01,04

Радиационный теплообмен сферических частиц с пластинами металла и диэлектрика

© Г.В. Дедков, А.А. Кясов

Кабардино-Балкарский государственный университет,
Нальчик, Россия

E-mail: gv_dedkov@mail.ru

(Поступила в Редакцию 26 июля 2010 г.)

В рамках флуктуационной электродинамики исследуется радиационный теплообмен неподвижной сферической частицы с пластиной. Численно анализируются случаи металлических и диэлектрических материалов частиц и пластин (золота и диоксида кремния). Сравниваются различные теоретические модели для термического кондактанса, а также проводится сопоставление результатов с имеющимися экспериментальными данными.

1. Введение

Теория радиационного теплообмена (РТ) нагретых тел с различной температурой, разделенных узким вакуумным зазором, развивалась несколькими группами авторов [1–15]. РТ, а также силы Ван-дер-Ваальса–Казимира консервативно-диссипативного характера являются проявлением флуктуационного электромагнитного взаимодействия. Для возникновения РТ необходимым условием является наличие разности температур, тогда как силы Ван-дер-Ваальса и Казимира существуют и между холодными телами.

Анализ литературы показывает, что как в теоретическом, так и в экспериментальном плане изучению РТ в диапазоне нано- и микрометровых расстояний между телами до сих пор уделялось гораздо меньше внимания, чем изучению сил Ван-дер-Ваальса–Казимира (см., например, [15–18]). К хорошо изученным теоретическим конфигурациям относятся конфигурации двух параллельных пластин [3,6,8,15], двух сферических частиц в дипольном приближении [11,12,19,20] и дипольной частицы над плоской поверхностью (толстой пластиной) [15,21]. Поскольку структура флуктуационного электромагнитного поля вблизи искривленных поверхностей сложной формы плохо поддается теоретическому анализу, названные конфигурации могут считаться реперными.

Экспериментальные исследования РТ между близко расположенными телами весьма немногочисленны [22–28]. Только в последних из них использовалась конфигурация сферической частицы над пластиной, более удобная для позиционирования [26–28]. В более ранних работах [22–24] рассматривалась конфигурация параллельных пластин, причем результаты [22] носили качественный характер, а в работе [23] минимальное расстояние между пластинами превышало несколько микрометров, вследствие чего теплообмен, связанный с туннелированием ближних электромагнитных мод, был незначителен. Авторам [24], использовавшим конфигурацию иглы туннельного микроскопа над пластиной, удалось измерить радиационный кондактанс при ширине зазора $0.05-0.2\,\mu$m, но количественная интерпретация результатов является не совсем удовлетворительной из-за отсутствия точной информации о форме иглы. По-видимому, подобная неопределенность характерна и для работы [25], в которой в аналогичной ситуации величина зазора изменялась в пределах $1-100$ nm.

В настоящей работе преследуются две цели: 1) обсуждение и тестирование полученных нами ранее теоретических выражений [15,19,20] для скорости радиационной теплоотдачи малых частиц (металлических и диэлектрических) на основе численного анализа; 2) сравнение результатов расчета радиационно-теплового кондактанса с экспериментальными данными [26–28].

2. Основные теоретические соотношения

Общее выражение для скорости радиационной теплоотдачи малой сферической частицы, имеющей температуру T_1, удаленной на расстояние z от пластины с температурой T_2, находящейся в тепловом равновесии с вакуумным фоном, было получено в наших работах [15]. Оно отвечает дипольному приближению флуктуационной электродинамики $R/z \ll 1$, $R \ll \lambda_0$ (R — радиус частицы, λ_0 — характерная длина волны поглощаемого излучения) и имеет вид

$$\begin{aligned} dQ/dt = &-\frac{4\hbar}{\pi c^3}\int\limits_0^\infty d\omega\omega^4\left[\Pi(\omega,T_1)-\Pi(\omega,T_2)\right] \\ &\times\left[\alpha_e''(\omega)+\alpha_m''(\omega)\right]-\frac{2\hbar}{\pi c^3}\int\limits_0^\infty d\omega\omega^4\left[\Pi(\omega,T_1)-\Pi(\omega,T_2)\right] \\ &\times\int\limits_0^\infty du\exp\left(-\frac{2\omega z}{c}u\right)\left[\alpha_e''\operatorname{Im}f_e+\alpha_m''\operatorname{Im}f_m\right] \\ &-\frac{2\hbar}{\pi c^3}\int\limits_0^\infty d\omega\omega^4\left[\Pi(\omega,T_1)-\Pi(\omega,T_2)\right]\int\limits_0^1 du \\ &\times\left[\operatorname{Re}\left(\tilde f_e\exp\left(\frac{2i\omega z}{c}u\right)\right)\alpha_e''+\operatorname{Re}\left(\tilde f_m\exp\left(\frac{2i\omega z}{c}u\right)\right)\alpha_m''\right], \end{aligned} \quad (1)$$

$$f_e(u,\omega) = (2u^2+1)\Delta_e(u,\omega) + \Delta_m(u,\omega), \qquad (2)$$

$$f_m(u,\omega) = (2u^2+1)\Delta_m(u,\omega) + \Delta_e(u,\omega), \qquad (3)$$

$$\tilde f_e(u,\omega) = (1-2u^2)\tilde\Delta_e(u,\omega) + \tilde\Delta_m(u,\omega), \qquad (4)$$

$$\tilde f_m(u,\omega) = (1-2u^2)\tilde\Delta_m(u,\omega) + \tilde\Delta_e(u,\omega), \qquad (5)$$

$$\Delta_e(u,\omega) = \frac{\varepsilon(\omega)u - \sqrt{u^2+1-\varepsilon(\omega)}}{\varepsilon(\omega)u + \sqrt{u^2+1-\varepsilon(\omega)}},$$

$$\Delta_m(u,\omega) = \frac{u - \sqrt{u^2+1-\varepsilon(\omega)}}{u + \sqrt{u^2+1-\varepsilon(\omega)}}, \qquad (6)$$

$$\tilde\Delta_e(u,\omega) = \frac{\varepsilon(\omega)u - \sqrt{u^2+\varepsilon(\omega)-1}}{\varepsilon(\omega)u + \sqrt{u^2+\varepsilon(\omega)-1}},$$

$$\tilde\Delta_m(u,\omega) = \frac{u - \sqrt{u^2+\varepsilon(\omega)-1}}{u + \sqrt{u^2+\varepsilon(\omega)-1}}. \qquad (7)$$

