01;11

Флуктуационно-электромагнитное взаимодействие нейтральной частицы с плоской поверхностью при перпендикулярном движении

© *Г.В. Дедков, А.А. Кясов*

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

Поступило в Редакцию 16 декабря 2003 г.

В нерелятивистском приближении флуктуационно-электромагнитной теории впервые получены формулы для скорости теплового нагрева, консервативной и диссипативной силы взаимодействия нейтральной сферической частицы с однородной полубесконечной поляризующейся средой при ее движении в вакууме перпендикулярно границе раздела. Показано, что в случае равных температур частицы и поверхности коэффициент вязкого трения в два раза больше, чем при параллельном движении. Такое же соотношение установлено между динамическими вкладами в консервативную силу притяжения к поверхности и квадратичными по скорости движения поправками к скорости нагрева. Наряду с этим впервые показано, что в отличие от параллельного движения скорость нагрева имеет также линейный по скорости вклад, который оказывается доминирующим в случае равных температур частицы и поверхности.

В наших недавних работах по теории флуктуационно-электромагнитных сил [1–3] рассматривался случай движения частицы параллельно границе среды, граничащей с вакуумом. В частности, в них были получены наиболее общие формулы для тангенциальной (неконсервативной) силы взаимодействия частицы с поверхностью и скорости ее теплового нагрева при произвольных температурах частицы и поверхности.

В случае перпендикулярного движения аналогичные результаты до сих пор отсутствовали из-за трудностей математического характера, хотя в качественном отношении они были достаточно очевидны. В частности, было известно, что в случае движения заряженных частиц и постоянных диполей коэффициенты вязкого трения при перпендикулярном движении в 2–4 раза больше, чем при параллельном движении [1,4,5]. С другой стороны, согласно расчетам тангенциальных диссипативных сил при нулевой температуре [5,6], при затухании движения физически адсорбирующихся атомов соответствующие коэффициенты трения могут отличаться в 5 раз [5] и в 6.3 раза [6]. Таким образом, вопрос о конкретном соотношении между коэффициентами трения при параллельном и перпендикулярном движении нейтральных частиц остается открытым.

Целью данной работы является развитие нашей нерелятивистской теории [1–3] в случае перпендикулярного движения частиц. Соответствующие результаты принципиально необходимы для интерпретации данных по силовой зондовой микроскопии в модуляционном режиме взаимодействия, когда зонд совершает осциллирующее движение перпендикулярно поверхности образца. С их учетом, а также с учетом результатов [2,3] можно получить и аналогичные формулы для движения частиц под произвольным углом к поверхности.

Согласно [2,3], в дипольном приближении сила взаимодействия движущейся частицы с поверхностью определяется выражением

$$\mathbf{F} = \left\langle (\mathbf{d}^{sp}\nabla)\mathbf{E}^{in} \right\rangle + \left\langle (\mathbf{d}^{in}\nabla)\mathbf{E}^{sp} \right\rangle, \tag{1}$$

где $\mathbf{d}^{sp}$, $\mathbf{d}^{in}$ и $\mathbf{E}^{sp}$, $\mathbf{E}^{in}$ — спонтанные и индуцированные компоненты дипольного момента частицы и электрического поля поверхности, угловые скобки обозначают полное квантово-статистическое усреднение. Проектируя (1) на направление движения и считая для определенности, что скорость V частицы направлена к поверхности, из (1) получим

$$F = \left\langle (\mathbf{d}^{sp}\nabla)E_z^{in} \right\rangle + \left\langle (\mathbf{d}^{in}\nabla)E_z^{sp} \right\rangle. \tag{2}$$

Аналогично для скорости теплового нагрева (охлаждения) частицы будем иметь [2,3]

$$\dot{Q} = \langle \dot{\mathbf{d}}\mathbf{E} \rangle = \langle \dot{\mathbf{d}}^{sp}\mathbf{E}^{in} \rangle + \langle \dot{\mathbf{d}}^{in}\mathbf{E}^{sp} \rangle. \tag{3}$$

