ом/К ²	$L_1, 10^{-8}$ Вт Ом/К ²	$L_{10}, 10^{-8}$ Вт Ом/К ²	M	$L_0, 10^{-8}$ Вт Ом/К ²	$L_1, 10^{-8}$ Вт Ом/К ²	$L_{10}, 10^{-8}$ Вт Ом/К ²
Li	2,22	2,40	2,40	Fe	2,61	2,40	2,40
Na	2,12	2,00	2,00	Zn	2,28	2,20	2,20
K	2,23	2,00	2,00	Cd	2,49	2,16	2,16
Rb	2,42	2,20	2,20	Al	2,14	2,00	2,00
Cu	2,20	2,21	2,21	In	2,58	2,41	2,41
Ag	2,31	2,06	2,10	Tl	2,75	2,75	2,75
Au	2,32	2,14	2,14	Sn	2,48	2,82	2,82
Be	2,36	2,00	2,00	Pb	2,64	2,38	2,38

Из таблицы 9 видно, что числа Лоренца для массивного образца и наночастиц совпадают в пределах погрешности эксперимента. Основной вклад в погрешность измерения вносит погрешность определения коэффициента теплопроводности, которая даже для массивных образцов достигает 10 %.

Полученный результат свидетельствует о том, что перенос тепла в металлических наноструктурах осуществляется электронами, как и в массивных образцах.

Размерная зависимость электропроводности металлических наноструктур

Как отмечалось выше, измерение теплопроводности наноструктур значительно сложнее электрических измерений. Поэтому рассмотрим сначала размерные эффекты в электропроводности тонких пленок.

Классическая теория размерного эффекта в электропроводности тонких пленок сформировалась в середине XX в. и получила название модель Фукса-Зондхеймера [25]. В основе модели лежит решение кинетического уравнения Больцмана с учетом рассеяния на стенках пленки. Для удельного сопротивления ρ тонкой пленки толщиной d и длиной свободного пробега ℓ получены следующие выражения:

$$\rho = \rho_0 \left(1 + \frac{3}{8} \frac{\ell}{d} \right), \quad d \gg \ell, \quad (11)$$

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{4}{3} \frac{\ell}{d} \left(\ln \frac{\ell}{d} \right)^{-1} \right), \quad d \ll \ell. \quad (12)$$

Полученные соотношения можно интерпретировать в терминах уменьшения средней длины свободного пробега электронов при рассеянии на стенках пленки при уменьшении ее толщины. Однако при интерпретации экспериментальных данных модель Фукса-Зондхеймера не получила широкого распространения [25]. Возможно, это связано с трудностью прямого определения длины свободного пробега электронов, которая определяется не только механизмом рассеяния, но и структурой энергетических зон металла.

Если толщина пленки соизмерима с длиной дебройлевской волны электронов, то может быть реализован квантовый размерный эффект. Суть его в том, что поперечное движение электронов становится квантованным: проекция квазиимпульса электрона на направление малого размера может принимать лишь дискретный набор значений. В чистых металлах длина дебройлевской волны электронов имеет порядок 0,1 нм, что на порядок больше самого малого размера пленки, рассматриваемого в нашем случае. Таким образом, при рассмотрении размерных эффектов в металлических наноструктурах с размером 1–50 нм мы остаемся в рамках классического или квазиклассического электронного газа.

Сделаем оценку длины свободного пробега электронов в некоторых металлах по формуле [24]

$$\ell = \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{1/3} \cdot \frac{h}{e^2 n_e^{2/3}} \sigma_0. \quad (13)$$

Здесь e — заряд электрона; h — постоянная Планка; n_e — концентрация электронов; σ_0 — электропроводность массивного образца из таблицы 5.

Соответствующие оценки дали следующий результат: для Al $\ell = 14,7$ нм; для Au $\ell = 36,5$ нм; для Cu $\ell = 38,9$ нм; для Ag $\ell = 56,3$ нм.

Сделаем теперь оценку проводимости пленки золота толщиной $d = 1$ нм по формуле (12), учитывая, что $\sigma = 1/\rho$. Получаем, что $\sigma = 3,86 \cdot 10^{-8} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ против $\sigma = 11,2 \cdot 10^{-8} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ из таблицы 6.

Как мы видим, вычисленное значение проводимости по формуле (12) отличается от нашего значения примерно в 3 раза в меньшую сторону. Это связано с тем, что в формуле (12) мы берем длину свободного пробега в массивном образце. Если же учесть размерную зависимость длины свободного пробега электрона и по формуле (3) сделать ее расчет, то после подстановки в формулу (12) этого значения мы получаем для пленки золота толщиной 1 нм $\sigma = 9,8 \cdot 10^{-8} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, что уже незначительно отличается от значения, приведенного в таблице 6.

Из приведенных выше рассуждений следует, что для металлических наноструктур модель Фукса-Зондхеймера работает неплохо при учете размерной зависимости длины свободного пробега электрона в соответствии с соотношением (3).

