

О перспективах получения фуллеритов из малых либо больших фуллеренов

© М.Н. Магомедов

Институт проблем геотермии Дагестанского научного центра Российской академии наук,
367003 Махачкала, Россия

E-mail: mahmag@iwt.ru

(Поступила в Редакцию 31 января 2006 г.)

На основе зависимости параметров межфуллеренного взаимодействия в ГЦК-фуллеритах от массы фуллера C_{nc} изучена эволюция свойств ГЦК-фуллерита с изменением величины nc — числа атомов углерода в фуллерене C_{nc} ($15 \leq nc \leq 147$). Показано, что при $nc < 20$ ГЦК-фуллерит становится нестабильным, так как слабые ван-дер-ваальсовы силы уже не позволяют локализовать такие легкие фуллерены малого размера. Фуллериты с $nc \geq 110$ будут иметь аномально низкие значения поверхностной энергии, что должно приводить к фрагментации нанокластеров из таких крупных полых сферических молекул C_{nc} . Сделан вывод, что область $30 < nc < 100$ является оптимальной для образования устойчивого ГЦК-фуллерита.

Работа выполнена при финансовой поддержке Отделения ЭММиПУ РАН (контракт № ИПГ-06-ОЭ) и РФФИ (грант № 05-08-33468а).

PACS: 61.50.Lt, 61.48.+c

1. Введение

Кристаллы фуллеритов образованы из сферических полых молекул углерода C_{nc} — фуллеренов — с различной молекулярной массой, для которых величина nc (указывающая число атомов углерода в молекуле) изменяется в пределах $24 \leq nc \leq 96$. Самым распространенным и потому наиболее изученным является „бакминстерфуллерен“ C_{60} , который состоит из двадцати шестиугольников и двенадцати пятиугольников, образующих усеченный икосаэдр [1,2].

В последнее время широко обсуждается проблема создания фуллеритов из малых ($nc \leq 50$) либо больших ($nc \geq 70$) фуллеренов [3–6]. В связи с этим возник вопрос: существуют ли физические пределы (сверху или снизу) для значения массы фуллера, из которого можно создать устойчивый фуллерит? Ответу на этот вопрос и посвящена настоящая работа.

Представим парное взаимодействие фуллеренов C_{nc} в фуллерите в виде потенциала Ми–Леннарда–Джонса [7,8]

$$\varphi(r) = [D/(b-a)][a(r_0/r)^b - b(r_0/r)^a]. \quad (1)$$

Здесь D и r_0 — глубина и координата минимума потенциальной ямы, b и a — параметры, характеризующие жесткость и дальное действие потенциала.

Фуллериты, как это показано в работе [3], являются классическими ван-дер-ваальсовыми молекулярными кристаллами, у которых параметр де-Бура очень мал. Например, для молекулы C_{60} параметр де-Бура в 20 раз меньше, чем у ксенона: $\Lambda_B(C_{60}) \cong \cong 0.003 \ll \Lambda_B(Xe) \cong 0.06$. Поэтому энергией „нулевых колебаний“ решетки фуллерита можно пренебречь. Кроме того, ввиду большого размера молекулы и короткодействующего ван-дер-ваальсовского характера химической связи для фуллеритов с хорошей точностью

будет выполняться приближение взаимодействия только ближайших соседей. Исходя из этого и используя экспериментальные значения для энергии сублимации, параметра решетки, параметра Грюнайзена, модуля упругости B_{00} при нулевых значениях температуры и давления ($T = 0$ К и $P = 0$), в работе [8] мы определили зависимости параметров потенциала (1) от величины nc для ГЦК-фуллеритов

$$\begin{aligned} r_0 &= -3.23603 + 0.5174nc - 0.00682nc^2 \\ &\quad + 3.21409 \cdot 10^{-5}nc^3, \\ D/k_b &= 441 + 61.1388nc - 0.167nc^2, \\ b &= 30.4 + 0.03nc, \quad a = 76.817r_0^3 B_{00}/(bD/k_b), \\ B_{00} &= 11.6375 + 0.09167nc - 2.60417 \cdot 10^{-4}nc^2. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь k_b — постоянная Больцмана, величина D/k_b выражена в К, r_0 — в Å, B_{00} — в ГПа.