В приведенных формулах $\alpha''_{e,m}(\omega) \sim R^3$ обозначают зависящие от частоты мнимые части дипольной электрической и магнитной поляризуемости, $\varepsilon(\omega)$ и $\mu(\omega)$ — диэлектрическая и магнитная проницаемость материала пластины, $\Pi(\omega,T) = \left(\exp(\hbar\omega/k_BT)-1\right)^{-1}$ — распределение Бозе–Эйнштейна для фотонов, остальные обозначения стандартны. Для простоты записи аргументы некоторых функций в (1) опущены.

Первое интегральное слагаемое в правой части (1), не зависящее от расстояния z, описывает теплообмен между частицей и вакуумным фоном, второе и третье — теплообмен с пластиной, осуществляемый ближними и радиационно-волновыми модами поверхности. Для нейтрального атома в основном состоянии ($T_1 = 0$) формула (1) предсказывает „нагрев“, который физически можно трактовать как проявление сдвига уровней энергии атома вблизи нагретой поверхности [15]. Отметим, что наличие двух вкладов в скорость теплоотдачи частицы отражает независимость корреляций флуктуационного электромагнитного поля в веществе пластины и в вакуумном фоне. Как показывают численные расчеты, вклады второго и третьего интегрального слагаемых (1), связанные с поверхностными модами ближнего и волнового характера, при достаточно больших расстояниях z противоположны по знаку и асимптотически гасят друг друга (см. линии *1, 2* на рис. 1). В итоге остается только вклад теплоотдачи частицы в вакуум. Таким образом, в рассматриваемой конфигурации вакуумная асимптотика скорости теплоотдачи реализуется естественным образом. В то же время неучет вакуумного вклада, показанного линией *3* на рис. 1, приводит к физически некорректному поведению скорости теплоотдачи в определенном интервале расстояний (ср. линии *1* и *2*): $dQ/dt > 0$ при $T_1 < T_2$. Отмеченная особенность свидетельствует о принципиальной роли вакуумного фона в данной конфигурации [15].

Следует также отметить, что асимптотика Стефана–Больцмана для теплового излучения частицы не вытекает из формулы (1) по определению, так как отвечает

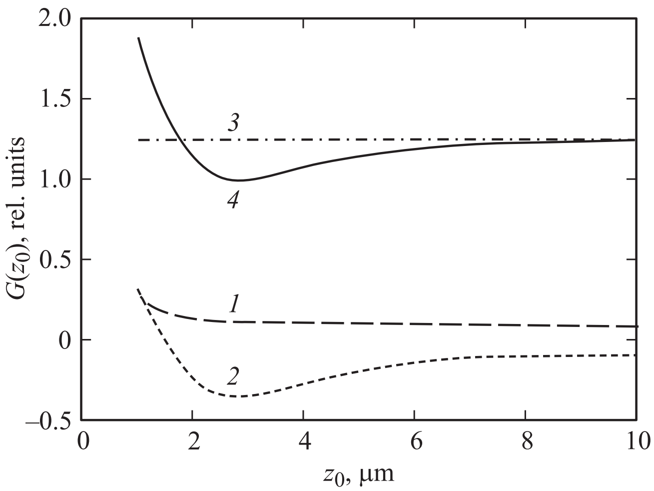

Рис. 1. Отдельные вклады в тепловой кондактанс малых металлических частиц (см. (1)). *1* — вклад мод ближнего поля, *2* — вклад волновых поверхностных мод, *3* — вклад излучения в вакуум (первое слагаемое (1)), *4* — результирующая зависимость.

условию применимости геометрической оптики: $R \gg \lambda_0$. В этом приближении излучение в вакуум определяется формулой (9), умноженной на площадь поверхности частицы $4\pi R^2$. В промежуточном интервале соотношений между R и λ_0 для расчета этой части теплоотдачи частицы следует использовать теорию Ми [29].

Теперь рассмотрим теплообмен в конфигурации параллельных пластин, следуя работам [3,6,8,15]. Выражение для теплового потока между пластинами (полупространствами) с температурами T_1 и T_2, отнесенное к единице площади вакуумного контакта, имеет вид

$$S(l) = \frac{\hbar}{4\pi^2}\int_0^\infty d\omega\omega\left[\Pi(\omega,T_1) - \Pi(\omega,T_2)\right]$$

$$\times \sum_{\mu=e,m}\left[\int_0^{\omega/c} dkk\,\frac{(1-|\Delta_{1\mu}|^2-|\Delta_{2\mu}|^2)}{|D_\mu|^2}\right.$$

$$\left.+\,4\int_{\omega/c}^\infty dkk\,\frac{\operatorname{Im}\Delta_{1\mu}\operatorname{Im}\Delta_{2\mu}\exp(-2q_0l)}{|D_\mu|^2} + \right], \qquad (8)$$

где $q_0 = (k^2-\omega^2/c^2)^{1/2}$, $D_\mu = 1-\Delta_{1\mu}\Delta_{2\mu}\exp(-2q_0l)$, индексы $1, 2$ нумеруют пластины, а μ — волны различной поляризации. Коэффициенты отражения $\Delta_{i\mu}$ определяются формулами (6), (7) для каждой пластины с учетом типа материалов и поляризации. Для того чтобы записать их в терминах волнового вектора k, нужно в (6) сделать подстановку $u^2+1 = kc/\omega$, а в формуле (7) $1-u^2 = kc/\omega$ соответственно. Первое слагаемое в (8) слабо зависит от расстояния l между пластинами и определяет тепловой поток, переносимый радиационными модами. В пределе черного материала пластин