С учетом результатов, приведенных нами в таблице 9, можно сделать вывод, что закон Видемана-Франца-Лоренца в форме (8) выполняется для всех металлических наноструктур до 1 нм и для многих металлических наноструктур — в форме (7). Таким образом, все приведенные выше результаты для электропроводности металлических наноструктур можно использовать и для теплопроводности.

Тепловое поле металлической пластины нанометровой толщины

Во всех руководствах по расчету тепловых полей тонких покрытий космической и авиационной техники исходят из классических уравнений теплопроводности, где коэффициент теплопроводности считается постоянной величиной (см., напр., [27]). Как показано нами выше, при толщине металлической пленки менее 50–100 нм в ее физических свойствах начинают сказываться размерные эффекты.

Рассмотрим задачу о тепловом поле неограниченной пластины толщиной δ . Для простоты и сравнения ограничимся стационарным случаем. Тогда уравнение теплопроводности будет иметь вид

$$\frac{d}{dx} \left(\lambda \frac{dT}{dx} \right) = 0. \quad (14)$$

В классическом случае $\lambda = \text{const}$, а в нашем — $\lambda = \lambda_0(1 - \alpha / \alpha + x)$. В отличие от (3) здесь размерный фактор обозначен через α , чтобы не путать со знаком дифференцирования.

С учетом размерного эффекта уравнение (14) приводится к виду

$$\frac{x}{x + \alpha} \frac{dT}{dx} = \frac{C_1}{\lambda_0}. \quad (15)$$

Здесь C_1 — постоянная интегрирования. Решение уравнения (15) имеет вид

$$T(x) = \frac{C_1}{\lambda_0} (x + \alpha \ln x) + C_2. \quad (16)$$

Если в (14) $\lambda = \text{const}$, то имеем классическое решение задачи для неограниченной пластины:

$$T(x) = C_1 x + C_2. \quad (17)$$

В отличие от классической задачи в уравнении (16) появляется логарифмический член. Это приводит к расходимости в начале координат. Поэтому граничные условия нужно задавать не при $x = 0$, а при $x = \lambda_{\text{дБ}}$ — длине дебройлевской волны электронов. Только в этом случае имеют смысл классические уравнения теплопроводности.

Существенно также, что, согласно (16), тепловое поле нанопластины зависит как от материала пластины через коэффициент теплопроводности массивного образца λ_0 , так и от размерного фактора α . В классическом случае такой зависимости нет.

Поднятые в настоящей работе вопросы тепловых полей наноструктур различных материалов, различных условий теплообмена с окружающей средой (граничные условия I–IV рода) и целый ряд других задач теплофизики наноструктур мы рассмотрим в следующей статье.

Заключение

Создание в последнее время сложных устройств на базе нанобъектов (нотранзисторов, наноэлектромеханических устройств, нанотермоэлектрических устройства и т.д.) требует серьезного анализа тепловых процессов в нанобъектах и наносистемах [28]. Помимо бурного развития наноэлектроники, появились не менее неожиданные приложения нанотехнологий, в частности, в энергетике, транспорте, ракетно-космической технике, прикладной химии и т.п.

Полученные в настоящей работе результаты могут оказаться полезными для указанных выше областей науки и техники.

Работа выполнена по программе МОН РК 055 «Научная и/или научно-техническая деятельность», подпрограмме 101 «Грантовое финансирование научных исследований». Контракт № 58.

References

- 1 *Andrievsky R.A., Glezer A.M.* Dimensional effects in nanocrystal materials. Part 1. Features of structure. Thermodynamics. Phase balance. The kinetic phenomena // *Physics of metals and metallurgical science*. — 1999. — Vol. 88. — № 1. — P. 50–73.
- 2 *Sergev G.B.* Nanochemistry. — Moscow: KDU, 2007. — 336 p.
- 3 *Pogosov V.V.* Introduction in physics of charging and dimensional effects. — Moscow: Physmathlit, 2006. — 328 p.
- 4 *Rusanov A.I.* The surprising world of nanostructures // *Magazine of the general chemistry*. — 2002. — Vol. 72. — № 4. — P. 532–549.
- 5 *Gusev A.I.* Nanomaterials, nanostructures, nanotechnologies. — Moscow: Physmathlit, 2007. — 416 p.
- 6 *Shuka A.A.* Nanoelectronics. — Moscow: Physmathlit, 2007. — 464 p.
- 7 *Suzdalev I.P.* Nanotechnology. Physical chemistry nanoclusters, nanostructures and nanomaterials. — Moscow: ComBook, 2006. — 592 p.
- 8 *Ehrlich G.* Small objects — the big ideas. A wide sight at nanotechnologies. — Moscow: Binom, 2011. — 254 p.
- 9 *Usanov D.A., Skripal A.I., Skripal A.V., Abramov A.V.* Computer modelling micro- and nanostructures. — Saratov: SGU Publ., 2006. — 100 p.
- 10 *Nepijko S.A.* Physical properties of small metal particles. — Kiev: Naukova Dumka, 1985. — 240 p.
- 11 *Gusev A.N., Rempel A.A.* Nanocrystal materials. — Moscow: Physmathlit, 2001. — 224 p.
- 12 *Gladkih N.T., Dukarev S.V. et al.* The superficial phenomena and phase transformations in thin films. — Kharkov: KhNU Publ., 2004. — 276 p.
- 13 *Makarov G.N.* Experimental methods of definition of temperature and warmth of fusion of clusters and nanoparticles // *Successes of Physical Sciences*. — 2010. — Vol. 180. — № 2. — P. 185–207.
- 14 *Magomedov M.N.* Warmth of fusion for a nanoparticle // *JTF*. — 2011. — Vol. 81. — № 9. — P. 57–62.
- 15 *Jurov V.M.* Superficial tension of solid states // *Vestnik KarGU. Physics*. — 2007. — № 1 (45). — P. 23–29.

