

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 одно-родной полубесконечной поляризуемой 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

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

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

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

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

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

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 $\mathbf{E}_{\omega \mathbf{k}}^{in}(z)$ и $\mathbf{E}_{\omega \mathbf{k}}^{sp}(z)$ берем в точке нахождения частицы ($z_0 - Vt$). Далее, вектор $\mathbf{E}_{\omega \mathbf{k}}^{sp}(z)$ выражаем

через электрический потенциал, определяемый из решения уравнения Пуассона $\nabla^2\phi = 4\pi\text{div}\mathbf{P}$, 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:

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

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

$$\mathbf{d}^{in}(t) = \int_0^\infty \alpha(\tau) \mathbf{E}^{sp}(t - \tau) d\tau = (2\pi)^{-3} \iiint d^2k d\omega \alpha(\omega) \times \left(\mathbf{E}_{\omega\mathbf{k}}^{sp}(z_0) - ikV \dot{\mathbf{E}}_{\omega\mathbf{k}}^{sp}(z_0) - \frac{(kV)^2}{2} \ddot{\mathbf{E}}_{\omega\mathbf{k}}^{sp}(z_0) \right) \exp(-i\omega t). \quad (5)$$

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 $t \rightarrow 0$. 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)

$$\begin{aligned}
 F_z = & -\frac{3\hbar}{4\pi z_0^4} \int_0^\infty \left(\alpha''(\omega) \Delta'(\omega) \coth\left(\frac{\omega\hbar}{k_B T_1}\right) + \alpha'(\omega) \Delta''(\omega) \coth\left(\frac{\omega\hbar}{k_B T_2}\right) \right) d\omega \\
 & + \frac{3\hbar V}{2\pi z_0^5} \int_0^\infty \left(\alpha''(\omega) \frac{d\Delta''(\omega)}{d\omega} \coth\left(\frac{\omega\hbar}{k_B T_1}\right) + \Delta''(\omega) \frac{d\alpha''(\omega)}{d\omega} \coth\left(\frac{\omega\hbar}{k_B T_2}\right) \right) d\omega \\
 & - \frac{15\hbar V^2}{8\pi z_0^6} \int_0^\infty \left(\alpha''(\omega) \frac{d^2\Delta'(\omega)}{d\omega^2} \coth\left(\frac{\omega\hbar}{k_B T_1}\right) + \Delta''(\omega) \frac{d\alpha'(\omega)}{d\omega} \coth\left(\frac{\omega\hbar}{k_B T_2}\right) \right) d\omega,
 \end{aligned} \tag{6}$$

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

$$\begin{aligned}
 F_z = & \frac{\hbar V}{\pi^2} \int q^3 \exp(-2qz_0) d^2q \int_0^\infty \left(\alpha''(\omega) \frac{d\Delta''(q, \omega)}{d\omega} \coth\left(\frac{\omega\hbar}{k_B T_1}\right) \right. \\
 & \left. + \Delta''(q, \omega) \frac{d\alpha''(\omega)}{d\omega} \coth\left(\frac{\omega\hbar}{k_B T_2}\right) \right) d\omega,
 \end{aligned} \tag{7}$$

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

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

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

$$\begin{aligned} \dot{Q} = & -\frac{\hbar}{\pi z_0^3} \int_0^\infty d\omega \omega \alpha''(\omega) \Delta''(\omega) \left[\frac{1}{\exp(\hbar\omega/k_B T_1) - 1} - \frac{1}{\exp(\hbar\omega/k_B T_2) - 1} \right] \\ & - \frac{3\hbar V}{4\pi z_0^4} \int_0^\infty d\omega \omega \alpha''(\omega) \frac{d\Delta'(\omega)}{d\omega} \coth\left(\frac{\omega\hbar}{2k_B T_1}\right) \\ & - \frac{3\hbar V}{4\pi z_0^4} \int_0^\infty d\omega \Delta''(\omega) \frac{d}{d\omega}(\omega \alpha'(\omega)) \coth\left(\frac{\omega\hbar}{2k_B T_2}\right) \\ & - \frac{3\hbar V^2}{4\pi z_0^5} \int_0^\infty d\omega \left\{ \coth\left(\frac{\omega\hbar}{2k_B T_1}\right) \omega \alpha''(\omega) \frac{d^2\Delta''}{d\omega^2} \right. \\ & \left. - \coth\left(\frac{\omega\hbar}{2k_B T_2}\right) \Delta''(\omega) \frac{d^2(\omega\alpha''(\omega))}{d\omega^2} \right\}. \quad (9) \end{aligned}$$

Сравнивая численные коэффициенты 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.