$\Delta_{1\mu} = \Delta_{2\mu} = 0$ этот поток равен разности потоков, идущих от одной пластины к другой (в соответствии с законом Стефана–Больцмана). Второе слагаемое в (8) описывает поток излучения, переносимый ближними электромагнитными модами. Существенно, что специфика вакуумного фона в данном случае отсутствует в самой постановке задачи, поэтому при $l \to \infty$ из (8) принципиально невозможно получить мощность теплового излучения в вакуум от одной изолированной пластины [2]

$$S^{\mathrm{vac}} = \frac{\hbar}{4\pi^2}\int_0^\infty d\omega\omega\big[\Pi(\omega,T_1) - \Pi(\omega,T_2)\big]$$

$$\times \int_0^{\omega/c} dkk(2 - |\Delta_{1e}|^2 - |\Delta_{1m}|^2). \qquad (9)$$

В формулах (8), (9) $S > 0$ отвечает потоку излучения, уходящему от более нагретой пластины, а формулы для dQ/dt, такие как (1) и далее (10), (14), записаны таким образом, что уходящему излучению соответствует $dQ/dt < 0$.

Конфигурация сферических частиц малого радиуса в дипольном приближении также допускает точное аналитическое решение. В случае, когда частицы имеют температуры T_1, T_2 и находятся в равновесном вакуумном фоне с температурой T_3, для результирующей скорости теплоотдачи первой частицы следует [19,20]

$$dQ/_1/dt = \frac{4\hbar}{\pi c^3}\int_0^\infty d\omega\omega^4\big(\alpha''_{1e}(\omega) + \alpha''_{1m}(\omega)\big)$$

$$\times\big[\Pi(\omega,T_1) - \Pi(\omega,T_2)\big] + \frac{4\hbar}{\pi r^6}\int_0^\infty d\omega\omega\big[\alpha''_{1e}(\omega)\alpha''_{2e}(\omega)$$

$$+ \alpha''_{1m}(\omega)\alpha''_{2m}(\omega)\big]\big(3 + (\omega r/c)^2 + (\omega r/c)^4\big)$$

$$\times\big[\Pi(\omega,T_1) - \Pi(\omega,T_2)\big], \qquad (10)$$

где r — расстояние между центрами частиц с радиусами R_1, R_2, индексы коэффициентов $\alpha_{ie,m}$ нумеруют частицы $(i = 1, 2)$ и тип поляризуемости. Условия применимости дипольного приближения означают

$$R_1, R_2 \ll r, \quad R_1, R_2 \ll \min(\lambda_{T1}, \lambda_{T2}, \lambda_{T3}), \qquad (11)$$

где $\lambda_{T1}, \lambda_{T2}, \lambda_{T3}$ — характерные длины волн равновесного теплового излучения с температурами T_1, T_2, T_3. Заметим, что данная тепловая конфигурация носит даже более общий характер, чем вначале рассмотренная конфигурация частица–пластина, когда пластина и окружающий фон находятся в тепловом равновесии.

В формуле (10), как и в (1), первое интегральное слагаемое описывает вклад в теплоотдачу (излучение) частицы в вакуум, а второе — вклад в теплоотдачу непосредственно другой частице. Очень близкие по виду выражения для второго слагаемого в (10) были получены также другими авторами [8,10–12], но величина численного коэффициента перед интегралом в них значительно отличалась от $4/\pi$ (см. [19,20]). Так, в ранней работе [8] этот коэффициент был равен $1/2\pi^2$, а в более поздней работе [10] тех же авторов — $128/\pi$; $1/4\pi^3$ — в работе [11] и, наконец, $1/8\pi^3$ — в работе [12]. Этот разнобой в итоге приводит к возможному изменению оценок абсолютной величины скорости теплообмена в 10^4 раз! Отмеченные расхождения, на наш взгляд, обусловлены неточностями численных множителей при записи корреляторов флуктуационного электромагнитного поля частиц.

Рассмотрение кондактанса двух сферических частиц в контексте настоящей работы важно для сравнения эффективности теплоотдачи с конфигурацией сфера–пластина, а также для проверки предположения авторов [26] о том, что тепловой кондактанс в последнем случае в 2 раза выше, чем в конфигурации двух сфер при одинаковой ширине зазора.

3. Скорость теплоотдачи сферической частицы при малой ширине зазора

Для частицы большого радиуса R, находящейся вблизи пластины, формула (8) непосредственно неприменима. Аналогичная ситуация имеет место и при вычислении сил Казимира. В этом случае в расчетах сил применяется локально-плоское приближение (LFA) [17], по аналогии с которым скорость радиационной теплоотдачи сферической частицы выражается через скорость теплоотдачи плоской поверхности [8,10,28]

$$dQ/dt = -2\pi\int_0^\infty d\rho\rho S\big(z(\rho)\big) \approx -2\pi R\int_{z_0}^\infty S(z)dz, \qquad (12)$$

где z_0 — минимальное расстояние сферы от поверхности. Область применимости (12) ограничивается условием $z_0/R \ll 1$. Например, в расчетах незапаздывающих сил Казимира погрешность LFA возрастает пропорционально z_0/R [30].

В наших работах [15,20,21] был предложен другой приближенный метод, основанный на использовании формулы (1) в дипольно-аддитивном приближении (DAA). В этом случае она рассматривается как локальное соотношение для малого объема dV вещества сферической частицы. Для этого делается замена $R^3 \to \frac{3}{4\pi}dV$ в коэффициентах поляризуемости, а затем производится дополнительное интегрирование по объему частицы

$$dQ(z_0)/dt = \int_V f(z)d^3r = \pi z_0^3$$

$$\times \int_1^{1+2R/z_0} f(z_0 s)\left[\frac{2R}{z_0}(s-1) - (s-1)^2\right]ds, \quad s = z/z_0, \quad (13)$$

где $f(z)$ — зависящая от расстояния $z = z_0 s$ функция, стоящая в правой части (1) (второе и третье слагаемые).

