

## О температуре сверхпроводящего перехода для нанокристаллов металлов

© М.Н. Магомедов

Институт проблем геотермии Дагестанского научного центра Российской академии наук,  
367030 Махачкала, Россия

E-mail: musa@dinet.ru

(Поступила в Редакцию 28 октября 2002 г.)

Предложена методика расчета температуры Дебая в нанокристалле, имеющем форму  $n$ -мерного прямоугольного параллелепипеда с произвольной микроструктурой, где число атомов изменяется от  $N = 2^n$  до  $\infty$ . Форма системы определяется величиной отношения длины бокового ребра параллелепипеда к длине ребра основания. На основании полученного выражения изучена размерная зависимость температуры Дебая и температуры плавления для различных веществ и показано хорошее совпадение с экспериментальными зависимостями. Рассчитанная зависимость температуры перехода в сверхпроводящее состояние  $T_c$  от размера  $d$  нанокристаллов алюминия, индия и свинца показала хорошее согласие с экспериментальными оценками  $T_c(d)$ . Показано, что  $T_c(d)$  возрастает при уменьшении  $d$  тем сильнее, чем сильнее форма нанокристалла отклоняется от равновесной (в данном случае кубической). Рассчитана зависимость температуры перехода в сверхпроводящее состояние от толщины  $z$  пластины или стержня произвольной длины. При уменьшении толщины пластины или стержня функция  $T_c(z)$  возрастает тем сильнее, чем рыхлей микроструктура металла.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 02-03-33301).

Изучению зависимости свойств малого кристалла (нанокристалла) от его размера посвящено много работ, но в большинстве теоретических работ используется предположение о фиксированной форме нанокристалла (как правило, либо сферической, либо кубической). Вне рассмотрения до сих пор осталась задача о зависимости физических свойств не только от размера, но и от формы нанокристалла. Первые приближенные варианты решения этой задачи предприняты автором в [1,2]. В данной работе предложен более совершенный вариант подхода к решению этой задачи.

Рассмотрим одномерную цепь из  $N$  атомов, где расстояние между центрами ближайших соседей равно  $c$ . Пусть  $B$  некоторое (линейное) свойство атома, лежащего внутри цепи и имеющего двух ближайших соседей,  $A$  — аналогичное свойство для граничного атома, который имеет только одного соседа. Тогда для среднего (по всем  $N$  атомам цепи) значения  $\langle B_1 \rangle$  получим

$$\langle B_1 \rangle = B - (2/N)(B - A). \quad (1)$$

Рассмотрим двумерную прямоугольную систему из  $N$  атомов, из которых  $N_{po}$  лежат в основании, а  $N_{ps} = fN_{po}$  — на боковой стороне. Для общего числа атомов в такой системе имеем  $N = fN_{po}^2/\alpha_2$ , где  $f = N_{ps}/N_{po}$  — параметр формы,  $\alpha_2$  — параметр микроструктуры, зависящий от типа упаковки регулярной двумерной решетки атомов. Таким путем для  $\langle B_2 \rangle$  можно получить  $2N\langle B_2 \rangle = [N - 2(N_{fo} + N_{fs}) - 4]2B + 2(N_{fo} + N_{fs})(B + A) + 8A$ , где  $N_{fo} = N_{po} - 2$ ,  $N_{fs} = N_{ps} - 2$  — числа атомов, лежащих на основании и на боковой стороне (без учета крайних атомов). Для двумерного прямоугольника имеем

$$\langle B_2 \rangle = B - (\alpha_2/f)^{1/2} [(1 + f)/N^{1/2}] (B - A). \quad (2)$$

