

01;05;07

Тепловое излучение наночастиц

© Ю.В. Мартыненко, Л.И. Огнев

Российский научный центр „Курчатовский институт“
Институт ядерного синтеза,
123182 Москва, Россия
e-mail: martyn@nfi.kiae.ru

(Поступило в Редакцию 11 марта 2005 г.)

Получен простой и универсальный критерий эффективности потери энергии на тепловое излучение малыми проводящими частицами, к которым помимо металлов и графита относится и большинство практически важных карбидов металлов, таких как карбид вольфрама, карбид титана и ряд других.

В последние годы в мире стремительно возрос объем исследований и разработок, проводимых в области нанотехнологий, наноматериалов и наносистем [1]. Одним из важнейших направлений нанотехнологии являются получение и использование нанопорошков, которые находят применение в металлургии, микроэлектронике, медицине и пищевой промышленности. Получение нанопорошков и работа с ними часто связаны с нагревом наночастиц до высоких температур, когда можно ожидать интенсивное тепловое излучение.

В то же время сейчас проявляется большой интерес к пылевой плазме [2], а также к пыли в термоядерных установках [3], где микро- и наночастицы нагреты до высоких температур и в энергетическом балансе частиц потери на излучение могут играть существенную роль.

При расчете баланса энергии наночастиц нельзя пользоваться формулой Стефана–Больцмана для излучения черного шарика, так как при размерах частиц меньше длины волны излучения формула Стефана–Больцмана дает сильно завышенные результаты. Радиационные потери атомных кластеров обсуждались в обзоре [4].

Для расчетов потери энергии малым телом можно воспользоваться законом Кирхгофа для равновесного теплового излучения [5]. Тепловое излучение тела с температурой T в интервале круговых частот $d\omega$ равно

$$dT(\omega) = 4\pi c \sigma(\omega) \frac{\hbar \omega^3}{4\pi^3 c^3 (e^{\frac{\hbar \omega}{kT}} - 1)} d\omega, \quad (1)$$

где $\sigma(\omega)$ — эффективное сечение поглощения на частоте ω , c — скорость света, T — температура, k — постоянная Больцмана.

Следуя [5], величину сечения поглощения излучения шариком с объемом V можно выразить через электрическую α_e'' и магнитную α_m'' проницаемости, нормированные на объем,

$$\sigma(\omega) = \frac{4\pi\omega}{c} (\alpha_e'' + \alpha_m'') \cdot V. \quad (2)$$

В случае проводников преобладает магнитная составляющая, поэтому именно она и будет учитываться в расчетах.

Хотя в рамках теории Г. Ми, наиболее последовательного подхода к рассеянию и поглощению электромагнитного излучения на малых частицах, не удастся получить достаточно общие зависимости сечения поглощения от параметров частиц [6], в случае проводящих сфер можно использовать приближенный метод, основанный на учете глубины проникновения излучения в среду [5]. В рамках такого подхода магнитная проницаемость сферы с радиусом r_0 зависит от безразмерного параметра (r_0/δ) , где $\delta = c/(2\pi\sigma\omega)^{1/2}$ — глубина проникновения излучения в проводник, как

$$\alpha_m'' = -\frac{9\delta^2}{16\pi r_0^2} \left[1 - \frac{r_0}{\delta} \frac{\text{sh}(2r_0/\delta) - \sin(2r_0/\delta)}{\text{ch}(2r_0/\delta) - \cos(2r_0/\delta)} \right]. \quad (3)$$

При малых радиусах ($r_0/\delta \ll 1$, малые частоты) возможна аппроксимация

$$\alpha_m'' = \frac{1}{20\pi} \left(\frac{r_0^2}{\delta^2} \right) = \frac{r_0^2 \sigma \omega}{10c^2}. \quad (4)$$

При больших радиусах частиц ($r_0/\delta \gg 1$, большие частоты) аппроксимация принимает вид

$$\alpha_m'' = \frac{9\delta^2}{16\pi r_0^2} = \frac{9c}{16\pi r_0 \sqrt{2\pi\sigma\omega}}. \quad (5)$$

Здесь σ — статическая проводимость материала. Зависимости (3)–(5) приведены на рис. 1. Подстановка выражения (5) аппроксимации для высоких энергий в интеграл для излучения (1) приводит к выпадению радиуса частицы r_0 из окончательной формулы аналогично выражению для излучения черного тела.