Вид вакуумного вклада при этом формально не изменяется. Формула, аналогичная (13), может использоваться и при вычислении сил Казимира [15]. Преимуществом ее является отсутствие ограничения на величину отношения z_0/R: при $z_0/R \gg 1$ формула (13) переходит в (1) и становится точной. В то же время при $z_0/R \ll 1$ ее точность сравнима с точностью LFA (по крайней мере, при вычислении сил Казимира [15]). Отметим также, что DAA принципиально отличается от метода аддитивного суммирования межатомных потенциалов в приближенных расчетах сил Ван-дер-Ваальса–Казимира [17], поскольку в (1) включены эффекты запаздывания, а сама частица, вообще говоря, включает большое число атомов.

Для дальнейших вычислений целесообразно при подстановке (1) в (13) изменить порядок интегрирования по переменным u, s и выполнить интегрирование по переменной s. В результате для скорости теплоотдачи частицы пластине получим

$$dQ_s/dt = -\frac{2\hbar}{\pi c^3}\int\limits_0^\infty d\omega\omega^4\left[\Pi(\omega, T_1) - \Pi(\omega, T_2)\right]$$

$$\times \int\limits_0^\infty du Y_1(xu, y)\left[\alpha_e'' \operatorname{Im} f_e + \alpha_m'' \operatorname{Im} f_m\right]$$

$$-\frac{2\hbar}{\pi c^3}\int\limits_0^\infty d\omega\omega^4\left[\Pi(\omega, T_1) - \Pi(\omega, T_2)\right]$$

$$\times \int\limits_0^1 du\Big\{\left[\operatorname{Re}\tilde{f}_e Y_2(xu, y) - \operatorname{Im}\tilde{f}_e Y_3(xu, y)\right]\alpha_e'' + (e \to m)\Big\}, \tag{14}$$

где слагаемое $(e \to m)$ идентично первому слагаемому, стоящему в фигурных скобках, с соответствующей заменой функций, а вспомогательные функции $Y_{1-3}(x, y)$ приведены в Приложении. Необходимо добавить, что в формуле (14) поляризуемости относятся к единице объема вещества частиц.

Метод DDA был использован нами и для расчета теплообмена сферических частиц большого радиуса R, находящихся в близком вакуумном контакте [19]. В этом случае второе слагаемое формулы (10) интегрируется по объемам сфер, а результирующая формула имеет вид (без учета излучения в вакуум)

$$dQ_{12}/dt = \frac{4\hbar}{\pi}\int\limits_0^\infty d\omega\omega\left[\alpha_{1e}''\alpha_{2e}'' + \alpha_{1e}''\alpha_{2e}''\right]$$

$$\times\left[3f_1(x) + (\omega R/c)^2 f_2(x) + (\omega R/c)^4 f_3(x)\right]$$

$$\times\left[\Pi(\hbar\omega, T_2) - \Pi(\omega, T_1)\right], \quad x = 2R/(2R + z_0), \tag{15}$$

где z_0 — ширина щели, а функции $f_{1-3}(x)$ приведены в Приложении. Как и в (14), поляризуемости частиц в (15) нормированы на единицу объема, а частотные аргументы для сокращения записи опущены. Не представляет принципиальных затруднений и получение формулы для dQ_{12}/dt в случае частиц разного радиуса.

4. Результаты расчета радиационно-тепловых кондактансов

По определению термический кондактанс определяется выражением

$$G(z_0) = \dot{Q}(z_0)/\Delta T, \tag{16}$$

где $\dot{Q}(z_0)$ — скорость теплоотдачи, отвечающая температурам T_1 и T_2 контактирующих тел при ширине зазора z_0, $\Delta T = T_1 - T_2$. Величина $G(z_0)$ может вычисляться как при конечном значении ΔT, так и в пределе $\Delta T \to 0$. Поскольку функция $\dot{Q}(z_0)$ возрастает с увеличением разности температур, кондактансы, вычисляемые при $\Delta T \to 0$, всегда несколько меньше, чем при конечной разности температур ΔT.

В случае металлов диэлектрические функции материалов частицы и пластины рассчитывались в приближении Друде с параметрами золота $\omega_p = 1.37 \cdot 10^{16}$ rad/s, $\tau = 1.89 \cdot 10^{-14}$ s. Для диэлектриков расчеты проводились с диэлектрическими характеристиками диоксида кремния [31]. Этот материал имеет два пика инфракрасного поглощения в диапазонах частот от 0.055 до 0.07 eV и от 0.14 до 0.16 eV. Соответствующая диэлектрическая функция аппроксимировалась осцилляторной моделью с двумя пиками.

Поляризуемости частиц определялись стандартными выражениями [32]

$$\alpha_e(\omega) = R^3\,\frac{\varepsilon(\omega) - 1}{\varepsilon(\omega) + 2}, \tag{17}$$

$$\alpha_m(\omega) = -0.5R^3\left[1 - \frac{3}{R^2k^2} + \frac{3}{Rk}\operatorname{ctg}(Pk)\right],$$

$$k = (1 + i)/\delta(\omega), \tag{18}$$

где $\varepsilon(\omega)$ — диэлектрическая проницаемость, а $\delta(\omega)$ — толщина скин-слоя. Как было показано нами в [33], в расчетах сил Казимира и теплообмена для металлов вклад электрической поляризации частицы по сравнению с вкладом магнитной пренебрежимо мал. Напротив, для диэлектрических частиц можно пренебречь вкладом магнитной поляризации.

В модели DAA для конфигурации сфера–пластина при расчетах магнитной поляризуемости величина радиуса в квадратных скобках (18) остается как дополнительный параметр $\tilde{R}$, отличный от полного радиуса частицы R. В наших расчетах величина $\tilde{R}$ выбиралась с таким условием, чтобы при минимальной ширине зазора $1-10$ nm величина теплового кондактанса согласовывалась с расчетом в модели LFA. При этом мы получили оценку

$\tilde{R} = 50{-}60$ nm при вариации радиуса R в пределах от 0.1 до 50 μm. Полученное значение параметра $\tilde{R}$ весьма близко к типичным значениям толщины скин-слоя для излучения в тепловом диапазоне и в то же время $\tilde{R} \ll R$, что необходимо для возможности применения аддитивного приближения.