В настоящей работе на основе зависимостей (2) изучен вопрос: из любого ли фуллера можно создать устойчивый ГЦК-фуллерит?

2. Методика исследования

Для ответа на поставленный вопрос были вычислены следующие свойства.

1) Энергия активационного процесса (образования вакансий или самодиффузии) при определенных значениях температуры T и расстояния c между центрами ближайших фуллеренов в решетке [9,10]

$$E_{act}(T, c) = K_{act}(m_{nc}/k_n)f_y(3ck_b\Theta/8\hbar)^2, \quad (3)$$

где \hbar — постоянная Планка, m_{nc} — масса молекулы фуллера из nc атомов углерода ($m_{nc} = nc m_c$). Коэффици-

циент K_{act} для случая образования вакансий равен единице, а для процесса самодиффузии $K_{\text{act}} = 3k_n/[2(\pi k_y^{1/3})^2]$. Здесь k_n — первое координационное число, k_y — коэффициент упаковки, т.е. для ГЦК-структуры имеем $k_n = 12$, $k_y = 0.7405$, $K_{\text{act}} = 2.2282$.

Функция f_y определяет температурную зависимость энергии активационного процесса

$$f_y = (2/y)[1 - \exp(-y)]/[1 + \exp(-y)], \quad y = 3\Theta/4T. \quad (4)$$

Заметим, что здесь речь идет об энергии, необходимой для ухода фуллерена как целого сферического объекта из узла ГЦК-решетки и перехода его в локализованное состояние на поверхности (для процесса образования вакансии) или в возбужденное „делокализованное“ состояние, в котором он мигрирует по объему (для процесса самодиффузии).

Входящая в (4) температура Дебая рассчитывалась по формуле [11]

$$\Theta(T, c) = A_w \xi \left\{ -1 + [1 + (8D/k_b A_w \xi^2)]^{1/2} \right\} \lambda(T/\Theta_0), \quad (5)$$

где Θ_0 — температура Дебая при $T = 0\text{ К}$, $\xi = 9/k_n$, функция A_w учитывает зависимость от c (т.е. от плотности или давления)

$$A_w = K_R [5k_n a b (b + 1) / 144 (b - a)] (r_0/c)^{b+2}, \quad (6)$$

$$K_R = \hbar^2 / k_b r_0^2 m_{\text{nc}}.$$

Функция $\lambda(T/\Theta_0)$ при $T = 0\text{ К}$ и в области высоких температур ($T > \Theta_0$) равна единице [11]. Заметные изменения данной функции могут наблюдаться только в интервале $0 < T \ll \Theta_0$. Поэтому в работе [8], приняв $\lambda(T/\Theta_0) \cong 1$, функцию $E_{\text{act}}(\text{nc})$ исследовали при $T = 200\text{ К}$ и $T \gg \Theta$ (т.е. $f_y = 1$) с использованием „изохорного приближения“ $c \cong r_0$. При этих же допущениях (т.е. $\lambda(T/\Theta_0) \cong 1$ и $c \cong r_0$) была изучена в [8] и функция $\Theta(\text{nc})$. Несмотря на то что в [8] было получено хорошее согласие с имеющимися для ГЦК-фуллерита C_{60} экспериментальными оценками температуры Дебая (при $T = 0\text{ К}$ и $P = 0$ $\Theta = 55\text{ К}$ [12,13]), в настоящей работе учтем зависимость функции $\Theta(\text{nc})$ от значения c (при $\lambda(T/\Theta_0) \cong 1$). Это сделано потому, что параметр Грюнайзена у фуллеритов сравнительно (даже с кристаллами инертных газов [14]) большой ($\gamma \cong 5.4 + 0.005\text{nc}$ [8]) и даже незначительное увеличение удельного объема ($V/N = \pi c^3 / 6k_y$) может привести к заметным изменениям как температуры Дебая (5), так и энтальпии активационного процесса. Поэтому далее при расчетах функции $E_{\text{act}}(\text{nc})$ с помощью выражения (3) учтем как изменение T , так и соответствующее данному значению T изменение величины c .