Для трехмерного прямоугольного параллелепипеда с квадратным основанием (где  $N = (f/\alpha_3)N_{po}^3$ ) аналогичным образом можно получить  $3N\langle B_3 \rangle = (N - 4N_{ss} - 2N_{so} - 8N_{fo} - 4N_{fs} - 8)3B + (4N_{ss} + 2N_{so})(2B + A) + (8N_{fo} + 4N_{fs})(B + 2A) + 24A$ . Здесь  $N_{ss} = N_{fo}N_{fs}$  и  $N_{so} = N_{fo}^2$  — числа атомов на поверхности боковой грани и грани основания (без учета атомов на ребрах и вершинах);  $N_{fs} = N_{ps} - 2$  и  $N_{po} - 2$  — числа атомов на боковом ребре и на ребре основания (без учета атомов в вершинах) параллелепипеда. Тогда для данного параллелепипеда получаем

$$\langle B_3 \rangle = B - (\alpha_3/f)^{2/3} [(2f + 1)/3N^{1/3}] 2(B - A). \quad (3)$$

Сопоставляя (1)–(3), для общего  $n$ -мерного случая можно принять

$$\langle B_n \rangle = B - (\alpha_n/f)^{(n-1)/n} \{[(n-1)f + 1]/nN^{1/n}\} 2(B - A). \quad (4)$$

Для параметра микроструктуры  $\alpha_n$  имеем  $\alpha_1 \equiv 1$ ,  $\alpha_2 = \pi/4k_y(2)$ ,  $\alpha_3 = \pi/6k_y(3)$ . Здесь  $k_y(n)$  — коэффициент упаковки структуры атомов,  $0 < k_y(n) < 1$ .

Используя (4), найдем среднее координационное число в  $n$ -мерном нанокристалле. Атом внутри объема кристалла имеет (в среднем на одно линейное направление)  $B = k_n/n$  ближайших соседей, а на границе, очевидно,  $A = k_n/2n$ . Тогда для величины относительного значения среднего координационного числа  $k_n^*$  получаем

$$k_n^* = \langle k_n \rangle / k_n = 1 - [F_n(f)\alpha_n^{n-1}/N]^{1/n}, \quad (5)$$

$$F_n(f) = [(n-1)f + 1]^n / n^n f^{n-1}.$$

Функция формы  $F_n(f)$  достигает минимума только при  $n$ -мерной кубической форме системы,  $F_n(f = 1) = 1$ .

Для пластинчатых ( $f < 1$ ) или стержневидных ( $f > 1$ ) нанокристаллов функция формы всегда больше единицы,  $F_n(f \neq 1) > 1$ .

Проверка выражения (5) путем сопоставления с результатами прямого вычисления значения  $\langle k_n \rangle$  для НК с квадратной ( $n = 2$ ) и кубической ( $n = 3$ ) решетками показало точное совпадение для всевозможных форм НК при  $N$ , изменявшемся от 2 до 512. Выражение (5) много точнее выражения, которое мы использовали в [1,2], и учитывает микроструктуру (из-за множителя  $\alpha_n$ ) нанокристалла. Это позволяет утверждать, что (5) справедливо при любых значениях  $N \geq 1$ . Но при этом нужно учесть, что при  $N \leq 3$  для величины размерности структуры возможны значения  $n \leq 2$ , а при  $1 \leq N \leq 2$  для размерности структуры нужно брать  $n = 1$ , так как структура из трех атомов лежит либо в дву-, либо в одномерной плоскости, а структура из двух атомов всегда линейна. Тогда из (5) получаем очевидные результаты:  $\langle k_{n=1} \rangle (N = 2) = 1$ ,  $\langle k_{n=1} \rangle (N = 1) = 0$ . В силу аксиом модели минимальное число атомов в  $n$ -мерной системе равно  $N_{\min} = 2^n$ , а параметр формы  $f$  должен удовлетворять очевидным условиям [2]:  $2/N_{\text{po}} \leq f \leq N_{\text{ps}}/2$ , где левая величина определяет параметр формы для  $n$ -мерной биатомной пластины, а правая — для  $n$ -мерного стержня биатомной толщины. Поскольку для стержня биатомной толщины  $N_{\text{ps}} = \text{INT}[N\alpha_n/2^{n-1}]$ , а для биатомной пластины  $N_{\text{po}} = \text{INT}[N\alpha_n/2]^{1/(n-1)}$ , минимальное и максимальное значения параметра формы (для данной величины  $N$ ) будут равны ( $\text{INT}[x]$  определяет целую часть числа  $x$ )