Расчет по формулам (8), (12) сопряжен с необходимостью интегрирования быстро осциллирующих функций для радиационно-волновых вкладов. Для этой цели применялся численный метод, аналогичный использованному в работе [5], но с заменой интеграла по волновым векторам на сумму интегралов по периодам осцилляций подынтегральных функций.

На рис. 2, 3 приведены результаты расчета кондактанса сферических частиц золота с радиусами 5 и 25 μm, находящихся вблизи поверхности золота ($T = 300$ K, $\Delta T \to 0$). Моделям DAA и LFA соответствуют сплошные и пунктирные линии. Штриховыми линиями показаны вклады излучения в вакуум. Для частиц большого радиуса ($R > 5\,\mu$m) вакуумные кондактансы находились по формулам (9), (16), а для более мелких частиц с радиусами $R \le 5\,\mu$m — в соответствии с первым слагаемым формул (1), (10). Для сравнения конфигураций сфера–пластина и сфера–сфера на рис. 4 показаны результаты расчета отношения соответствующих кондактансов $K(z_0)$ с учетом вакуумных вкладов для частиц с радиусами 1, 5 и 25 μm. Как видно из рис. 4, предположение авторов [20] о том, что $K(z_0) = 2$, не отвечает действительности. При $z_0 \le 0.05\,\mu$m для частиц с радиусами $R = 5{-}25\,\mu$m $K(z_0) > 2$, а для частиц малого радиуса ($R = 1\,\mu$m и менее по нашим расчетам) эффективность теплового излучения в конфигурации двух сфер может стать даже более высокой при минимальных значениях ширины щели. При $z_0 < 0\,\mu$m, как и следовало ожидать, модели DAA и LFA хорошо согласуются между собой. Величина $z_0 = 0.1\,\mu$m близка к длине волны поверхностных плазмонов и определяет эффективную ширину щели, в пределах которой теплоотдача в металлическом радиационном контакте быстро уменьшается до вакуумного уровня. Однако в диапазоне расстояний $0.1{-}10\,\mu$m обе модели существенно различаются: в LFA кондактанс частицы, находящейся вблизи пластины, остается всегда ниже, чем в ее отсутствие, в то время как в DAA имеется минимум теплоотдачи при $z_0 \approx 1\,\mu$m, после которого она восстанавливается до вакуумного значения. При $z_0 > 10\,\mu$m также наблюдаются слабые осцилляции.

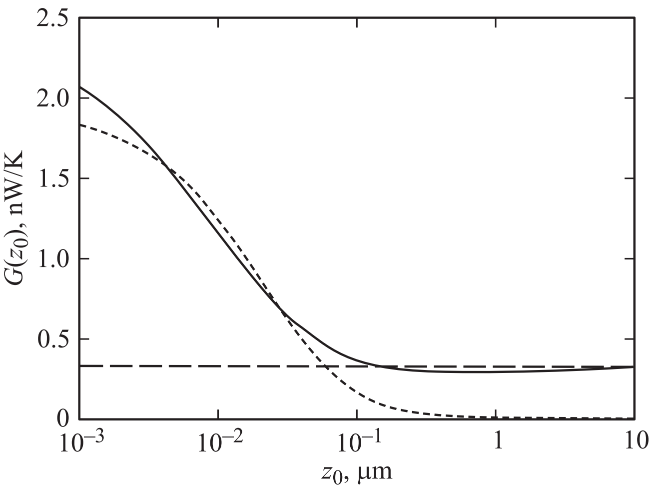

Рис. 2. Радиационно-тепловой кондактанс сферических частиц Au в вакуумном контакте с пластиной Au ($R = 5\,\mu$m, $T = 300$ K, $\Delta T \to 0$). Сплошная линия — DAA с учетом излучения в вакуум, пунктирная — LFA, штриховая — вклад излучения в вакуум (первое слагаемое (1)).

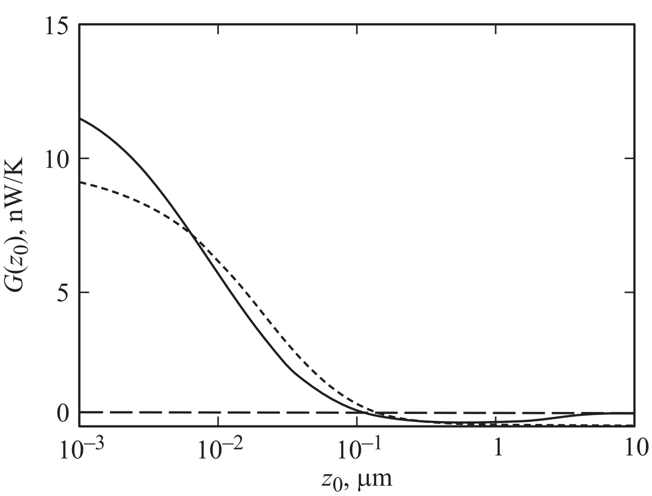

Рис. 3. То же, что на рис. 2, при $R = 25\,\mu$m. Вклад излучения в вакуум (штриховая линия) рассчитан в приближении Стефана–Больцмана (см. (9)).

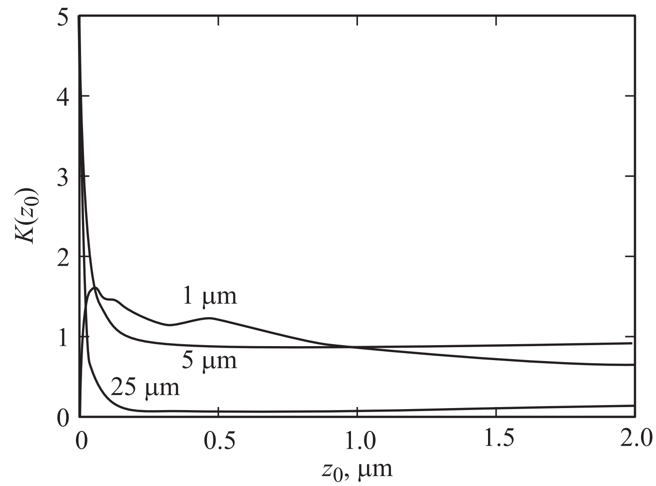

Рис. 4. Отношение кондактансов в конфигурациях сфера–пластина (DAA) и сфера-сфера (см. (10)) для часитц Au и пластины Au. В обоих случаях вклады излучения в вакуум включены в расчет, $T = 300$ K, $\Delta T \to 0$. Радиусы частиц указаны около кривых.