2) Удельная поверхностная энергия грани (100), которая при определенных значениях T и c вычислялась по формуле [15]

$$\sigma(T, c) = - (1/12c^2 \alpha_s) \{ k_n D U(R) + (9k_b \Theta/4) E(\Theta/T) \times [\Theta_0 / (\Theta_0 + A_w \xi)] \vartheta(T/\Theta_0) \}, \quad (7)$$

где введены следующие обозначения:

$$U(R) = (aR^b - bR^a)/(b - a), \quad R = r_0/c,$$

$$E(\Theta/T) = 0.5 + [\exp(3\Theta/4T) - 1]^{-1}, \quad \alpha_s = (\pi/6k_y)^{2/3},$$

$$\vartheta(T/\Theta_0) = 1 - (T/\Theta_0) \{ \partial \ln[\lambda(T/\Theta_0)] / \partial (T/\Theta_0) \}.$$

При $T = 0\text{ К}$ и $T > \Theta_0$ можно принять $\lambda(T/\Theta_0 > 1) \cong 1$, $\vartheta(T/\Theta_0 > 1) \cong 1$, $\Theta \cong \Theta_0$. Поэтому для этих предельных случаев легко получить

$$\sigma(T = 0\text{ К}, c) = - (1/12c^2 \alpha_s) \{ k_n D U(R) + [9k_b \Theta^2 / 8(\Theta + A_w \xi)] \},$$

$$\sigma(T > \Theta, c) = - (1/12c^2 \alpha_s) \{ k_n D U(R) + 3k_b T [\Theta / (\Theta + A_w \xi)] \}.$$

В случае изохорного приближения ($c \cong r_0$, $R = 1$, $U(R) = -1$) получаем

$$\sigma(T = 0\text{ К}, r_0) = (1/12r_0^2 \alpha_s) \{ k_n D - [9k_b \Theta^2 / 8(\Theta + A_w \xi)] \}, \quad (8)$$

$$\sigma(T > \Theta, r_0) = (1/12r_0^2 \alpha_s) \{ k_n D - 3k_b T [\Theta / (\Theta + A_w \xi)] \}. \quad (9)$$

Выражение (8) было использовано в работе [8] при изучении вариации удельной поверхностной энергии ГЦК-фуллерита при $T = 0\text{ К}$ и $P = 0$ с ростом числа атомов углерода в молекуле фуллерена C_{nc} . Выражение (9) было использовано в [15] при расчетах удельной поверхностной энергии кристаллов металлов при температуре их плавления T_m (в приближении $\Theta / (\Theta + A_w \xi) \cong 1$) и показало хорошее согласие с экспериментальными оценками. В настоящей работе ввиду того, что у фуллеренов сравнительно (с металлами [16] и полупроводниками [17]) большие значения параметров дальнего действия a и жесткости b в потенциале (1), мы не будем использовать изохорное приближение и произведем расчет функции $\sigma(\text{nc})$ исходя из (7) при $\lambda(T/\Theta_0 > 1) \cong 1$, т.е. при $\vartheta(T/\Theta_0 > 1) \cong 1$ и $\Theta \cong \Theta_0$.

3. Результаты расчетов

На рис. 1 представлена зависимость (2) параметров жесткости b и дальнего действия a межфуллеренного потенциала (1) для ГЦК-фуллеритов от nc . Из этого рисунка видно следующее.

1) При $40 \leq \text{nc} \leq 90$ значение параметра дальнего действия лежит в узком интервале $7 \leq a \leq 8$, что свидетельствует о ван-дер-ваальсовом характере молекулярной связи [16].

2) При $\text{nc} > 147$ имеем $a > b$, что указывает на неустойчивость системы.

3) При $\text{nc} \leq 29$ получено $a \leq 4$, что свидетельствует о переходе к ковалентному типу связи [17].