Вводя безразмерный параметр p , который учитывает проводимость вещества, ее радиус и температуру,

$$p = \frac{r_0}{c} \sqrt{\frac{2\pi\sigma kT}{\hbar}}, \quad (6)$$

выражение (1) для теплового излучения шарика после интегрирования по частотам можно привести к виду

$$I = \frac{16}{3} \frac{T^5 r_0^3}{c^3 \hbar^4} J(p). \quad (7)$$

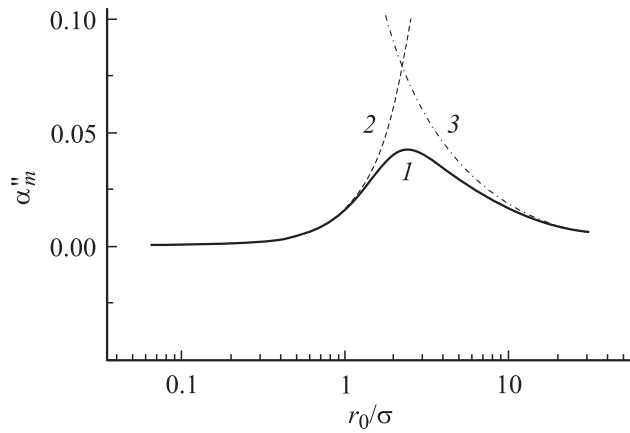


Рис. 1. Зависимость мнимой части магнитной проницаемости, нормированной на объем, от безразмерного параметра (r_0/δ) для точной формулы (1) и для аппроксимаций при малых частотах ($r_0/\delta \ll 1$, 2) и больших частот ($r_0/\delta \gg 1$, 3).

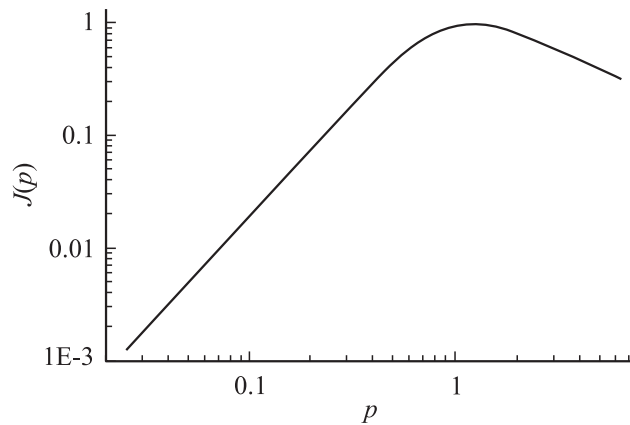


Рис. 2. Зависимость интеграла $J(p)$ по частоте излучения от безразмерного параметра $p = (r_0/c) \cdot (2\pi\sigma kT/\hbar)^{1/2}$.

Зависимость интеграла $J(p)$ от безразмерного параметра p , входящего в выражение (6),

$$J(p) = \int_0^{\infty} \alpha_m''(p\sqrt{x}) \frac{x^4 dx}{e^x - 1} \quad (8)$$

приведена на рис. 2. При записи интеграла (8) использована безразмерная переменная $x = \hbar\omega/kT$. Следует отметить обратную зависимость $J(p) \sim 1/p$ при $p \gg 1$, что соответствует случаю высоких температур или больших радиусов частиц, и квадратичную асимптотику $J(p) \sim p^2$ при $p \ll 1$. В последнем случае асимптотика отражает высокую степенную зависимость нормированного сечения $\sigma(\omega)/(\pi r_0^2)$ от малых радиусов сферических частиц, которая следует также и из расчетов в рамках теории Ми [6].

