

01

Радиационный теплообмен сферической частицы с пластиной

© Г.В. Дедков, А.А. Кясов

Кабардино-Балкарский государственный университет, Нальчик
E-mail: gv_dedkov@mail.ru

Поступило в Редакцию 8 апреля 2010 г.

В рамках флуктуационной электродинамики исследуется радиационный теплообмен сферической диэлектрической частицы с толстой пластиной из того же материала (диоксида кремния). Проводится сравнение различных приближений для термического контактанса между собой и с результатами недавних экспериментальных измерений (Sheng Shen et al., 2009).

В физике флуктуационно-электромагнитного взаимодействия между телами, разделенными вакуумным промежутком, до сих пор остается много нерешенных задач [1]. В частности, недостаточно освещен статус теории и эксперимента по вопросу о радиационном теплообмене между малой частицей и толстой пластиной, нагретых до разной температуры, в диапазоне субмикронных расстояний между ними. Исследование радиационного теплообмена имеет фундаментальное значение не только само по себе, но также в связи с изучением сил Казимира между нагретыми телами [1,2], которые, как и радиационный теплообмен, существенно зависят от диэлектрических свойств материалов и геометрии контакта. Целью данной работы является численный расчет термического контактанса сферической частицы с температурой T_1 , находящейся вблизи пластины, нагретой до температуры T_2 ($T_1 > T_2$). При этом используются общие теоретические выражения, полученные нами в работах [1,3–6], а также локально плоское приближение (в дальнейшем LFA) [2]. LFA является аналогом приближения Дерягина для консервативной силы взаимодействия выпуклого тела с пластиной [7]. Численные результаты, полученные с помощью различных моделей, сравниваются между собой и с экспериментальными данными работ [8–10], в которых измерялся теплообмен сферической частицы диоксида кремния со стеклянной пластиной.

В статическом случае в дипольном приближении флуктуационной электродинамики скорость теплоотдачи сферической частицы, находящейся на расстоянии z от поверхности, находящейся в тепловом равновесии с окружающим вакуумным фоном, имеет вид [1,3–5]

$$\begin{aligned}
\dot{Q} = & -\frac{4\hbar}{\pi c^3} \int_0^\infty d\omega \omega^4 [\alpha_e''(\omega) + [\alpha_e''(\omega)] [\Pi(\omega, T_1) - \Pi(\omega, T_2)]] \\
& -\frac{2\hbar}{\pi c^3} \int_0^\infty d\omega \omega^4 [\Pi(\omega, T_1) - \Pi(\omega, T_2)] \\
& \times \int_0^\infty du \exp\left(-\frac{2\omega z}{c} u\right) (\alpha_e'' \operatorname{Im} f_e + \alpha_m'' \operatorname{Im} f_m) \\
& -\frac{2\hbar}{\pi c^3} \int_0^\infty d\omega \omega^4 [\Pi(\omega, T_1) - \Pi(\omega, T_2)] \\
& \times \int_0^1 du \left[\operatorname{Re}\left(e^{\frac{2i\omega z}{c} u} \tilde{f}_e\right) \alpha_e'' + \operatorname{Re}\left(e^{\frac{2i\omega z}{c} u} \tilde{f}_m\right) \alpha_m'' \right]. \quad (1)
\end{aligned}$$

Первое интегральное слагаемое в (1) описывает теплообмен с вакуумными модами, а второе и третье — с ближними и волновыми модами поверхности. Через $\alpha_{e,m}''$ обозначены мнимые части поляризуемостей частицы, $\Pi(\omega, T)$ -распределение Бозе–Эйнштейна для фотонов, функции $f_{e,m}$ и $\tilde{f}_{e,m}$ приведены в работах [1,3–5], остальные обозначения стандартны. Для диэлектрических материалов вкладом α_m'' можно пренебречь. Радиус частицы R входит в определение дипольной поляризуемости α_e ($\alpha_e \sim R^3$). Условием применимости дипольного приближения (DA) является $R \ll z$. Рассматривая (1) как локальное соотношение для малого сферического объема вещества частицы и интегрируя второе и третье слагаемые (1) по объему, получим выражение для скорости охлаждения сферы большого радиуса R , находящейся на малом расстоянии от пластины ($z \ll R$). Опуская, для краткости, результирующую формулу, соответствующее „дипольно-аддитивное“

приближение в дальнейшем обозначим DAA. Вклад теплообмена частицы с вакуумными модами (первое слагаемое в (1)) при этом формально не изменяется, но его применимость ограничена условием $R/\lambda \ll 1$ (λ — длина волны теплового излучения). При $R/\lambda \gg 1$ теплообмен сферической частицы с вакуумными модами определяется приближением геометрической оптики

$$\dot{Q}_{vac} = -\frac{\hbar R^2}{\pi} \int_0^\infty d\omega \omega [\Pi(\omega, T_1) - \Pi(\omega, T_2)] \int_0^{\omega/c} dk k (2 - r_{1P} - r_{1S}), \quad (2)$$

где r_{1P} и r_{1S} — коэффициенты отражения волн с P и S -поляризациями соответственно. В промежуточном интервале длин волн \dot{Q}_{vac} определяется теорией Ми [11].