Кратко остановимся на результатах эксперимента [25] для контакта Au–Au, в котором радиус зондирующей части иглы сканирующего микроскопа был равен 60 nm, а температуры зонда и поверхности составляли 300 и 100 K соответственно. При этих условиях при минимальном расстоянии $z_0 = 1$ nm измеренная скорость теплоотдачи оказалась близкой к $\dot{Q} = 10^{-5}$ W. Расчет по модели DAA для этого случая дает величину $\dot{Q} = 3 \cdot 10^{-9}$ W и $G = 0.02$ nW/K (при $T = 300$ K и $\Delta T \to 0$). Налицо явное несоответствие экспериментальных и теоретических значений. Авторы [25], используя упрощенную теоретическую схему расчета, также отметили это несоответствие, и это побудило их к предложению специальной эвристической модели для согласования теоретических данных с экспериментальными. По нашему мнению, расхождение связано не с погрешностью теоретических моделей теплообмена, базирующихся на общепринятой флуктуационно-электромагнитной теории, а с неточной калибровкой экспериментальных данных, что могло привести к значительному завышению результатов измерений. Об этом свидетельствует то, что качественный ход зависимости $\dot{Q}(z_0)$ в [25] хорошо согласуется с теоретически ожидаемым: теплоотдача характеризуется такой же критической шириной зазора $0.1\,\mu$m, по достижении которой она (в металлическом контакте) приближается к вакуумному уровню. Имеется согласие и с величиной теоретически ожидаемого относительного изменения мощности излучения (на два порядка величины) при увеличении z_0 от 1 до 100 nm. Еще один аргумент в подтверждение сказанного состоит в том, что величина радиационно-теплового кондактанса в эксперименте [25] значительно превышает измеренные значения кондактанса в случае диэлектрических материалов, что в корне противоречит теоретическим представлениям (см. далее).

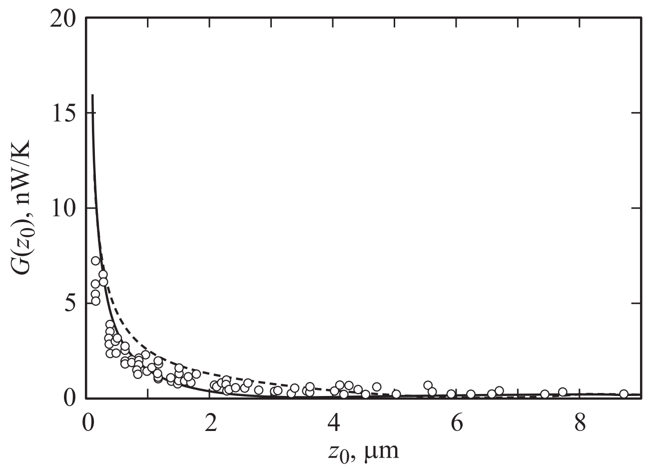

Рис. 5. Тепловой кондактанс сферической частицы диоксида кремния с радиусом $R = 25\,\mu$m в вакуумном контакте со стеклянной пластиной без учета излучения в вакуум. $T_1 = 346.5$ K, $T_2 = 300$ K. Сплошная линия — DAA (без учета вклада излучения в вакуум), штриховая — LFA, точки — экспериментальные данные [28].

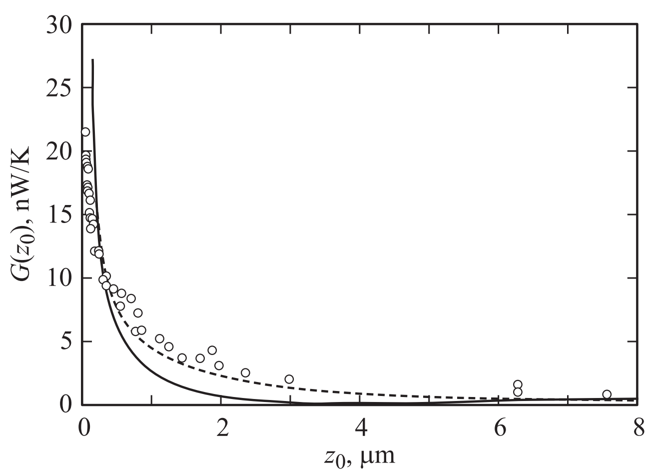

Рис. 6. То же, что на рис. 5, при $R = 47\,\mu$m, $T_1 = 316.5$ K, $T_2 = 300$ K. Точками показаны экспериментальные данные [26,27]. Результаты DAA увеличены на 0.1 nW/K для того, чтобы значения кондактанса были положительными.

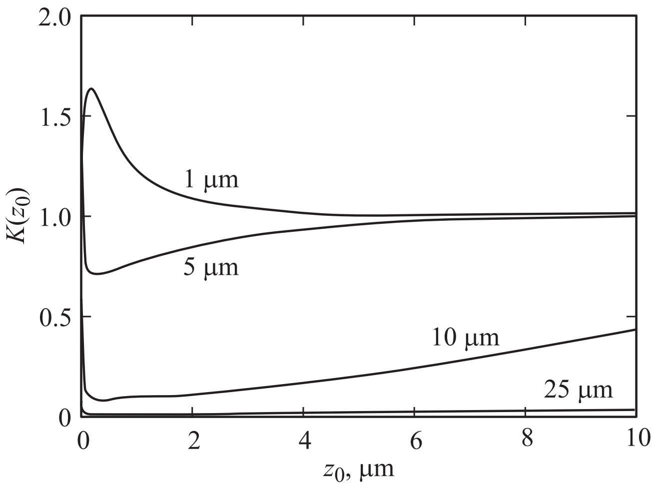

Рис. 7. То же, что на рис. 4, для частиц диоксида кремния и стеклянной пластины.

