01

Консервативное флуктуационно-электромагнитное взаимодействие проводящей наночастицы с гладкой поверхностью конденсированной среды

© Г.В. Дедков, А.А. Кясов

Кабардино-Балкарский государственный университет, Нальчик
E-mail: gv_ dedkov@mail.ru; nano@kbsu.ru

Поступило в Редакцию 24 октября 2006 г.

Впервые получены общие формулы для консервативной силы флуктуационно-электромагнитного взаимодействия сферической нейтральной наночастицы с гладкой поверхностью конденсированной среды, учитывающие как электрические, так и магнитные составляющие. Результаты расчета взаимодействия наночастиц меди с медной поверхностью показывают, что вклад магнитных составляющих является преобладающим при всех расстояниях, превышающих радиус частицы R, а в области расстояний, превышающих $\sim 10R$, доминирует пропорциональный температуре вклад ближних мод поверхности, убывающий обратно пропорционально кубу расстояния.

PACS: 05.40.-a, 4л.20.Jb

Флуктуационно-электромагнитное взаимодействие (ФЭВ) малой проводящей частицы с поверхностью конденсированного тела, в отличие от взаимодействия диэлектрической частицы, имеет свою специфику. В этом случае, наряду с флуктуационным электрическим моментом, у частицы имеется значительный (а у металлической частицы он может стать определяющим) магнитный момент. Флуктуационный магнитный момент возникает даже у неподвижной немагнитной частицы за счет токов Фуко, генерируемых переменным внешним магнитым полем, проникающим в нее [1].

Эффективным способом решения поставленной задачи является общий метод расчета ФЭВ, развитый в наших работах [2–5]. Он оправдал себя не только при решении статических задач (силы Ван-дер-Ваальса, радиационный теплообмен), но и при рассмотрении ФЭВ в случае релятивистского движения малых частиц. В соответствии с этим методом в дипольном приближении сила взаимодействия наночастицы с поверхностью представляется в виде

$$F_z = \left\langle \frac{\partial}{\partial z}(\mathbf{dE} + \mathbf{mB}) \right\rangle, \tag{1}$$

где $\mathbf{d}$ и $\mathbf{m}$ — флуктуационные дипольный электрический и магнитный момент, $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$ — компоненты электромагнитного поля. Все указанные величины включают спонтанные и индуцированные составляющие, а угловые скобки обозначают квантово-статистическое усреднение. Диференцирование производится по координате z декартовой системы, ось которой направлена по нормали к поверхности.

Фактически, в работах [2–5] на основе (1) были получены все общие формулы для силы ФЭВ, действующей на релятивистскую частицу, обладающую флуктуационным электрическим дипольным моментом в собственной системе отсчета. В рассматривавшемся случае флуктуационный магнитный момент частицы в системе отсчета покоящейся поверхности возникал вследствие релятивистских преобразований векторов поляризации и намагниченности. Для покоящейся проводящей наночастицы с отличной от нуля электрической и магнитной поляризуемостью моменты $\mathbf{d}$ и $\mathbf{m}$ входят в формулу (1) более симметричным образом. С учетом этого все вычисления в ее правой части проводятся в полном соответствии с работами [2–5]. Полагая в конечных выражениях температуру частицы и поверхности одинаковой и равной T, а скорость частицы равной нулю, представим F_z в виде

$$F_z = F_z^{(1)} + F_z^{(2)}, \tag{2}$$

$$F_z^{(1)} = -\frac{\hbar}{\pi}\int\limits_0^\infty d\omega\left(\frac{\omega}{c}\right)^4$$

$$\times\int\limits_0^\infty du u\exp(-2\omega z u/c)\Big\{\big[(2u^2-1)\tilde{\Delta}_e(u,\varepsilon)-\tilde{\Delta}_m(u,\varepsilon)\big]\alpha_e(i\omega)$$

$$+\big[(2u^2-1)\tilde{\Delta}_m(u,\varepsilon)-\tilde{\Delta}_e(u,\varepsilon)\big]\alpha_m(i\omega)\Big\}, \tag{3}$$