$$f_{\min} = 2/N_{\text{po}} = 2/\text{INT}[N\alpha_n/2]^{1/(n-1)},$$

$$f_{\max} = N_{\text{ps}}/2 = (1/2)\text{INT}[N\alpha_n/2^{n-1}]. \quad (6)$$

Для двумерной структуры ( $n = 2$ ) выполняется  $f_{\max} = 1/f_{\min}$ .

Легко убедиться в том, что при любых фиксированных значениях  $N$ ,  $k_n$ ,  $\alpha_n$  выражение (5), как функция  $f$ , имеет максимум при  $f = 1$ . Это говорит о том, что кубическая (квадратная) форма трех- (дву) мерной системы дает наибольшее значение  $\langle k_n \rangle$ . Поэтому данная форма, нанокристалла должна обладать максимальной термодинамической устойчивостью (по крайней мере при нулевых значениях температуры и внешнего давления).

Поскольку функция  $F_3(f)$  имеет  $U$ -образное поведение с минимумом при  $f = 1$ , для трехмерных нанокристаллов может реализоваться явление „биморфизма“, при котором выполняется условие  $\langle k_3 \rangle (N)_{\text{plate}} = \langle k_3 \rangle (N)_{\text{rod}}$ , где  $\alpha_3 = \text{const}$ . Кубическая форма может реализоваться только при определенном числе атомов в нанокристалле:  $N_{\text{cube}} = \text{INT}[N_{\text{po}}^3/\alpha_3]$ , где  $N_{\text{po}} = 2, 3, \dots$ . Поэтому при некотором значении  $N \neq N_{\text{cube}}$  сплюснутая и вытянутая формы нанокристалла будут иметь одинаковую потенциальную энергию связи. Это и приводит к эффекту биморфизма формы нанокристалла: при одних и тех же внешних условиях

с равной вероятностью могут образовываться пластинчатые стержневидные нанокристаллы с равным числом атомов.

Для диаметра  $n$ -мерного параллелепипеда можно получить

$$d^* = d/c = N_{\text{po}}(n-1+f^2)^{1/2}, \quad N_{\text{po}} = (N\alpha_n/f)^{1/n}, \quad (7)$$

где  $c$  — расстояние между центрами ближайших атомов. Тогда из (5) находим зависимость  $k_n^*$  от диаметра  $n$ -мерного параллелепипеда в виде

$$k_n^*(d) = 1 - \alpha_n n^{1/2} L_n(f)/d^*,$$

$$L_n(f) = \{[(n-1)f+1]/nf\} \{[(n-1)+f^2]/n\}^{1/2}. \quad (8)$$

Из (7) и (8) легко показать, что функция  $d^*(f)$  имеет минимум, а  $k_n^*(d)$  — максимум при  $f = 1$ . Это подтверждает корректность данных выражений.

Далее, используя (8) и соображения, приведенные в [1], можно получить размерные зависимости тех физических свойств, величина которых определяется значением  $k_n^*(d)$ . Для веществ, где энергия нулевых колебаний много меньше энергии межатомной связи (это условие выполняется практически для всех веществ, за исключением кристаллов гелия, водорода и неона), размерную зависимость температуры Дебая  $\Theta$  можно определить выражением [1–3]

$$\Theta^*(d) = \Theta(d)/\Theta(\infty) \cong [k_n^*(d)]^{1/2}. \quad (9)$$

Используя правило Линдемманна [4], размерную зависимость температуры плавления  $T_m$  можно оценить из соотношения

$$T_m^*(d) = T_m(d)/T_m(\infty) \cong [\Theta^*(d)]^2 \cong k_n^*(d). \quad (10)$$