Результаты расчета тепловых кондактансов для частиц диоксида кремния вблизи поверхности стекла представлены на рис. 5–7. Наряду с расчетными данными моделей DAA и LFA (сплошные и штриховые линии) на рис. 5, 6 показаны также результаты экспериментов [26–28] для частиц с радиусами 25 и $47\,\mu$m. В обоих случаях температуры пластин фиксировались на уровне 300 K, а температуры частиц составляли соответственно 346.5 и 316.5 K. Как следует из рисунков, теоретические модели предсказывают в несколько раз более интенсивное тепловое излучение частиц при $z_0 < 0.1\,\mu$m. Для частиц с радиусом $R = 25\,\mu$m результаты расчета в модели DAA хорошо согласуются с экспериментальными значениями в диапазоне расстояний $0.3-2\,\mu$m и выглядят предпочтительнее по сравнению с LFA. Для частиц с радиусом $R = 47\,\mu$m картина обратная. Причем при $z_0 > 1\,\mu$m линия LFA опускается даже ниже экспериментальных значений (ср. рис. 5 и 6). Возможно, что при нормировке экспериментальных данных в [28] при вычитании вклада фонового излучения также имелась определенная погрешность.

Из рис. 5, 6 следует также, что теплоотдача диэлектрических частиц при $z_0 < 0.1\,\mu$m оказывается более чем на порядок величины выше, чем у металлических частиц (рис. 2, 3), а характерное расстояние, на котором она достигает вакуумного уровня, увеличивается до нескольких микрометров. Это обусловлено тем, что резонансы поглощения диоксида кремния соответствуют длинам волн около 7 и $20\,\mu$m, поэтому область ближнего поля простирается дальше, чем в случае металлических тел. Такое же соотношение получается и при сравнении кондактанса двух пластин (см. (8)): при $l = 0.01\,\mu$m кондактанс стеклянных пластин в 50 раз выше, чем металлических. Примерно в той же пропорции находятся кондактансы частиц при излучении в вакуум. Так, в частности, для частиц диоксида кремния с радиусом $R = 25\,\mu$m вакуумный кондактанс составляет 36.6 nW/K (расчет по формуле (9) при $T = 300$ K), а для металлических — только 0.48 nW/K. Для мелких частиц с радиусом $0.05\,\mu$m (расчет по формуле (10), первое слагаемое) кондактансы в случае диоксида кремния и золота составляют 0.15 и 0.002 pW/K, но их отношение практически не изменяется.

На рис. 7 сравнивается теплоотдача в конфигурациях сфера–пластина и сфера–сфера. Как показывают результаты, отношение $K(z_0)$ кондактансов для этих случаев противоположным образом зависит от радиуса частиц по сравнению со случаем металлических материалов. В отличие от рис. 4 при малой ширине щели для мелких диэлектрических частиц ($R \le 1\,\mu$m) $K(z_0) > 1$, а при переходе к более крупным частицам $K(z_0)$ резко уменьшается, поэтому теплоотдача в конфигурации двух сфер большого радиуса становится значительно более эффективной, чем в конфигурации сфера–пластина (ср. зависимости для $R = 10$ и $25\,\mu$m). Напротив, для металлических тел (рис. 4) теплоотдача больших частиц в конфигурации сфера–пластина более эффективна, а для мелких менее эффективна, чем в конфигурации сфера–сфера.

5. Заключение

Рассмотрены теоретические модели радиационного теплообмена в вакуумных контактах сферических частиц с пластинами, основанные на флуктуационно-электромагнитной теории и допускающие точное аналитическое решение: конфигурации параллельных пластин, двух дипольных частиц и дипольной частицы вблизи пластины. Для перехода к конфигурации сфера–пластина с малой шириной зазора применяется локально-плоское приближение, основанное на выражении для скорости теплоотдачи в системе параллельных пластин, а также предложен новый вариант аддитивно-дипольного приближения. Такой же подход использован для расчета теплообмена двух сферических частиц при малой ширине зазора. Теплоотдача частиц в вакуум рассчитывается в классическом приближении Стефана–Больцмана для частиц большого радиуса и на основе дипольного приближения для частиц малого радиуса.

На основе численных расчетов делается вывод о том, что теоретические модели DAA и LFA достаточно хорошо описывают результаты измерений теплоотдачи в контактах частиц диоксида кремния со стеклом в диапазоне расстояний $0.2{-}3\,\mu$m. При меньших расстояниях теоретически ожидаемые кондактансы возрастают более круто. Для более детального изучения характера теплообмена в области расстояний $3{-}10\,\mu$m необходимы дополнительные измерения с корректным учетом температурного состояния вакуумного фона.

Показано, что радиационно-тепловые кондактансы в системе металлических тел в несколько десятков раз ниже, чем в случае ионных диэлектриков. Характерная величина ширины щели, при которой кондактанс асимптотически приближается к вакуумным значениям, составляет для металлов $0.1\,\mu$m, а для диоксида кремния — несколько микрометров. Кроме того, обнаружены особенности в соотношении кондактансов для конфигураций сфера–сфера и сфера–пластина: в вакуумном контакте диэлектрических сфер большого радиуса ($R \ge 5\,\mu$m) кондактанс выше, чем в контакте сфера–пластина (при малой ширине зазора), а в контакте металлических тел — наоборот.

Анализируются причины резкого расхождения теоретических оценок и экспериментальных измерений радиационного кондактанса [26] в вакуумном контакте металлического зонда сканирующего микроскопа с поверхностью золота.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность д-ру Sheng Shen за ценную информацию о результатах измерений.