$$F_z^{(2)} = -\frac{2\hbar}{\pi}\int\limits_0^\infty d\omega\left(\frac{\omega}{c}\right)^4\big[\exp(\hbar\omega/kT)-1\big]^{-1}$$

$$\times\Bigg\{\int\limits_0^1 du u\,\mathrm{Im}\Big[\exp(2i\omega z u/c)\big((1-2u^2)\tilde{\Delta}_e(u,\varepsilon)+\tilde{\Delta}_m(u,\varepsilon)\big)\alpha_e(\omega)$$

$$+\exp(2i\omega z u/c)\big((1-2u^2)\tilde{\Delta}_m(u,\varepsilon)+\tilde{\Delta}_e(u,\varepsilon)\big)\alpha_m(\omega)\Big]$$

$$+\int\limits_0^\infty du u\exp(-2\omega z u/c)\mathrm{Im}\Big[\big((2u^2+1)\Delta_e(u,\varepsilon)+\Delta_m(u,\varepsilon)\big)\alpha_e(\omega)$$

$$+\big((2u^2+1)\Delta_m(u,\varepsilon)+\Delta_e(u,\varepsilon)\big)\Big]\alpha_m(\omega)\Bigg\}, \tag{4}$$

где $\hbar$ и c — постоянная Планка и скорость света в вакууме, k — постоянная Больцмана, z — расстояние до поверхности, $\alpha_{e,m}(\omega)$ — электрическая и магнитная поляризуемость, а функции $\Delta_{e,m}$ и $\tilde{\Delta}_{e,m}$ определены выражениями

$$\Delta_e = \frac{\varepsilon u-\sqrt{u^2+1-\varepsilon\mu}}{\varepsilon u+\sqrt{u^2+1-\varepsilon\mu}}, \qquad \Delta_m = \frac{\mu u-\sqrt{u^2+1-\varepsilon\mu}}{\mu u+\sqrt{u^2+1-\varepsilon\mu}}, \tag{5}$$

$$\tilde{\Delta}_e = \frac{\varepsilon u-\sqrt{u^2+\varepsilon\mu-1}}{\varepsilon u+\sqrt{u^2+\varepsilon\mu-1}}, \qquad \tilde{\Delta}_m = \frac{\mu u-\sqrt{u^2+\varepsilon\mu-1}}{\mu u+\sqrt{u^2+\varepsilon\mu-1}}. \tag{6}$$

В формулах (5)–(8) ε и μ — зависящие от частоты диэлектрическая и магнитная проницаемость конденсированной среды. Аргументы функций $\Delta_{e,m}$, $\tilde{\Delta}_{e,m}$ и ε и μ для краткости не указаны. В дальнейшем будем считать поверхность немагнитной ($\mu = 1$).

Формулы (3) и (4) отвечают не зависящей и зависящей от температуры компонентам силы притяжения частицы к поверхности, причем первое слагаемое в фигурных скобках (4) обусловлено вкладом радиационных электромагнитных мод поверхности, а второе — вкладом мод ближнего поля. Как непосредственно видно, формулы (3), (4) обладают полной перестановочной симметрией по отношению к „электрическим" (с индексом „e") и „магнитным" (с индексом „m") величинам. Из (3), в частности, легко получить классические выражения для сил Ван-дер-Ваальса и Казимира [6], полагая $\alpha_m(\omega) = 0$.

Переход к незапаздывающему пределу, отвечающему силам Ван-дер-Ваальса, возможен при условии, что в спектрах поглощения частицы и поверхности имеется характерная частота $\bar{\omega}$, такая, что $\lambda = 2\bar{\omega}z/c \ll 1$. В этом случае вклады магнитных составляющих взаимодействия обнуляются, и формулы (2)–(4) приводятся к виду

$$F_z = F_z^{(1)} + F_z^{(2)} = -\frac{3}{4\pi}\,\frac{\hbar}{z^4}\int\limits_0^\infty \frac{\varepsilon(i\omega)-1}{\varepsilon(i\omega)+1}\,\alpha_e(i\omega)d\omega$$

$$-\frac{3}{2\pi}\,\frac{\hbar}{z^4}\int\limits_0^\infty \mathrm{Im}\left[\frac{\varepsilon(\omega)-1}{\varepsilon(\omega)+1}\alpha_e(\omega)\right]\left[\exp(\hbar\omega/kT)-1\right]^{-1}d\omega. \quad (7)$$

Порядок отношения $F_z^{(2)}/F_z^{(1)}$ определяется величиной $\omega_W/\overline{\omega}$, где $\omega_W = kT/\hbar$ — частота Вина. При нормальной температуре $\omega_W = 4\cdot 10^{13}\,\mathrm{s}^{-1}$, а так как $\overline{\omega}$ обычно находится в оптическом диапазоне, то температурный вклад в силу Ван-дер-Ваальса, как правило, не превышает долей процента.