Размерную зависимость температуры перехода в сверхпроводящее состояние  $T_c$  для металлических нанокристаллов будем рассчитывать по формуле Гарланда (которая точнее известной формулы Мак-Миллана) [5–7]

$$T_c^*(d) = T_c(d)/T_c(\infty) \cong \Theta^*(d) \exp[F_g(\infty) - F_g(d)], \quad (11)$$

где функция  $F_g(d)$  определяется выражением

$$F_g(d) = [1 + \lambda(d)] / [(1 - 0.5\mu)A(d)\lambda(d) - \mu]. \quad (12)$$

Здесь  $\mu$  — кулоновский псевдопотенциал, а размерные зависимости силы электрон-фононной связи  $\lambda(d)$  и параметра  $A(d)$  имеют вид

$$\lambda(d) \cong \lambda / [\Theta^*(d)]^2, \quad A(d) \cong A [\Theta^*(d)]^\beta, \quad (13)$$

где  $A$ ,  $\lambda$ ,  $\beta$ ,  $\mu$  — постоянные для каждого металла величины, изменяющиеся в пределах:  $A \cong 0.9-0.76$ ;  $\lambda \cong 1.54(\text{Hg})-0.41(\text{Al})$ ;  $\beta \cong 0.52$ ,  $\mu \cong 0.08-0.12$  [5,6].

Из (8) можно легко определить „критический размер НК“ [1,4,8,9]

$$d_{cr}^*(n) = \lim_{d^* \rightarrow \infty} [dk_n^*/d(1/d^*)]$$

$$= \begin{cases} 1 & n = 1; \\ (\alpha_2/2f)(f+1)(1+f^2)^{1/2}, & n = 2; \\ (\alpha_3/3f)(2f+1)(2+f^2)^{1/2}, & n = 3. \end{cases} \quad (14)$$

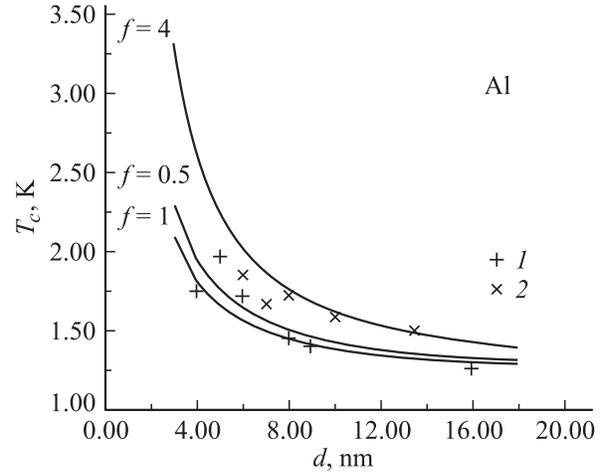
Для трехмерных НК с кубической формой (т.е. при  $n = 3, f = 1$ ) имеем