Приложение

$$Y_1(x,y) = \int\limits_1^{1+y} \exp(-xz)\big[y(z-1) - (z-1)^2\big]\,dz$$

$$= \frac{(xy+2)}{x^3}\exp\big(-x(1+y)\big) + \frac{(xy-2)}{x^3}\exp(-x), \tag{П1}$$

$$Y_2(x,y) = \int\limits_1^{1+y} \cos(xz)\big[y(z-1) - (z-1)^2\big]\,dz = -\frac{y}{x^2}\cos$$

$$\times\big(x(1+y)\big) + \frac{2}{x^3}\sin\big(x(1+y)\big) - \frac{y}{x^2}\cos x - \frac{2}{x^3}\sin x, \tag{П2}$$

$$Y_3(x,y) = \int\limits_1^{1+y} \sin(xz)\big[y(z-1) - (z-1)^2\big]\,dz = -\frac{y}{x^2}\sin$$

$$\times\big(x(1+y)\big) - \frac{2}{x^3}\cos\big(x(1+y)\big) - \frac{y}{x^2}\sin x + \frac{2}{x^3}\cos x, \tag{П3}$$

$$f_1(x) = \frac{3}{32}\left[\ln(1-x^2) + \frac{x^2(2-x^2)}{2(1-x^2)}\right], \tag{П4}$$

$$f_2(x) = \frac{3}{32}\left[2x^2 - (3x^2 - 2)\ln(1 - x^2) - x^3 \ln\frac{1 + x}{1 - x}\right], \quad (\Pi 5)$$

$$f_3(x) = \frac{3}{320}\left[11x^4 + 2x^2 - (10x^3 - 2x^5)\ln\frac{1 + x}{1 - x} - (10x^2 - 2)\ln(1 - x^2)\right]. \quad (\Pi 6)$$

Список литературы

[1] С.М. Рытов. Теория равновесных электрических флуктуаций и теплового излучения. Изд-во АН СССР, М. (1953). 231 с.
[2] М.Л. Левин, С.М. Рытов. Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике. Наука, М. (1967). 308 с.
[3] D. Polder, M. Van Hove. Phys. Rev. B **4**, 3303 (1971).
[4] R.P. Caren. Int. J. Heat Mass Transfer **17**, 755 (1974).
[5] М.Л. Левин, В.Г. Полевой, С.М. Рытов. ЖЭТФ **79**, 2087 (1980).
[6] J.J. Loomis, H.J. Maris. Phys. Rev. B **50**, 18 517 (1994).
[7] J.B. Pendry. J. Phys.: Cond. Matter **11**, 6621 (1999).
[8] A.I. Volokitin, B.N.J. Persson. Phys. Rev. B **63**, 205 404 (2001).
[9] J.-P. Mulet, K. Joulain, R. Carminati, J.-J. Greffet. Appl. Phys. Lett. **78**, *19*, 293 (2001).
[10] А.И. Волокитин, Б.Н.Дж. Перссон. УФН **177**, *9*, 921 (2007).
[11] P.-O. Chapuis, M. Laroche, S. Volz, J.-J. Greffet. Appl. Phys. Lett. **92**, *20*, 210 906 (2008).
[12] A. Perez-Madrid, J.M. Rubi, L.C. Lapas. Phys. Rev. B **77**, 155 417 (2008).
[13] A. Narayanaswamy, Gang Chen. Phys. Rev. B **77**, 075 125 (2008).
[14] G.V. Dedkov, A.A. Kyasov. Surf. Sci. **604**, 561 (2010).
[15] Г.В. Дедков, А.А. Кясов. Наноструктуры. Мат. физика и моделирование **1**, *2*, 5 (2009); ФТТ **51**, *1*, 3 (2009); G.V. Dedkov, A.A. Kyasov. J. Phys.: Cond. Matter **20**, *35*, 354 006 (2008).
[16] Ю.С. Бараш. Силы Ван-дер-Ваальса. Наука, М. (1988). 344 с.
[17] M. Bordag, U. Mohideen, V.M. Mostepanenko. Phys. Rep. **1**, 353 (2001).
[18] K. Joulain, J.-P. Mulet, F. Marquier, R. Carminati, J.-J. Greffet. Surf. Sci. Rep. **57**, 59 (2005).
[19] G.V. Dedkov, A.A. Kyasov. J. Comp. Theor. Nanoscience **7**, 1 (2010).
[20] Г.В. Дедков, А.А. Кясов. Письма в ЖТФ **36**, *7*, 66 (2010).
[21] Г.В. Дедков, А.А. Кясов. Письма в ЖТФ **36**, *18*, 32 (2010).
[22] C.M. Hargreaves. Phys. Lett. **30A**, 491 (1969).
[23] K. Dransfeld, J. Xu. J. Microsc. **152**, 35 (1988).
[24] J.-B. Xu, K. Lauger, R. Moller, K. Dransfeld, I.H. Wilson. J. Appl. Phys. **76**, 7209 (1994).
[25] A. Kittel, W. Muller-Hirsch, J. Parisi, S.A. Biehs, D. Reddig, M. Holthaus. Phys. Rev. Lett. **95**, 224 301 (2005).
[26] A. Narayanaswamy, Sheng Shen, Gang Chen. Phys. Rev. B **78**, 115 303 (2008).
[27] A. Narayanaswamy, Sheng Shen, Lu Xu, Xiaoyuan Chen, Gang Chen. Appl. Phys. A **96**, 357 (2009).
[28] Sheng Shen, A. Narayanaswamy, Gang Chen. Nano Lett. **9**, *8*, 2909 (2009).
[29] G. Mie. Ann. Phys. **25**, 377 (1908).
[30] Bo E. Sernelius, C.E. Roman-Velasquez. Phys. Rev. A **78**, 032 111 (2008).
[31] E. Palik. Nandbook of optical constants of solids. Academic Sci., N.Y. (1985).
[32] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Наука, М. (1982). 620 с.
[33] G.V. Dedkov, A.A. Kyasov. Eur. Phys. Lett. **74**, 44 005 (2007); Г.В. Дедков, А.А. Кясов. Письма в ЖТФ **33**, *9*, 61 (2007).