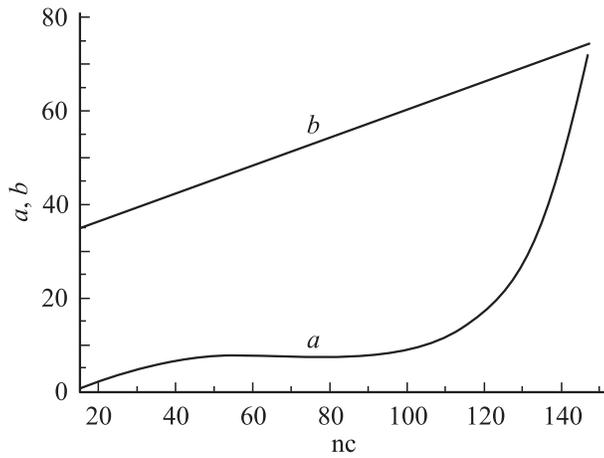


Рис. 1. Зависимость параметров жесткости b и дальности действия a межфуллеренного потенциала (1) для ГЦК-фуллеритов от числа атомов углерода в фуллерене C_{60} . Расчет выполнен при использовании полиномов (2).

4) При $nc \leq 17$ имеем $a \leq 1$, что указывает на неустойчивость системы.

Исходя из этого дальнейшие расчеты будут проведены на интервале $15 \leq nc \leq 147$.

На рис. 2 и 3 представлены температурные зависимости энергии образования вакансии и удельной поверхностной энергии ГЦК-фуллерита C_{60} трех изохор: 1) $c/r_0 = 1$, что при низком давлении ($P \cong 0$) соответствует низким температурам; 2) $c/r_0 = 1.041$, что при $P \cong 0$ отвечает критерию плавления Линдемманна, полученному для ГЦК-фуллерита C_{60} в работе [18] при $T_m \cong 1500$ К; 3) $c/r_0 = 1.1$, что при $P \cong 0$ соответствует критерию плавления Линдемманна, наблюдающемуся для ГЦК-кристаллов инертных газов [19] и использованному в работе [8] для определения параметров плавления ГЦК-фуллеритов методом скейлинга (для C_{60} получено $T_m \cong 2031$ К).

Из рис. 2 следует, что функция $E_{act}(T, c)$ при $T/\Theta_0 > 1$ вдоль изохоры практически не меняется, но сильно зависит от величины c/r_0 . Рис. 3 показывает, что функция $\sigma(T, c)$ линейно уменьшается с ростом T вдоль изохоры и малый рост величины c/r_0 приводит к сильному уменьшению данной функции.

Отметим, что в работе [20] с использованием коррелятивного метода несимметризованного самосогласованного поля Зубова и потенциала межфуллеренного взаимодействия Жирифалко были произведены расчеты вакансионных параметров для ГЦК-фуллерита C_{60} при давлениях $P = 0-2$ kbar. Полученная в [20] энтальпия образования вакансии для изобары $P \cong 0$ монотонно уменьшалась с ростом температуры в интервале 200–2000 К от 41 до 32 kcal/mol, т.е. от 1.8 до 1.4 eV. Эти изобарические результаты хорошо согласуются с изохорическими оценками, представленными на рис. 2.

Поскольку для экспериментального изучения наиболее доступен фуллерит C_{60} , изучим вопрос о том,

насколько сильно относительно фуллерита из C_{60} меняются функции $E_{act}(nc)$ и $\sigma(nc)$ как при низких, так и при высоких температурах, а также при соответствующих данным температурам величинах c/r_0 . Таким образом были рассчитаны две нормированные функции

$$E_{act}^*(nc) = E_{act}(nc)/E_{act}(60), \quad \sigma^*(nc) = \sigma(nc)/\sigma(60). \quad (10)$$

Эти функции нормированы на их значения для ГЦК- C_{60} , и поэтому при $nc = 60$ обе они равны единице. Расчеты были проведены как при $T = 100$ К и $c/r_0 = 1$, так и при температуре плавления T_m и соответствующем T_m значении c/r_0 . При этом, как и на рис. 2 и 3, было взято два численных значения критерия плавления: а) $T_m = 1500$ К и $c/r_0 = 1.041$ из [18]; б) $T_m = 2031$ К и $c/r_0 = 1.1$ из [8].