$$d_{cr}^*(3) = 3^{1/2}\alpha_3$$

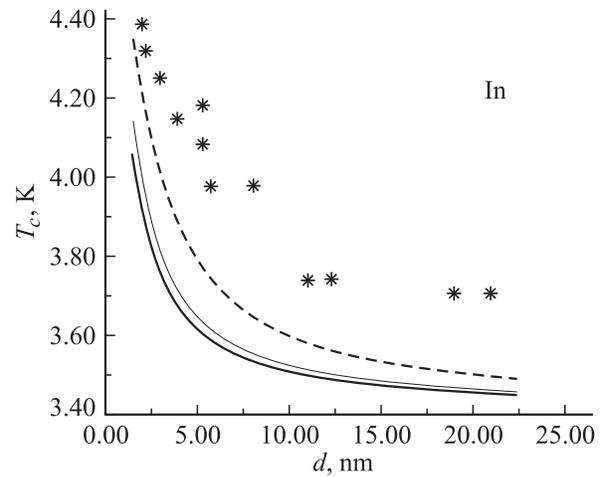
$$= \begin{cases} 1.225 & \text{для ГЦК структуры} \\ & (k_3 = 12, \alpha_3 = 0.7071) \\ 1.299 & \text{для тетрагональной структуры} \\ & (k_3 = 10, \alpha_3 = 0.75); \\ 1.333 & \text{для ОЦК структуры} \\ & (k_3 = 8, \alpha_3 = 0.7698); \\ 1.732 & \text{для кубической структуры} \\ & (k_3 = 6, \alpha_3 = 1); \\ 2.667 & \text{для алмазной структуры} \\ & (k_3 = 4, \alpha_3 = 1.5396). \end{cases} \quad (15)$$

Для большинства исследованных в [4,8,9] металлов расстояние между центрами ближайших соседей изменяется в пределах:  $c = 0.3-0.4$  nm. Тогда для плотноупакованных (ГЦК и ОЦК) нанокристаллов с кубической формой имеем  $d_{cr} = 0.37-0.52$  nm. Это хорошо согласуется с экспериментальными оценками, полученными по размерной зависимости как температуры Дебая, так и температуры плавления (10) нанокристаллов металлов,  $d_{cr} = 0.6$  nm [8];  $1 \pm 0.25$  nm [9]. При этом необходимо учесть, что в экспериментах осаждаемые на подложку металлические НК могли испытывать деформацию ян-теллеровской природы [10]. Деформация куба резко увеличивает величину  $d_{cr}$ : уже при  $f = 0.5$  из (14) имеем  $d_{cr} = 0.43-0.62$  nm.

Расчет размерной зависимости температуры перехода в сверхпроводящее состояние по формулам (11)–(13) проведен для алюминия, индия и свинца. Алюминий имеет ГЦК структуру ( $k_y(n=3) = 0.7405$ ); расстояние между центрами ближайших атомов  $c = 0.286$  nm [11],  $T_c(\infty) = 1.18$  K [11],  $\beta = 0.52$  [5],  $\lambda = 0.41$  [5],  $\mu = 0.1$  [5],  $A = 0.9$  [5],  $F_g(\infty) = 5.6276$ . Индий имеет тетрагональную структуру ( $k_y(n=3) = 0.6981$ );  $c = 0.325$  nm [11],  $T_c(\infty) = 3.4$  K [11],  $\beta = 0.48$  [6],  $\lambda = 0.84$  [6],  $\mu = 0.09$  [6],  $A = 0.85$  [6],  $F_g(\infty) = 3.1088$ . Свинец имеет ГЦК структуру;  $c = 0.35$  nm [11],  $T_c(\infty) = 7.193$  K [11],  $\beta = 0.52$  [5],  $\lambda = 1.22$  [5],  $\mu = 0.09$  [5],  $A = 0.9$  [5],  $F_g(\infty) = 2.316$ . Рассчитанная зависимость  $T_c(d)$  для различных форм нанокристаллов алюминия и индия представлена на рис. 1 и 2



**Рис. 1.** Зависимость температуры перехода в сверхпроводящее состояние от диаметра для нанокристаллов алюминия. Нижняя кривая — расчет для нанокристаллов с кубической формой поверхности ( $f = 1$ ), средняя кривая — расчет для пластинчатых нанокристаллов ( $f = 0.5$ ), верхняя кривая — расчет для стержневидных нанокристаллов ( $f = 4$ ). Точки — экспериментальные данные: 1 — работы [12]; 2 — работы [13].