В работах [12,13] нами также были получены формулы для скоростей теплообмена двух сферических частиц с радиусами $a_{1,2}$, помещенных в вакуум на расстоянии r друг от друга: в дипольном приближении $a_{1,2} \ll r$ [12] (SDA) и в аддитивно-дипольном при $a_1 = a_2 = a$, $(r - 2a)/a \ll 1$ [13] (SDAA). В случае модели LFA мы пользовались формулой (79) из [2] для скорости теплообмена $h(z)$ параллельных пластин, отнесенной к единице площади, а скорость теплоотдачи сферической частицы в вакуумном контакте с пластиной находилась интегрированием

$$\dot{Q}_{LFA}(z) \approx 2\pi R \int_z^\infty (h(y) - h(\infty)) dy. \quad (3)$$

Термические контактансы вычислялись по формуле

$$G(d) = \dot{Q}(d)/\Delta T, \quad (4)$$

где $\dot{Q}(d)$ — скорость теплоотдачи, отвечающая температурам T_1 и T_2 контактирующих тел, $\Delta T = T_1 - T_2$. Величина $G(d)$ может вычисляться как при конечном значении ΔT , так и в пределе $\Delta T \rightarrow 0$. Расчеты проводились с диэлектрическими характеристиками диоксида кремния, взятыми по работе [14]. Этот диэлектрик имеет два пика инфракрасного поглощения в диапазонах частот от 0.055 до 0.07 eV и от 0.14 до 0.16 eV.

Представляет интерес сначала рассмотреть спектральные распределения скорости теплообмена с вакуумными модами в дипольном

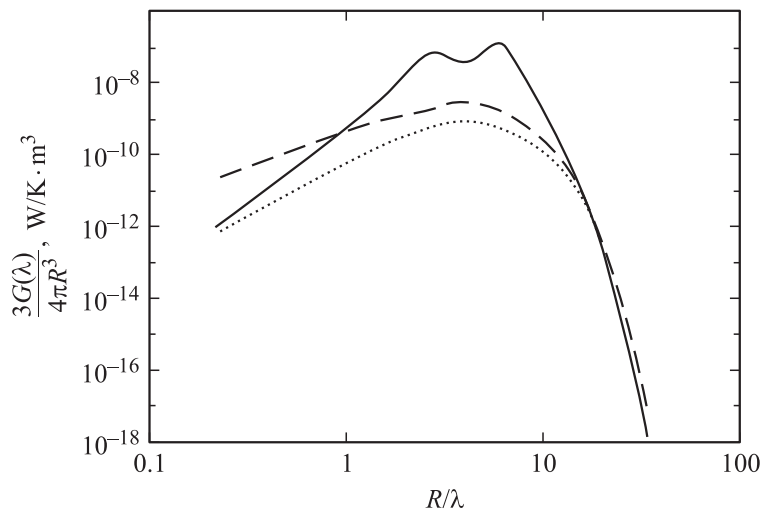


Рис. 1. Спектральный радиационно-вакуумный кондактанс сферических частиц диоксида кремния, отнесенный к единице объема ($T = 300 \text{ K}$, $\Delta T \rightarrow 0$), в зависимости от величины R/λ . Сплошная линия — дипольное приближение (1) (первое интегральное слагаемое); штриховая линия — приближение геометрической оптики (2); точечная линия — вероятный вид зависимости при $0.01 < R/\lambda < 100$.

приближении (1) (первое слагаемое) и в приближении геометрической оптики (2), отнеся их к единице объема частицы. На рис. 1 показаны рассчитанные спектральные распределения теплового кондактанса при $\Delta T \rightarrow 0$ в зависимости от величины R/λ . Область левого склона сплошной кривой отвечает условию применимости дипольного приближения ($R/\lambda \ll 1$), а область правого склона пунктирной кривой — области применимости приближения геометрической оптики. В диапазоне $0.1 < R/\lambda < 10$, очевидно, имеет место переходное распределение. Точечной линией показан его вероятный вид. Определение точной зависимости позволило бы проводить расчет \dot{Q}_{vac} независимо от величины радиуса частиц.