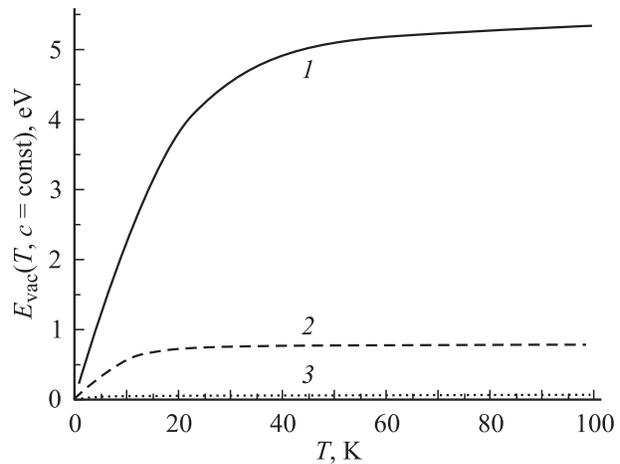


Рис. 2. Зависимость энергии образования вакансии в ГЦК-фуллерите C_{60} от температуры вдоль изохор при $c/r_0 = 1$ (1), 1.041 (2) и 1.1 (3). Расчет выполнен по формуле (3) при использовании полиномов (2) и формул (4)–(6).

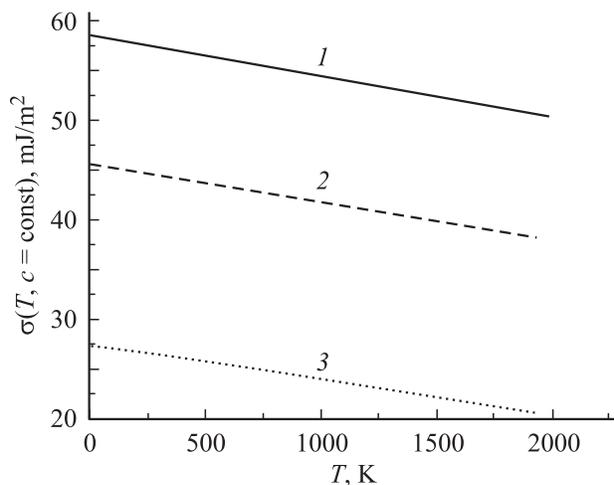


Рис. 3. Зависимость удельной поверхностной энергии ГЦК-фуллерита C_{60} от температуры вдоль изохор при $c/r_0 = 1$ (1), 1.041 (2) и 1.1 (3). Расчет выполнен по формуле (7) при использовании полиномов (2) и формулы (5).

На рис. 4 и 5 представлено поведение таких нормированных функций для области значений аргумента $15 \leq n_c \leq 147$, а в таблице приведены численные значения нормированных функций в крайних точках интервала и величины, на которые они нормированы. Из рис. 4 видно, что при $n_c \leq 30$ энергия активационного процесса крайне мала, а при $n_c \geq 110$ она резко возрастает, т.е. при $n_c \leq 20$ фуллериты настолько легки

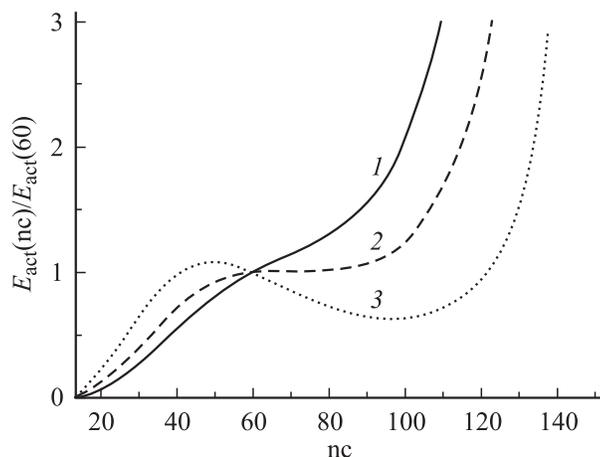


Рис. 4. Зависимость нормированной энергии активационного процесса в ГЦК-фуллерите от n_c . Кривая 1 получена при $T = 100$ К и $c = r_0$, 2 — при $T_m = 1500$ К и $c = 1.041r_0$, 3 — при $T_m = 2031$ К и $c = 1.1r_0$. Расчет выполнен по формуле (3) при использовании полиномов (2). При $n_c \leq 30$ энергия активационного процесса крайне мала, а при $n_c \geq 110$ она резко возрастает.