**Рис. 2.** Зависимость температуры перехода в сверхпроводящее состояние от диаметра для нанокристаллов индия. Жирная кривая — расчет для кубических нанокристаллов ( $f = 1$ ), тонкая кривая — расчет для пластинчатых нанокристаллов ( $f = 0.5$ ), штриховая кривая — расчет для стержневидных нанокристаллов ( $f = 4$ ). Точки — экспериментальные данные работы [6].

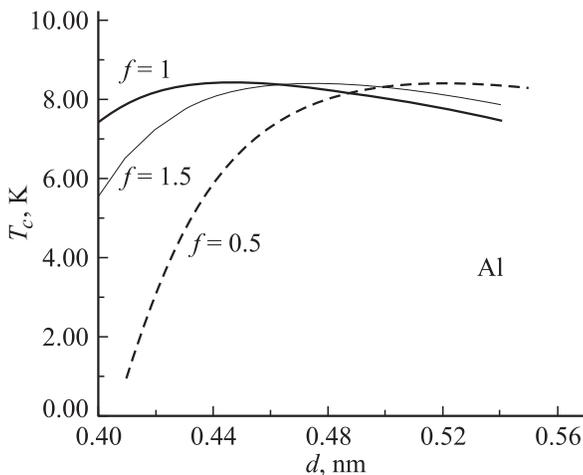
соответственно. Там же показаны экспериментальные зависимости из работ [6,12,13]. Как видно из рис. 1 и 2, согласие рассчитанных и экспериментальных зависимостей  $T_c(d)$  вполне хорошее. Для свинца размерная зависимость  $T_c(d)$  очень слабая, что также согласуется с экспериментальными фактами обзора [7].

При уменьшении размера нанокристалла функция  $T_c(d)$  возрастает не до бесконечности, а до определенного максимума, после чего уменьшается. Рассчитанная

Расчитанные по формулам (11)–(13) параметры точки максимума функции  $T_c(d)$  для ГЦК алюминия и тетрагонального индия при различных формах поверхности нанокристаллов

Металл	$f$	$d^*$	$d, \text{nm}$	$N$	$k_3^*$	$k_3$	$\Theta, \text{K}$	$T_c^*$	$T_c, \text{K}$
Al $c = 0.286 \text{ nm}$ [11] $\Theta(\infty) = 428 \text{ K}$ [11] $T_c(\infty) = 1.18 \text{ K}$ [11]	0.5	1.82	0.52	1	0.223	2.67	201.7	7.254	8.560
	1	1.57	0.45	1	0.222	2.66	201.5	7.254	8.560
	1.5	1.64	0.47	1	0.212	2.54	196.9	7.252	8.557
	4	2.90	0.83	2	0.224	2.70	202.9	6.912	8.156
In $c = 0.325 \text{ nm}$ [11] $\Theta(\infty) = 108 \text{ K}$ [11] $T_c(\infty) = 3.4 \text{ K}$ [11]	0.5	3.08	1.00	6	0.512	5.12	77.31	1.278	4.345
	1	2.62	0.85	5	0.503	5.03	76.62	1.278	4.344
	1.5	2.77	0.90	5	0.504	5.04	76.65	1.278	4.345
	4	4.77	1.55	8	0.500	5.00	76.34	1.278	4.345

зависимость  $T_c(d)$  в области максимума для различных форм нанокристаллов алюминия представлена на рис. 3. Параметры точки максимума функции  $T_c(d)$  для различных форм нанокристаллов Al и In приведены в таблице.



**Рис. 3.** Зависимость температуры перехода в сверхпроводящее состояние от диаметра для нанокристаллов алюминия в области максимума функции  $T_c(d)$ . Жирная кривая — расчет для кубических нанокристаллов ( $f = 1$ ), тонкая кривая — расчет для стержневидных нанокристаллов ( $f = 1.5$ ), штриховая кривая — расчет для пластинчатых нанокристаллов ( $f = 0.5$ ).