При учете запаздывания ситуация принципиально изменяется. При этом необходимо заметить, что вклад магнитных составляющих взаимодействия проявляется уже на малых расстояниях от поверхности ($z \sim 1\,\mathrm{nm}$), т. е. „в зоне" Ван-дер-Ваальсовых сил. Применим (3), (4) для расчета взаимодействия между металлической сферической наночастицей (с радиусом R) и поверхностью. Для простоты будем считать, что частица и поверхность характеризуются одинаковой диэлектрической функцией $\varepsilon(\omega) = 1 + i4\pi\sigma/\omega$, где σ — статическая проводимость.

Для функций $\alpha_{e,m}(\omega)$ используем классические аппроксимации [1]:

$$\alpha_e(\omega) = R^3 \frac{\varepsilon(\omega) - 1}{\varepsilon(\omega) + 2} = R^3 \varphi_e(\omega), \tag{8}$$

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

$$x = Rk = R(1+i)\sqrt{2\pi\sigma\omega}/c. \tag{9}$$

С учетом этого формула (3) приводится к удобному для расчета виду $(a = (R/z)^{0.5}\lambda_R^{0.5},\ \lambda_R = 2\pi\sigma R/c)$:

$$F_z^{(1)} = -\frac{\hbar c}{32\pi}\left(\frac{R}{z}\right)^3 \frac{1}{z^2}\int\limits_0^\infty dx x^4 e^{-x}$$

$$\times \int\limits_1^\infty \frac{du}{u^4}\left\{R_e(u,x)\varphi_e(cx/2zu) + R_m(u,x)\varphi_m\big(a(x/u)^{0.5}\big)\right\}, \tag{10}$$

$$R_e(u,x) = (2u^2-1)\frac{u(1+\lambda_0x/u) - (u^2+\lambda_0x/u)^{0.5}}{u(1+\lambda_0x/u) + (u^2+\lambda_0x/u)^{0.5}}$$

$$-\frac{u - (u^2+\lambda_0x/u)^{0.5}}{u + (u^2+\lambda_0x/u)^{0.5}}, \tag{11}$$

$$R_m(u,x) = (2u^2-1)\frac{u - (u^2+\lambda_0x/u)^{0.5}}{u + (u^2+\lambda_0x/u)^{0.5}}$$

$$-\frac{u(1+\lambda_0x/u) - (u^2+\lambda_0x/u)^{0.5}}{u(1+\lambda_0x/u) + (u^2+\lambda_0x/u)^{0.5}}, \tag{12}$$

где $\lambda_0 = 8\pi\sigma z/c$, $a = 0.5(\lambda_0R/z)^{0.5}$.

Теперь обратимся к вычислению $F_z^{(2)}$. При этом можно пренебречь вкладом членов (4), связанных с электрической поляризацией, так как они определяются малым фактором $\omega_W/\sigma \sim 10^{-4}$. С учетом этого формула (4) для температурных составляющих мод ближнего поля

$F_z^{(2,ev)}$ и радиационных мод $F_z^{(2,rad)}$ приводятся к виду

$$F_z^{(2,ev)} = \frac{\hbar\omega_W}{2\pi R}\left(\frac{R}{z}\right)^4 \Biggl\{-\frac{1}{\lambda_0\lambda_W}\int_0^\infty \frac{dt\varphi_m(bt^{0.5})}{t(e^t-1)}$$

$$\times \int_0^\infty dxx^4 e^{-x}\left[-x+\left(0.5(x^2+(x^4+\lambda_0\lambda_W t^2)^{0.5})\right)^{0.5}\right]$$