Следуя методу [1–3], при выполнении расчетов входящие в формулы (2), (3) величины заменяем интегральными фурье-разложениями по пространственным переменным x, y (в плоскости границы раздела) и по времени t, причем компоненты $\mathbf{E}^{in}_{\omega\mathbf{k}}(z)$ и $\mathbf{E}^{sp}_{\omega\mathbf{k}}(z)$ берем в точке нахождения частицы $(z_0 - Vt)$. Далее, вектор $\mathbf{E}^{sp}_{\omega\mathbf{k}}(z)$ выражаем через электрический потенциал, определяемый из решения уравнения Пуассона $\nabla^2\phi = 4\pi \mathrm{div}\mathbf{P}$, причем для фурье-компоненты вектора поляризации $\mathbf{P}(x, y, z, t)$, создаваемого частицей, используем разложение в ряд Тейлора по степеням скорости с сохранением трех первых членов:

$$\mathbf{P}_{\omega\mathbf{k}}(z) = \mathbf{d}^{sp}(\omega)\delta(z - z_0) - iV \cdot \dot{\mathbf{d}}^{sp}(\omega)\delta'(z - z_0) - \frac{V^2}{2}\ddot{\mathbf{d}}^{sp}(\omega)\delta''(z - z_0), \tag{4}$$

где z_0 — расстояние частицы от поверхности при $t = 0$. Разложение (4) предполагает выполнение условия $Vt \ll z_0$. Аналогично поступаем с вектором поля $\mathbf{E}^{sp}_{\omega\mathbf{k}}(z_0 - Vt)$ при вычислении индуцированного дипольного момента частицы $\mathbf{d}^{in}(t)$ с помощью известного интегрального соотношения (точки над фурье-амплитудами поля обозначают дифференцирование по частоте)

$$\mathbf{d}^{in}(t) = \int\limits_0^\infty \alpha(\tau)\mathbf{E}^{sp}(t - \tau)d\tau = (2\pi)^{-3} \iiint d^2k d\omega\, \alpha(\omega) \times \left(\mathbf{E}^{sp}_{\omega\mathbf{k}}(z_0) - ikV\dot{\mathbf{E}}^{sp}_{\omega\mathbf{k}}(z_0) - \frac{(kV)^2}{2}\ddot{\mathbf{E}}^{sp}_{\omega\mathbf{k}}(z_0)\right)\exp(-i\omega t). \tag{5}$$

Решение уравнения Пуассона с учетом (4) при соответствующих граничных условиях приведено, например, в [7], а вычисление возникающих корреляторов фурье-трансформант дипольного момента и электрического поля в (2), (3) проводится так же, как в работах [1–3]. Возникающие в результате данного расчета дополнительные члены с коэффициентами Vt устраняются предельным переходом при $t \to 0$. Обоснование нашего подхода помимо принятого приближения $Vt \ll z_0$ состоит в том, что такой же предельный переход необходимо применить в случае приближенного решения задачи о параллельном движении частицы (с использованием разложений поляризации и электрического поля) для того, чтобы получить результаты, совпадающие с точным решением этой задачи [1–3]. В итоге для силы взаимодействия частицы с поверхностью получим (T_1 — температура частицы, T_2 — температура поверхности)

$$F_z = -\frac{3\hbar}{4\pi z_0^4}\int\limits_0^\infty\left(\alpha''(\omega)\Delta'(\omega)\coth\left(\frac{\omega\hbar}{k_BT_1}\right)+\alpha'(\omega)\Delta''(\omega)\coth\left(\frac{\omega\hbar}{k_BT_2}\right)\right)d\omega$$

$$+\frac{3\hbar V}{2\pi z_0^5}\int\limits_0^\infty\left(\alpha''(\omega)\frac{d\Delta''(\omega)}{d\omega}\coth\left(\frac{\omega\hbar}{k_BT_1}\right)+\Delta''(\omega)\frac{d\alpha''(\omega)}{d\omega}\coth\left(\frac{\omega\hbar}{k_BT_2}\right)\right)d\omega$$

$$-\frac{15\hbar V^2}{8\pi z_0^6}\int\limits_0^\infty\left(\alpha''(\omega)\frac{d^2\Delta'(\omega)}{d\omega^2}\coth\left(\frac{\omega\hbar}{k_BT_1}\right)+\Delta''(\omega)\frac{d\alpha'(\omega)}{d\omega}\coth\left(\frac{\omega\hbar}{k_BT_2}\right)\right)d\omega, \tag{6}$$

где $\Delta(\omega)=\frac{\varepsilon(\omega)-1}{\varepsilon(\omega)+1}$ — функция диэлектрического отклика, $\varepsilon(\omega)$ — диэлектрическая проницаемость среды, $\alpha(\omega)$ — динамическая поляризуемость частицы; штрихованные и дважды штрихованные функции обозначают действительные и мнимые компоненты. Первый и третий члены формулы (6) связаны с консервативной силой взаимодействия частицы с поверхностью, учитывающей статическое притяжение ван-дер-Ваальса и первую динамическую поправку, а второй член определяет вязкую диссипативную силу. Следующий член разложения для диссипативной силы будет пропорционален V^3/z_0^7 и потому опущен. Малым параметром разложения является $V/z_0\omega_0$, где ω_0 — характерная частота поглощения электромагнитного спектра.