Для наглядности выражение для интенсивности теплового излучения удобно нормировать на излучение

черного тела I_b

$$\frac{I}{I_b} = \frac{80kT}{\pi^3 c \hbar} \cdot r_0 J(p). \quad (9)$$

В силу уже упоминавшейся асимптотики $J(p) \sim 1/p$ в случае больших частиц зависимость нормированной интенсивности от радиуса уходит, а от температуры становится слабой. Сохранившаяся температурная зависимость объясняется неточностью использованной модели поглощения излучения проводящими шарами при высоких температурах.

Зависимость нормированной излучательной способности („степени черноты“) I/I_b от радиуса частицы r_0 при температурах $T = 1773, 1273$ и 773 К для микрочастиц меди с учетом температурной зависимости проводимости материала [7] показана на рис. 3. Аналогичные результаты для микрочастиц графита при температурах $T = 2773, 2273, 1273$ и 773 К приведены на рис. 4.

Зависимость излучательной способности, нормированной на излучательную способность черного тела, I/I_b („степень черноты“) от размера сферических частиц отражает кубическую зависимости нормированного сечения поглощения от радиуса для наноразмерных

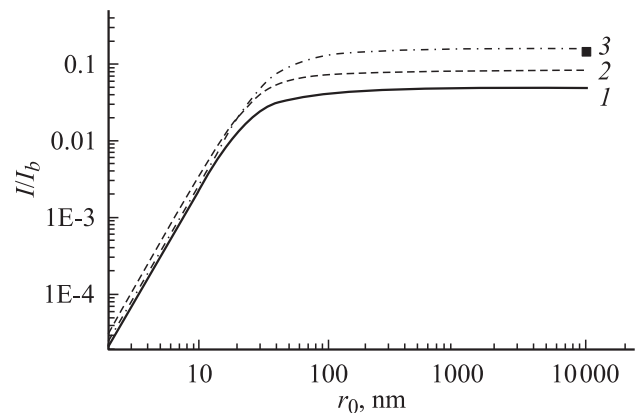


Рис. 3. Нормированная излучательная способность частиц меди при температурах 773 (1), 1273 (2), 1773 К (3).

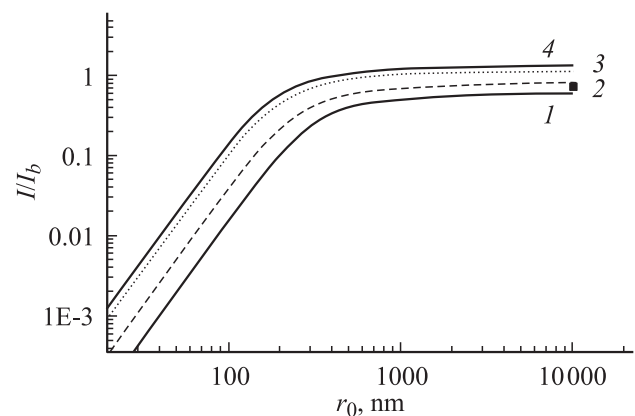


Рис. 4. Нормированная излучательная способность графитовых частиц при температурах 773 (1), 1273 (2), 2273 (3), 2773 К (4).

частиц и выходит на постоянное значение при увеличении размеров частиц, согласуясь со значениями, приведенными в справочниках. Для расплавленной меди при температурах 1100–1300°С „степень черноты“ равна 0.13–0.15 [8], что хорошо согласуется с результатами расчетов для частиц с радиусами более 1 μm (рис. 3). Для графита при температуре 500°С „степень черноты“ равна 0.71 [9], что согласуется с результатами расчетов в рамках выбранной модели излучающих проводящих шариков. Завышенные результаты по излучению графита при высоких температурах следует отнести к погрешностям модели. Использованная модель справедлива для областей частот излучения, при которых $\omega/(2\pi) \ll \sigma$. Нормированное сечение поглощения на сферической частице для больших частот, соответствующее асимптотике (5), может быть преобразовано к виду $\sigma(\omega)/(\pi r_0^2) = 3[\omega/(2\pi\sigma)]^{1/2}$. В более точной модели поглощения излучения проводящей средой в асимптотике присутствуют также члены порядка $\omega/(2\pi\sigma)$ [6], учет которых в данном случае привел бы к улучшению согласия с экспериментом при больших радиусах частиц при высоких температурах. Следует отметить, что в практически важном случае карбидов металлов условие применимости подхода выполняется хорошо.