$$+0.5\int_0^\infty \frac{dtt(1-0.5\varphi_m(bt^{0.5}))}{(e^t-1)}$$

$$\times \int_0^\infty dxx^2 e^{-x}\left[-x+\left(0.5(x^2+(x^4+\lambda_0\lambda_W t^2)^{0.5})\right)^{0.5}\right]\Biggr\}, \qquad (13)$$

$$F_z^{(2,rad)} = \frac{1}{4\pi}\frac{\hbar\omega_W}{z}\left(\frac{R}{z}\right)^3$$

$$\times \int_0^\infty \frac{dx}{(e^x-1)}\left[(3\lambda_W^2 x^2-6)\sin(\lambda_W x)-(\lambda_W^3 x^3-6\lambda_W x)\cos(\lambda_W x)\right], \qquad (14)$$

где $\lambda_W = 2\omega_W z/c$, $b = 2R\sqrt{2\pi\sigma\omega_W}/c$. Кажущаяся расходимость интеграла по переменной t в (13) при $t \to 0$ компенсируется функцией в квадратных скобках. Основной вклад в температурную зависимость (13) и (14) определяется частотой ω_W.

Из структуры подынтегральных выражений (10), (13), (14) видно, что роль эффектов запаздывания определяется параметрами λ_0, λ_W, b и $\lambda_0\lambda_W$. При $T = 300\,\mathrm{K}$, $\sigma = 5.2 \cdot 10^{17}\,\mathrm{s}^{-1}$ (рассматриваем контакт медной наночастицы с поверхностью меди) для указанных величин получим $44z$, $2.6 \cdot 10^{-4}z$, $0.075R$ и $0.011z^2$ соответственно, где z и R выражены в nm. Поэтому расчет $F_z^{(1)}$ уже в нанометровом диапазоне расстояний требует учета эффекта запаздывания, для $F_z^{(2,ev)}$ запаздывание заметно проявляется при $z > 10\,\mathrm{nm}$, а для $F_z^{(2,\mathrm{rad})}$ — только в диапазоне микрометровых расстояний.