Далее мы проанализировали различные приближения для тепловых кондактансов частиц в вакуумных контактах друг с другом и

Тепловые контактансы сферических частиц диоксида кремния в вакуумном контакте одна с другой и со стеклянной пластиной

R , μm	z , μm	$G(z)$, nW/K							
		DA	DAA	SDA	SDAA	LFA	VAC	VAC1	
0.1	0.05	0.32	0.062	0.0043	0.018	0.077	$5.89 \cdot 10^{-4}$	$7.05 \cdot 10^{-5}$	
	0.3	0.018	0.0019	$7.05 \cdot 10^{-5}$	$9.4 \cdot 10^{-5}$				
	1	0.001	$1.06 \cdot 10^{-4}$	$7.33 \cdot 10^{-7}$	$3.96 \cdot 10^{-7}$				
0.3	0.05	0.71	0.0306	0.012	0.133	0.242	0.0053	0.0019	
	0.3	0.15	0.020	0.0020	0.0037				
	1	0.0018	0.0019	$1.8 \cdot 10^{-4}$	$6.3 \cdot 10^{-5}$				
1	0.05	1.18	1.35	0.12	0.71	0.91	0.059	0.0704	
	0.3	0.65	0.163	0.089	0.055	0.162			
	1	0.18	0.0283	0.047	0.0047				
5	0.05	0.0017	0.0010	0.0079	$1.65 \cdot 10^{-5}$		1.47	8.8	
	0.3	1.14	6.93	59.6	8.83	4.99			
	1	1.78	1.35	56.7	4.34	1.06			
25	0.1	2.15	0.335	49.7	2.57	0.402	36.8 (40)	1100	
	1	0.205	0.012	26.6	0.36	14.3			
	5	1.21	18.2	$> 10^4$	$> 10^3$	2.69			
		0.8	1.45			0.84			
		1.2	0.11						
		1.0	0.069						

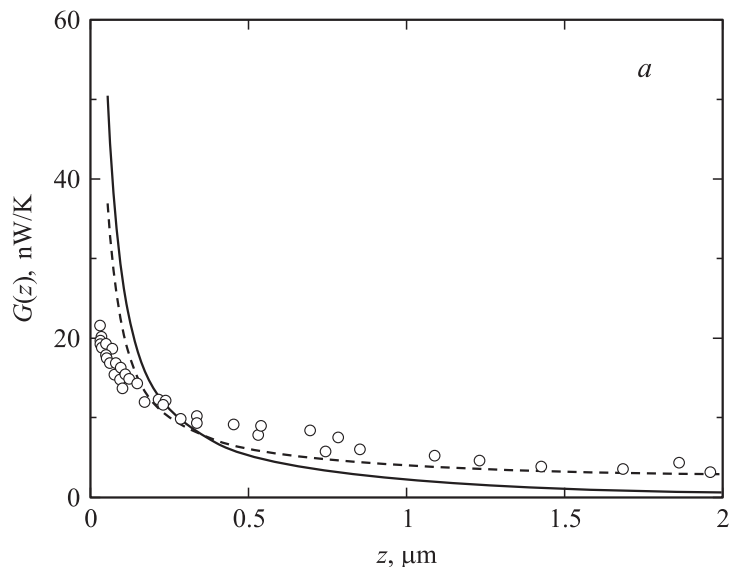


Рис. 2. Суммарный тепловой контактанс сферической частицы диоксида кремния с радиусом $R = 47 \mu\text{m}$ (*a*) в вакуумном контакте со стеклянной пластиной ($T_1 = 316 \text{ K}$, $T_2 = 300 \text{ K}$). Сплошная линия — DAA, пунктирная линия — LFA, кружки — экспериментальные данные [10]. *b* — то же, что на рис. *a*, при $R = 25 \mu\text{m}$, $T_1 = 346.5 \text{ K}$, $T_2 = 300 \text{ K}$. Кружками показаны экспериментальные данные [8,9]. Расчетные данные LFA и DAA в случае (*b*) уменьшены в два раза.

с пластиной (без учета вакуумного вклада). В приближениях SDA и SDAA за величину расстояния z принималось $r - 2a$, где r — расстояние между центрами сфер, а в остальных случаях величина z соответствовала расстоянию апекса сферической частицы от пластины. Результаты расчета представлены в таблице. В столбцах VAC и VAC1 приведены контактансы для теплообмена с вакуумным фоном, соответствующие формулам (2) и (1) (первое слагаемое). Величина контактанса (40) в последней строке столбца VAC получена по формуле $G = 4\pi R^2 h(\infty)$, в которой $h(\infty) = \lim_{z \rightarrow \infty} h(z)$. Во всех случаях принималось $T_2 = 300 \text{ K}$ и $\Delta T \rightarrow 0$. При $R \leq z$ результаты расчета по модели LFA не приведены, так как этот диапазон расстояний не входит в область применимости LFA. Как следует из данных таблицы, все