В обоих приведенных примерах существенно снижение излучательной способности частиц по сравнению с законом Стефана–Больцмана с уменьшением размеров на рис. 3 и 4 происходит вблизи значений безразмерного параметра $p \leq 1$. Таким образом, безразмерный параметр $p = (r_0/c) \cdot (2\pi\sigma kT/\hbar)^{1/2}$ характеризует излучательную способность малых проводящих частиц в зависимости от их размеров и проводимости.

Отметим, что, будучи малым по сравнению с излучением черного тела, излучение наночастиц превосходит излучение того же количества газа и поэтому может использоваться как источник света [4].

В случае диэлектрических частиц не удается построить достаточно простую зависимость сечения поглощения излучения от радиуса сферической частицы. Однако, основываясь на ряде результатов, полученных на основе теории Ми для рассеяния и поглощения электромагнитной волны на сферических поглощающих частицах [6], можно заключить, что сечение поглощения слабо меняется для длин волн $2\pi\lambda(n-1)/r_0 \leq 6$, где n — показатель преломления вещества. Поскольку при повышенных температурах максимум спектра теплового излучения, согласно закону смещения Вина [8], приходится на длины волн $\lambda_{\max} = B/T$, то существенное падение излучательной способности диэлектрических частиц следует ожидать для частиц размером $r_0 \leq (n-1)B/T$.

Заключение

Эффективность потери энергии нагретыми проводящими частицами, к которым помимо металлов и графита относятся и большинство практически важных карбидов металлов, таких как карбид вольфрама, карбид титана и

ряд других, обладающих высокой проводимостью [10], существенно зависит от их размера. При размерах, меньших длины волны в максимуме спектра теплового излучения, эффективность потерь на излучения зависит как от температуры T , так и от проводимости σ материала частицы. Универсальный критерий $p = (r_0/c) \cdot (2\pi\sigma kT/\hbar)^{1/2} > 1$ позволяет определить границы применимости закона Стефана–Больцмана для радиационных потерь при уменьшении радиуса проводящей частицы до размеров $r_0 \leq \lambda_{\max} = B/T$.

Работа поддержана грантом РФФИ 04-02-08180 офи-а.

Список литературы

- [1] Гусев А.В. // УФН. 1998. Т. 168. № 1. С. 55–83.
- [2] Фортвов В.Е., Храпак А.Г., Якубов И.Т. Физика неидеальной плазмы: учебное пособие для вузов по направлению „Прикладная математика и физика“. М.: Физматлит, 2004. 528 с.
- [3] Винтер Дж., Цытович В.Н. // УФН. 1998. Т. 168. № 8. С. 899–907.
- [4] Смирнов Б.М. // УФН. 1997. Т. 167. № 11. С. 1169–1199.
- [5] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Физматлит, 2003. 656 с.
- [6] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. Пер. с англ. М.: Наука, 1970. 856 с.
- [7] Таблицы физических величин / Под ред. И.К. Кикоина. Справочник. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.
- [8] Блох А.Г. Основы теплообмена излучением. М.; Л.: Госэнергоиздат, 1962. 332 с.
- [9] Emissivity of Specific Materials, <http://www.colcparker.com/techinfo/>
- [10] Свойства элементов / Под ред. Г.В. Самсонова. Справочник. Ч. I. Физические свойства. 2-е изд. М.: Металлургия, 1976. 600 с.