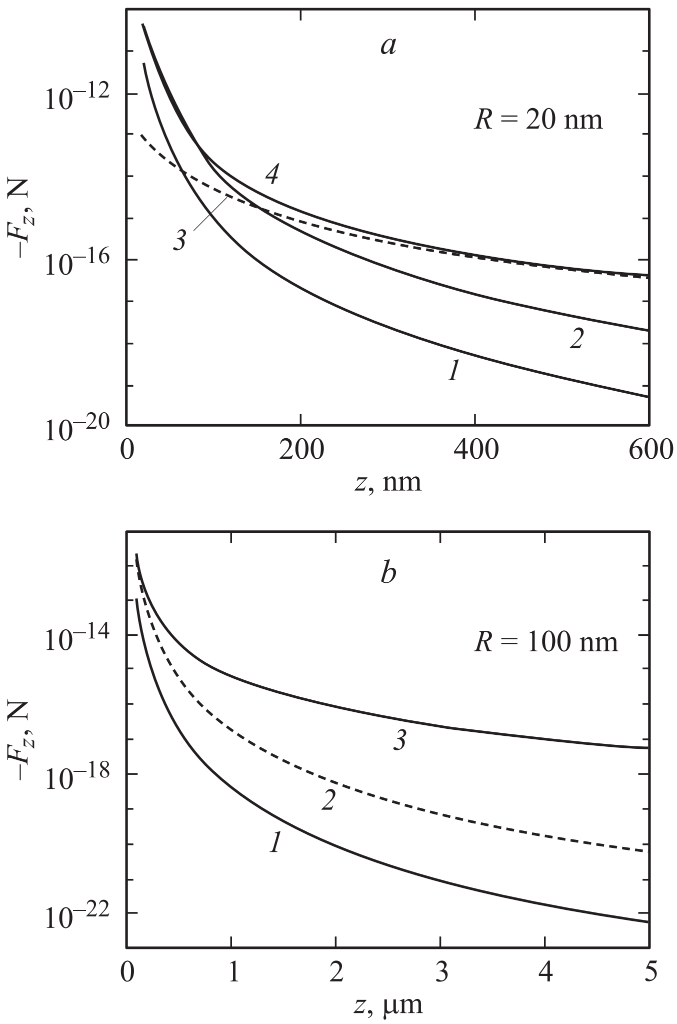

Рис. 1. Сила консервативного взаимодействия медной наночастицы с поверхностью меди при $T = 300\,\mathrm{K}$. a — $R = 20\,\mathrm{nm}$; *1* — $F_z^{(1)}$ без учета магнитных вкладов, *2* — $F_z^{(1)}$ с учетом магнитных вкладов, *3* — температурный вклад $F_z^{(2)}$, *4* — суммарная величина F_z. b — $R = 100\,\mathrm{nm}$; *1* — $F_z^{(1)}$ без учета магнитных вкладов, *2* — $F_z^{(1)}$ с учетом магнитных вкладов, *3* — $F_z = F_z^{(1)} + F_z^{(2)}$.

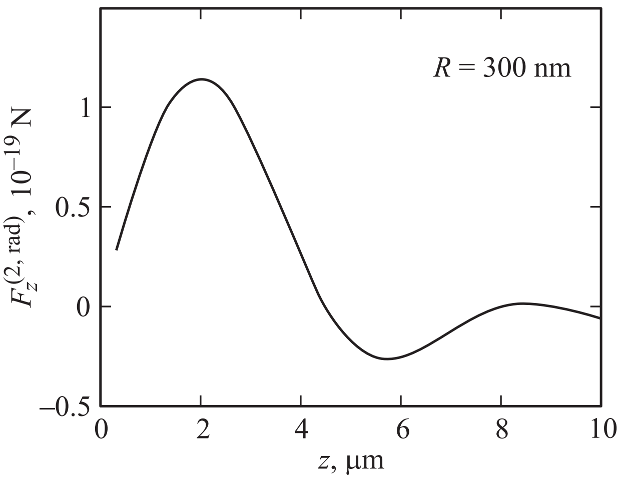

Рис. 2. Вклад радиационных мод поверхности меди в силу взаимодействия с медной наночастицей с радиусом $R = 300\,\mathrm{nm}$ ($T = 300\,\mathrm{K}$).

Результаты расчета сил взаимодействия для наночастиц меди с радиусом 20 и 100 nm и поверхностью меди по формулам (10), (13) показаны на рис. 1, *a*, *b*. На рис. 2 приведен радиационный вклад $F_z^{(2,\mathrm{rad})}$ (14) для частицы с радиусом 300 nm. Эта часть силы взаимодействия имеет осциллирующий характер с периодом, близким к c/ω_W, но по абсолютной величине, как мы видим, весьма мала. Из рис. 1 вытекают несколько основных выводов: 1) магнитный вклад в силу $F_z^{(1)}$ является доминирующим на расстояниях $z > R$ (ср. линии *1* и *2* на рис. 1, *a*), а в $F_z^{(2,ev)}$ — на всех расстояниях; 2) температурный вклад доминирует на расстояниях $z > 200\,\mathrm{nm}$ (при $R = 20\,\mathrm{nm}$); 3) в области преобладания $F_z^{(2,ev)}$ сила взаимодействия металлической наночастицы с металлической поверхностью убывает по закону $\sim z^{-3}$.

Таким образом, вклад магнитной поляризации металлических наночастиц в силу консервативного взаимодействия с металлической поверхностью является принципиально важным (и даже доминирующим) и обнаруживает специфическую зависимость от температуры, размера частиц, проводимости (частицы и поверхности) и расстояния.

Список литературы

[1] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
[2] *Kyasov A.A., Dedkov G.V.* // Nuclear Instr. Meth. 2002. B95. P. 247.
[3] *Дедков Г.В., Кясов А.А.* // ФТТ. 2003. Т. 45. В. 10. С. 1729.
[4] *Dedkov G.V., Kyasov A.A.* // Phys. Low-Dim. Struct. 2003. V. 1/2. P. 1.
[5] *Dedkov G.V., Kyasov A.A.* // Phys. Lett. 2005. V. A339. P. 212.
[6] *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* // Статистическая физика. Ч. 2. М.: Физматлит, 2002. 490 с.