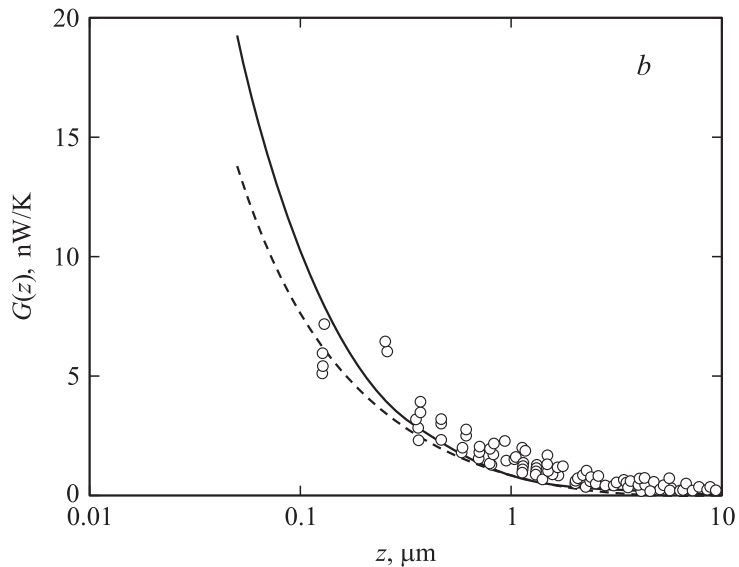


Рис. 2 (продолжение).

расчетные модели дают сопоставимые между собой оценки $G(z)$ для частиц относительно малого радиуса ($R \leq 5 \mu\text{m}$). Модели SDA и SDAA для мелких частиц ($R \leq 0.3 \mu\text{m}$) дают на 1–2 порядка величины более низкие значения $G(z)$ по сравнению с DA и DAA, а для крупных ($R \geq 5 \mu\text{m}$) — более высокие. При $z/R \ll 1$ хорошо согласуются между собой модели DAA и LFA. Расхождение между ними составляет около 30%. Обращают на себя внимание достаточно высокие величины вакуумных контактансов VAC и VAC1. При $R = 25 \mu\text{m}$ они превалируют над контактансами DAA и LFA даже при $z = 0.05 \mu\text{m}$.

На рис. 2, *a, b* проводится сравнение моделей DAA и LFA с экспериментальными данными [8–10]. Как видно из рисунков, расчетные данные показывают более высокую крутизну возрастания $G(z)$ с уменьшением расстояния z . При $z > 0.3 \mu\text{m}$ с экспериментом несколько лучше согласуется модель LFA. Выяснение причин систематического превышения теоретических данных над экспериментальными требует дальнейшего анализа.

Авторы благодарны д-ру Sheng Shen за детализацию экспериментальных данных.

Список литературы

- [1] Дедков Г.В., Кясов А.А. // Наноструктуры. Математическая физика и моделирование. 2009. Т. 1. № 2. С. 5.
- [2] Bezerra V.B., Vimonte G., Klimchitskaya et al. // Eur. Phys. C. 2007. V. 52. N 3. P. 3.
- [3] Дедков Г.В., Кясов А.А. // ФТТ. 2009. Т. 51(1). С. 1.
- [4] Dedkov G.V., Kyasov A.A. // J. Phys. C: Condens. Matter. 2008. V. 20. P. 354006.
- [5] Dedkov G.V., Kyasov A.A. // Surface Sci. 2010. V. 604. P. 561.
- [6] Dedkov G.V., Kyasov A.A. // Nucl. Instr. Meth. 2010. V. B268. P. 599.
- [7] Дерягин Б.В., Чураев Н.В., Муллер В.М. Поверхностные силы. М.: Наука, 1985.
- [8] Narayanaswamy A., Sheng Shen, Gang Chen // Phys. Rev. 2008. V. B78. P. 115303.
- [9] Narayanaswamy A., Sheng Shen, Lu Xu et al. // Appl. Phys. 2009. V. A96. P. 357.
- [10] Sheng Shen, Narayanaswamy A., Gang Chen // Nanoletters. 2009. V. 9. N 8. P. 2909.
- [11] Mie G. // Ann. d. Physik. 1998. V. 25. P. 377.
- [12] Дедков Г.В., Кясов А.А. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 7. С. 66.
- [13] Dedkov G.V., Kyasov A.A. // J. Comp. Theor. Nanoscience. 2010. V. 7. P. 1.
- [14] Palik E. Handbook of Optical Constants of Solids. New York: Academic Sci., 1985.