Из представленных в ней данных легко видеть, что при большом значении  $\lambda$  максимум на зависимости  $T_c^*(d)$  наблюдается при больших значениях  $d$ , но величина  $T_c^*(d)$  в максимуме будет сравнительно небольшой. Например, для свинца сила электрон-фононной связи в массивном металле сравнительно большая:  $\lambda(\text{Pb}) = 1.22$  [5]. Именно поэтому расчеты по формулам (11)–(13) показали для Pb очень слабую зависимость  $T_c^*(d)$ . Даже в максимуме (который наблюдается при размере  $d = 0.366 \text{ nm}$ ) значение функции  $T_c^*(d)$  есть  $T_c^*(\text{max}) = 1.0063$ . Эксперименты показывают, что для свинца зависимости  $T_c^*(d)$  практически не наблюдается [7]. Можно полагать, что для ртути (где  $\lambda(\text{Hg}) \cong 1.54$  [5]) размерная зависимость

температуры перехода в сверхпроводящее состояние будет еще более слабой. Чем меньше величина  $\lambda$ , тем более заметную величину  $T_c^*(d)$  можно получить при уменьшении размера нанокристалла.

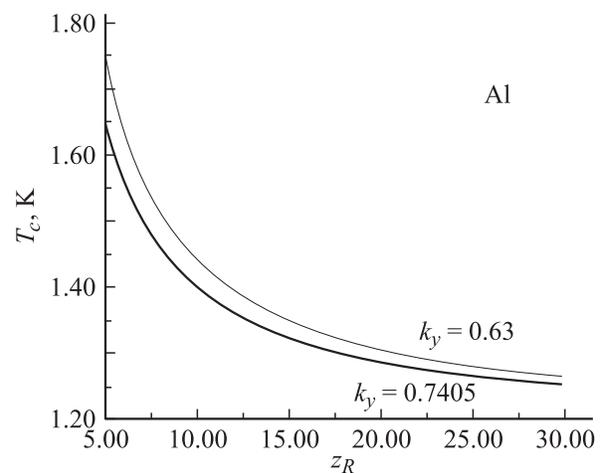
Для  $n$ -мерного стержня толщиной  $z_R$  атомов параметр формы равен  $f_R = \alpha_n N z_R^n$ . В этом случае (5) можно преобразовать к виду

$$k_n^*(N, z_R)_{\text{rod}} = 1 - [(n-1)/n](\alpha_n/z_R) - (z_R^{n-1}/nN). \quad (16)$$

Для  $n$ -мерной пластины толщиной  $z_p$  параметр формы определяется как  $f_p = z_p^{n/(n-1)}/(N\alpha_n)^{1/(n-1)}$ . Тогда из (8) имеем

$$k_n^*(N, z_p)_{\text{plate}} = 1 - (\alpha_n/nz_p) - \alpha_n^{(n-2)/(n-1)}[(n-1)/n](z_p/N)^{1/(n-1)}. \quad (17)$$

Можно показать, что (16) и (17) также имеют максимум при  $f = 1$ . Легко видеть, что при  $n = 2$  выражения (16) и (17) совпадают (что также подтверждает корректность



**Рис. 4.** Зависимость температуры перехода в сверхпроводящее состояние от толщины (в атомных диаметрах) макростержня алюминия. Жирная кривая — расчет для ГЦК микроструктуры ( $k_3 = 12$ ,  $k_y = 0.7405$ ,  $\alpha_3 = 0.7071$ ), тонкая кривая — расчет для аморфной микроструктуры ( $k_y = 0.63$  [14],  $k_3 \approx 7$ ,  $\alpha_3 = 0.831$ ) алюминия.