В случае диэлектрической функции нелокального вида, $\varepsilon(\mathbf{k},\omega)$ формула (6) обобщается точно таким же образом, как это делается для параллельного движения [3,8]. Тогда, например, для диссипативной части силы будем иметь

$$F_z=\frac{\hbar V}{\pi^2}\int q^3\exp(-2qz_0)d^2q\int\limits_0^\infty\left(\alpha''(\omega)\,\frac{d\Delta''(q,\omega)}{d\omega}\coth\left(\frac{\omega\hbar}{k_BT_1}\right)\right.$$

$$\left.+\Delta''(q,\omega)\,\frac{d\alpha''(\omega)}{d\omega}\coth\left(\frac{\omega\hbar}{k_BT_2}\right)\right)d\omega, \tag{7}$$

где q — двумерная проекция волнового вектора $\mathbf{k}$ на плоскость образца (x, y),

$$\Delta(q, \omega) = \frac{\pi - qI}{\pi + qI}, \qquad I = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{dk_z}{(q^2 + k_z^2)\varepsilon(\mathbf{k}, \omega)}. \tag{8}$$

Аналогично вычислению флуктуационной силы, в результате расчета скорости теплового нагрева в соответствии с формулой (3) получим

$$\dot{Q} = -\frac{\hbar}{\pi z_0^3} \int\limits_0^\infty d\omega\, \omega\, \alpha''(\omega) \Delta''(\omega) \left[\frac{1}{\exp(\hbar\omega/k_B T_1) - 1} - \frac{1}{\exp(\hbar\omega/k_B T_2) - 1}\right]$$
$$- \frac{3\hbar V}{4\pi z_0^4} \int\limits_0^\infty d\omega\, \omega\, \alpha''(\omega) \frac{d\Delta'(\omega)}{d\omega} \coth\left(\frac{\omega\hbar}{2k_B T_1}\right)$$
$$- \frac{3\hbar V}{4\pi z_0^4} \int\limits_0^\infty d\omega\, \Delta''(\omega) \frac{d}{d\omega}(\omega\, \alpha'(\omega)) \coth\left(\frac{\omega\hbar}{2k_B T_2}\right)$$
$$- \frac{3\hbar V^2}{4\pi z_0^5} \int\limits_0^\infty d\omega \left\{\coth\left(\frac{\omega\hbar}{2k_B T_1}\right) \omega\, \alpha''(\omega) \frac{d^2\Delta''}{d\omega^2}\right.$$
$$\left. - \coth\left(\frac{\omega\hbar}{2k_B T_2}\right) \Delta''(\omega) \frac{d^2(\omega\alpha''(\omega))}{d\omega^2}\right\}. \tag{9}$$

Сравнивая численные коэфициенты у пропорциональных квадрату скорости слагаемых формул (6) и (9) с аналогичными для параллельного движения [2,3], можно убедиться в том, что они в два раза больше. Принципиально новым в данном случае является наличие линейных по скорости (второго и третьего) членов в (9). Нетрудно видеть, что при равных температурах частицы и поверхности, когда статический вклад в скорость нагрева (первое слагаемое (9)) равен нулю, доминирующий вклад в $\dot{Q}$ будут вносить линейные по скорости слагаемые.

Если функции, определяющие диэлектрические свойства частицы и среды, являются непрерывно дифференцируемыми, то разложение по степеням параметра $V/z_0\omega_0$ можно продолжить, после чего принципиально возможно восстановить наиболее общую форму частотных функционалов для силы взаимодействия и скорости нагрева.

Список литературы

[1] *Dedkov G.V., Kyasov A.A.* // Phys. Lett. 1999. V. A259. P. 38; ФТТ. 2001. Т. 43. В. 1. С. 169.
[2] *Дедков Г.В., Кясов А.А.* // ФТТ. 2002. Т. 44. В. 10. С. 1729.
[3] *Dedkov G.V., Kyasov A.A.* // Phys. Low.-Dim. Structures. 2003. V. 1/2. P. 1.
[4] *Tomassone M.S., Widom A.* // Phys. Rev. 1997. V. B56. P. 4938.
[5] *Liebsch A.* // Phys. Rev. 1996. V. B55. N 19. P. 13 263.
[6] *Persson B.N.J., Volokitin A.I.* // J. Chem. Phys. 1995. V. 103. P. 8679.
[7] *Кясов А.А., Дедков Г.В.* // ФТТ. 2002. Т. 44. В. 9. С. 1700.
[8] *Дедков Г.В., Кясов А.А.* // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. В. 8. С. 68.