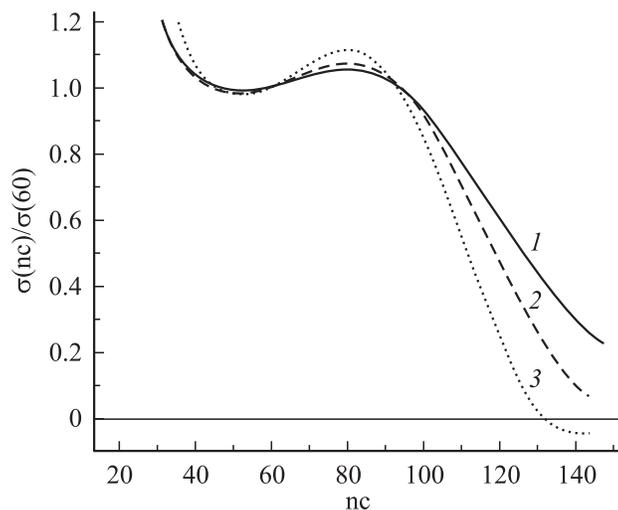


Рис. 5. Зависимость нормированной поверхностной энергии ГЦК-фуллеритов от n_c . Кривая 1 получена при $T = 100$ К и $c = r_0$, 2 — при $T_m = 1500$ К и $c = 1.041r_0$, 3 — при $T_m = 2031$ К и $c = 1.1r_0$. Расчет выполнен по формуле (7) при использовании полиномов (2). При массе фуллерена $37 \leq n_c \leq 97$ значения поверхностной энергии лежат в узком интервале. При $n_c > 132$ кривая 3 переходит в отрицательную область, что свидетельствует о фрагментации кристалла.

Значения нормированных функций энергии активационного процесса и поверхностной энергии в точках $n_c = 15$ и $n_c = 147$, а также величины, на которые нормированы данные функции: энергия создания вакансии E_{vac} , энергия активации самодиффузии E_{dif} и удельная поверхностная энергия грани (100) для ГЦК-фуллерита из фуллерена C_{60} при указанных значениях T и c/r_0

Свойство	$T = 100$ К, $c/r_0 = 1$	$T_m = 1500$ К, $c/r_0 = 1.041$	$T_m = 2031$ К, $c/r_0 = 1.1$
$E_{act}^*(15)$	0.019	0.033	0.070
$E_{act}^*(147)$	417.733	218.439	51.885
$E_{vac}(60)$, eV	5.300	0.772	0.0536
$E_{dif}(60)$, eV	11.810	1.720	0.1194
$\sigma^*(15)$	4.028	3.895	5.548
$\sigma^*(147)$	0.228	0.044	-0.043
$\sigma(60)$, mJ/m ²	58.253	39.934	20.429

и малы по размеру, что ван-дер-ваальсовы силы уже не могут локализовать их в кристалле, а при $n_c \geq 110$ молекулы фуллеренов настолько тяжелые и крупные, что энергия, необходимая для ухода фуллерена как целого сферического объекта из узла ГЦК-решетки, очень велика: больше активационных параметров для алмаза $E_{vac}(C-diam) = 5-7$ eV [17].