данного метода вычисления), поэтому для двумерной полосы шириной  $z_s$  атомов имеем

$$k_2^*(N, z_s)_{\text{strip}} = 1 - (\alpha_2/2z_s) - (z_s/2N). \quad (18)$$

При  $n = 3$  из (16) и (17) для стержня и пластины получаем

$$k_3^*(N, z_R)_{\text{rod}} = 1 - (2\alpha_3/3z_R) - (z_R^2/3N), \quad (19)$$

$$k_3^*(N, z_p)_{\text{plate}} = 1 - (\alpha_3/3z_p) - (2/3)(\alpha_3 z_p/N)^{1/2}. \quad (20)$$

Из этих выражений видно, что чем рыхлей микроструктура нанокристалла, тем существенней зависимость  $k_n^*(\text{rod})$  и  $k_n^*(\text{plate})$  от толщины, причем для стержня данная зависимость будет заметнее. Для макростержня выражение (19) равно:  $k_3^*(N \rightarrow \infty, z_R)_{\text{rod}} = 1 - (2\alpha_3/3z_R)$ .

На рис. 4 представлена зависимость температуры перехода в сверхпроводящее состояние от толщины для макростержня алюминия. Нижняя линия — расчет для Al-макростержня с ГЦК-микроструктурой, а верхняя — для Al-макростержня с аморфной микроструктурой. Легко видеть, что для более рыхлой микроструктуры значение  $T_c(z_R)$  выше при том же самом значении  $z_R$ .

Итак, любое отклонение формы нанокристалла от равновесной (в данном случае кубической) ведет к уменьшению величины температуры Дебая  $\Theta(d)$  и росту температуры перехода в сверхпроводящее состояние  $T_c(d)$ . Поэтому изменяя форму нанокристалла, можно подбирать различные значения  $\Theta(d)$  и  $T_c(d)$  для одного и того же металла.

Чем меньше сила электрон-фононного взаимодействия в металле, тем большей величины  $T_c^*(d)$  можно достичь путем уменьшения размера нанокристалла.

При уменьшении толщины пластины или стержня температура перехода в сверхпроводящее состояние возрастает тем заметнее, чем рыхлей микроструктура металла.

При создании высокотемпературных сверхпроводящих материалов можно попытаться использовать методы получения пластинчатых, игольчатых или ажурных неравновесных форм уже известных сверхпроводящих металлов, а также технологии создания нанокристаллических структур металлов с аморфной, рыхлой микроструктурой.

Автор благодарен К.Н. Магомедову и З.М. Сурхаевой за всестороннюю помощь в работе.

## Список литературы

- [1] М.Н. Магомедов. ЖФХ **73**, 12, 2211 (1999).
- [2] М.Н. Магомедов. ЖФХ **76**, 4, 752 (2002).
- [3] М.Н. Магомедов. ЖФХ **61**, 4, 1003 (1987).
- [4] В.П. Скрипов, В.П. Коверда. Спонтанная кристаллизация переохлажденных жидкостей. Наука, М. (1984).
- [5] J.W. Garland, K.H. Bennemann, F.M. Mueller. Phys. Rev. Lett. **21**, 18, 1315 (1968).
- [6] J.H.P. Watson. Phys. Rev. B **2**, 5, 1282 (1970).

- [7] Ю.И. Петров. Физика малых частиц. Наука, М. (1982).
- [8] В.П. Коверда. ФММ **51**, 3, 569 (1981).
- [9] M. Wautelet. J. Phys. D: Appl. Phys. **24**, 3, 343 (1991).
- [10] Э.Л. Нагаев. УФН **162**, 9, 49 (1992).
- [11] Ч. Киттель. Введение в физику твердого тела. Пер. с англ. Наука, М. (1978). [Ch. Kittel. Introduction to solid state physics. 5th ed. J. Wiley & Sons, N. Y. (1976)].
- [12] R.B. Pettit, J. Silcox. Phys. Rev. **13**, 7, 2865 (1976).
- [13] K. Ohshima, T. Kuroishi, T. Fujita. J. Phys. Society of Japan **41**, 4, 1234 (1976).
- [14] А.П. Можасв. ДАН АН **384**, 2, 185 (2002).