- 16 *Jurov V.M.* Superficial tension of pure metals // Eurasian Physical Technical journal. — 2011. — Vol. 8. — № 1(15). — P. 10–14.
- 17 *Jurov V.M., Ibraev N.H., Guchenko S.A.* Experimental definition of a superficial tension of nanoparticles and nanofilms // News of High Schools. Physics. — 2011. — Vol. 54. — № 1/3. — P. 335–340.
- 18 *Jurov V.M., Laurinas V.Ch., Guchenko S.A., Zavatsky O.N.* Dimensional effects and superficial tension of pure metals // Successes of modern natural sciences. — 2012. — № 7. — P. 88–93.
- 19 Tables of physical sizes. The directory / Under the editorship of academician I.K.Kikoin. — Moscow: Atomizdat, 1976. — 1008 p.
- 20 *Berman P.* Heat conductivity of solid states. — Moscow: Mir, 1979. — 287 p.
- 21 *Reislend J.* Physics of phonons. — Moscow: Mir, 1975. — 365 p.
- 22 *Lykov A.V.* The heat conductivity theory. — Moscow: the Higher school, 1967. — 426 p.
- 23 *Korotkih A.G.* Heat conductivity of materials. — Tomsk: TPU, 2011. — 97 p.
- 24 *Ashcroft N., Mermin N.* Physics of a solid state. — Vol. 1. — Moscow: Mir, 1979. — 399 p.
- 25 *Chopra K.L.* The electric phenomena in thin films. — Moscow: Mir, 1972. — 436 p.
- 26 *Antonets I.V., Kotov L.N., Nekipelov S.V., Golubev E.A.* Features of nanostructure and specific conductivity of thin films of various metals // Magazine of technical physics. — 2004. — Vol. 74. — № 3. — P. 24–27.
- 27 *Shkarban I.I.* Thermophysics of elements of space technics and processes of formation of nanostructures. — Kaluga-Moscow: Publishing house «Eidos», 2011. — 262 p.
- 28 *Dmitriev A.S.* Thermal processes in nanostructures. — Moscow: Physmathlit, 2012. — 303 p.

В.М.Юров

Металды нанокұрылымдардың жылу өткізгіштігі және электрлік өткізгіштігі

Қатты денелердің физикалық қасиеттерінің өлшемділік тәуелділігіне қатысты алғашқыда алынған нәтижелер нанокұрылымды металдардың жылу өткізгіштігі мен электрлік өткізгіштігін қарастыруға қолданылған. Көлемді металдармен салыстырғанда, өлшемдері 1 нм металдардың жылу өткізгіштік коэффициенттері 3–5 есе төмендейтіні, ал өлшемдері 50 нм болғанда айырмашылығы мүлдем байқалмайтыны көрсетілген. Анықталған жылу өткізгіштік коэффициенттердің шамалары конструкциялық материалдар, авиациялық және ғарыштық техника элементтеріне жылулық есептерді жүргізу үшін анықтамалық мәліметтер ретінде қолданылуы мүмкін. Көлемді үлгімен нанобөлшек үшін анықталған Лоренц саны эксперименттік қателіктер шамасында ғана сәйкес келеді. Алынған нәтижелерден металл нанокұрылымдарда жылуды тасымалдайтын электрондар екені анықталды. Жұқа пластинаның жылудық өрісі туралы мәселе қарастырылды. Нанопластина мен көлемді үлгі арасындағы өлшемділік тәуелділікті ескеру арқылы олардың жылуөткізгіштік коэффициенттерінің арасындағы едәуір айырмашылық пайда болатыны байқалды.

V.M.Jurov

Heat conductivity and electric conductivity of metal nanostructures

The results received earlier on dimensional dependence of physical properties of solid states are used by consideration of heat conductivity and electric conductivity of metal nanostructures. It is shown, that factors of heat conductivity of metals in the size of 1 nanometers decrease in 3–5 times in comparison with massive samples and at the sizes in 50 nanometers they already differ from the last a little. The received values of factors of heat conductivity can serve as a help management for thermal calculations of elements of space and aviation technics, constructional materials. It is shown, that Lorentz's numbers for the massive sample and nanoparticles coincide within an experiment error. The received result testifies that carrying over of heat to metal nanostructures is carried out electrons, as well as in massive samples. The problem about a thermal field of a thin plate is considered. It is shown, that the account of dimensional dependence of factor of heat conductivity leads to considerable difference of a thermal field in a nanoplate and the volume sample.