Из рис. 5 видно, что при массе фуллерена $37 \leq n_c \leq 97$ значения удельной поверхностной энергии лежат в узком интервале. Но при $n_c > 100$ функция $\sigma(n_c)$ резко уменьшается с ростом массы фуллерена. При этом уменьшение $\sigma(n_c)$ происходит тем заметнее, чем больше величина c/r_0 . Изотермоизохорическая зависимость 3 при $n_c > 132$ даже переходит в отрицательную область, что свидетельствует о фрагментации таких ГЦК-фуллеритов при $T_m = 2031$ К и $c/r_0 = 1.1$. Это указывает на нестабильность поверхности фуллерита, образованного из таких крупных полых сферических молекул только за счет ван-дер-ваальсовых сил.

4. Оценка зависимости температуры плавления фуллерита от массы фуллерена

Таким образом, фуллериты из малых фуллеренов нестабильны ввиду невозможности локализовать такие легкие молекулы в объеме, а фуллериты из больших фуллеренов нестабильны вследствие неустойчивости поверхности, образованной такими крупными полыми молекулами. Естественно, что это должно приводить к очень малым значениям температуры плавления фуллеритов из малых либо больших фуллеренов. Эти значения $T_m(n_c)$ могут быть существенно меньше $T_m = 1500-2031$ К. Для оценки нормированной функции $T_m^*(n_c) = T_m(n_c)/T_m(60)$ используем следующие эвристические закономерности для плавления кристалла при

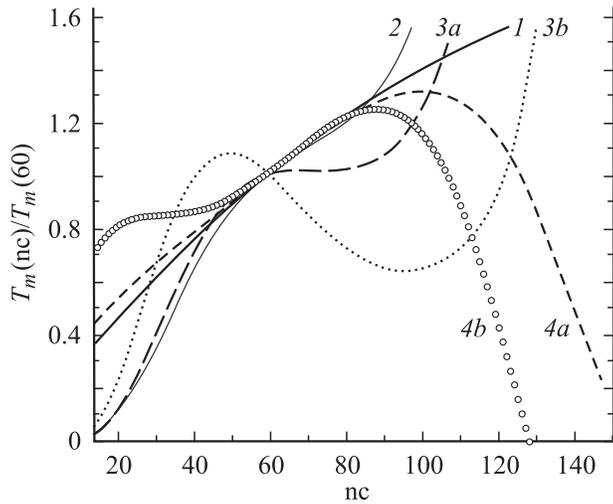


Рис. 6. Зависимость нормированной температуры плавления ГЦК-фуллерита от числа атомов углерода в фуллерене C_{nc} , рассчитанная по различным формулам. 1 — по зависимости (11), т.е. по формуле (15); 2 — по зависимости (12), т.е. по (16); 3a — по зависимости (13), (17) при $T_m(60) = 1500$ К и $c/r_0 = 1.041$; 3b — по зависимости (13), (17) при $T_m(60) = 2031$ К и $c/r_0 = 1.1$; 4a — по зависимости (14), (18) при $T_m(60) = 1500$ К и $c/r_0 = 1.041$; 4b — по зависимости (14), (18) при $T_m(60) = 2031$ К и $c/r_0 = 1.1$.

атмосферном давлении:

$$k_b T_m / D = \text{const} [14, 19], \quad (11)$$

$$\alpha_p(T_m) T_m = \text{const} [21], \quad (12)$$

$$k_b T_m / E_{\text{act}}(T_m) = \text{const} [9, 10], \quad (13)$$

$$\sigma(T_m) c^2 / k_b T_m = \text{const} [15, 22], \quad (14)$$

где α_p — коэффициент теплового объемного расширения.

Из данных выражений легко получить следующие нормированные функции температур плавления для фуллеритов:

$$T_m^*(nc) = T_m(nc) / T_m(60) = D^*(nc) = D(nc) / D(60), \quad (15)$$

$$T_m^*(nc) = 1 / \alpha_p^*(nc) = \alpha_p(60) / \alpha(nc), \quad (16)$$

$$T_m^*(nc) = E_{\text{act}}^*(nc), \quad (17)$$

$$T_m^*(nc) = \sigma^*(nc) [r_0^*(nc)]^2. \quad (18)$$

Функции $D(nc)$ и $r_0(nc)$ определены в (2). Зависимость $\alpha_p(nc)$ для высоких температур была рассчитана в [8]. Для расчета функций $E_{\text{act}}(nc)$ и $\sigma(nc)$ при соответствующих данным значениям nc и температурах плавления применим соотношение

$$T_m(nc) = T_m(60) D^*(nc),$$

где, как и ранее, используются два критерия плавления: а) $T_m = 1500$ К при $c/r_0 = 1.041$ из [18]; б) $T_m = 2031$ К при $c/r_0 = 1.1$ из [8].

Результаты расчетов представлены на рис. 6, из которого видно следующее.

- 1) До $nc < 60$ функции (16) и (17) совпадают.
- 2) До $nc < 90$ функции (15) и (18) совпадают, а при $50 < nc < 90$ с ними совпадает и (16).
- 3) При $nc < 23$ и при $nc > 125$ имеем $T_m^*(nc) < 0.2$. Это указывает на то, что температура кристаллизации ГЦК-фуллерита из таких фуллеренов будет меньше 300 К.

5. Заключение

Полученные результаты позволяют утверждать, что область $30 < nc < 100$ является оптимальной для образования устойчивого ГЦК-фуллерита. При $nc > 30$ фуллерены становятся достаточно тяжелыми и крупными, чтобы объемные ван-дер-ваальсовы силы могли их локализовать в кристалле. При $nc < 100$ полые фуллерены уже достаточно малы по размеру, чтобы поверхностные силы могли их удержать и образовать устойчивую границу конденсированной фазы.

Автор выражает благодарность В.И. Зубову, М.А. Алиеву, А.Д. Филенко и З.М. Сурхасовой за плодотворные дискуссии и всестороннюю помощь в работе.

Список литературы

- [1] А.В. Елецкий, Б.М. Смирнов. УФН **165**, 977 (1995).
- [2] Б.В. Лебедев. ЖФХ **75**, 775 (2001).
- [3] V.I. Zubov, N.P. Tretiakov, J.N. Teixeira Rabelo. Mol. Mater. **13**, 349 (2000).
- [4] В.И. Зубов, И.В. Зубов. ФТТ **44**, 1155 (2002).
- [5] В.В. Покропивный, А.В. Покропивный. ФТТ **46**, 380 (2004).
- [6] И.В. Давыдов, А.И. Подливаев, Л.А. Опенов. ФТТ **47**, 751 (2005).
- [7] Л.Н. Якуб. ФНТ **19**, 726 (1993).
- [8] М.Н. Магомедов. ФТТ **47**, 758 (2005).
- [9] М.Н. Магомедов. Письма в ЖТФ **28**, 64 (2002).
- [10] М.Н. Магомедов. Металлы **6**, 27 (2001).
- [11] М.Н. Магомедов. ФТТ **45**, 33 (2003).
- [12] A.N. Aleksandrovskii, A.S. Bakai, A.V. Dolbin, V.B. Esel'son, G.E. Gadd, V.G. Gavrilko, V.G. Manzhelii, S. Moricca, B. Sundqvist, V.G. Udovichenko. ФНТ **29**, 432 (2003).
- [13] Е.В. Манжелий. ФНТ **29**, 443 (2003).
- [14] Криоцисталлы / Под ред. Б.И. Веркина, А.Ф. Приходько. Наук. думка, Киев (1983).
- [15] М.Н. Магомедов. ФТТ **46**, 924 (2004).
- [16] М.Н. Магомедов. ЖФХ **62**, 2103 (1988).
- [17] М.Н. Магомедов. ЖНХ **49**, 2057 (2004).
- [18] V.I. Zubov. Revista de Investigation de Fisika **7**, 2 (2004).
- [19] Б.М. Смирнов. УФН **171**, 1291 (2001).
- [20] V.I. Zubov, I.V. Zubov. J. Phys. Chem. B **109**, 14 627 (2005).
- [21] С.И. Новикова. Тепловое расширение твердых тел. Наука, М. (1974).
- [22] E.T. Turkdogan. Physical chemistry of high temperature technology. Academic Press, N. Y. (1980). [Е.Т. Туркдоган. Физическая химия высокотемпературных процессов. Пер. с англ. Металлургия, М. (1985)].