

01;02;11

Флуктуационно-электромагнитное взаимодействие движущихся нейтральных атомов с плоской поверхностью: учет эффектов пространственной дисперсии

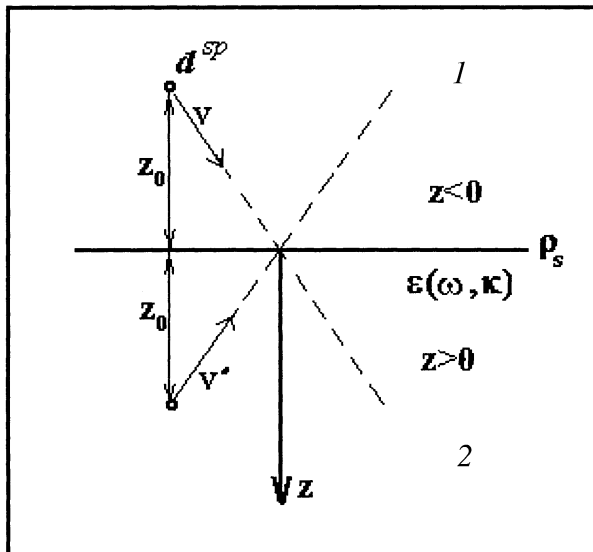
© Г.В. Дедков, А.А. Кясов

Кабардино-Балкарский государственный университет, Нальчик

Поступило в Редакцию 20 сентября 2000 г.

Используя модель зеркального отражения и ранее развитый формализм флуктуационно-диссипативного взаимодействия, получены общие формулы для флуктуационных электромагнитных сил, действующих на нейтральный атом, движущийся с нерелятивистской скоростью параллельно плоской поверхности. Формулы учитывают эффекты пространственной дисперсии, а в их отсутствие совпадают с формулами локального приближения. Рассматривается применение полученных результатов к расчету резонансных сил торможения атомов на поверхностных плазмонах.

В отсутствие эффектов пространственной дисперсии наиболее общие формулы для консервативных и диссипативных сил, действующих на нейтральные нерелятивистские частицы, движущиеся параллельно плоской и цилиндрической поверхности, были получены в [1–4]. При наличии нелокальной связи между индукцией и напряженностью электрического поля пространственная неоднородность данной задачи (по z -координате, перпендикулярной поверхности) вызывает трансформацию уравнений Максвелла и уравнения для запаздывающей гриновской функции фотона в среде в сложную систему интегродифференциальных уравнений. Между тем если частица движется на расстоянии z_0 от поверхности, то учет пространственной дисперсии становится необходимым при условии $z_0 \leq l$, где l — длина волны поверхностного плазмона. В практическом плане решение данной задачи имеет большое значение при интерпретации экспериментов, связанных с динамической модой атомно-силового микроскопа и с затуханием движения адсорбированных пленок [5].



Частица, имеющая флуктуационный дипольный момент d^{sp} , отражающаяся от поверхности при $t = 0$, и ее зеркальное отражение; ρ_s — фиктивная плотность заряда на поверхности, вводящаяся в модели зеркального отражения для вычисления индуцированного потенциала в вакууме. 1 — вакуум; 2 — металл.

В этой связи представляет интерес применение так называемой "модели зеркального отражения" (МЗО) [6,7], в рамках которой удалось получить аналитические формулы для сил взаимодействия с поверхностью в случае движения заряженных частиц и дипольных молекул [8–10], причем в отсутствие пространственной дисперсии эти формулы совпадают с аналогичными результатами, полученными другим путем в работах других авторов и в наших статьях [1–4].

МЗО для частицы с зарядом Ze иллюстрирует рисунок. Основная идея заключается в том, что наряду с исходной частицей, движущейся из вакуума к поверхности, рассматривается ее зеркальное отражение и вводится фиктивная плотность заряда вида $\rho_s(x, y, t)\delta(z)$, необходимая для удовлетворения граничных условий непрерывности потенциала и нормальной компоненты электрической индукции на поверхности $z = 0$, ограничивающей среду.

В случае параллельно движущегося нейтрального нерелятивистского атома в S -состоянии, рассматривая его как точечный флуктуирующий диполь и предполагая выполненными необходимыми для этого условия [3,4], уравнения МЗО для фурье-компонент потенциала можно записать в виде (ср. с уравнениями (3), (4) в [9] для заряженной частицы)

$$\begin{aligned}\Phi(\omega, \mathbf{k}) &= \frac{4\pi}{k^2} \rho^s(\omega, \mathbf{q}) - \frac{8\pi i \mathbf{k} \mathbf{d}^{sp}(\omega - \mathbf{q}\mathbf{v})}{k^2}, \quad z < 0; \\ \Phi(\omega, \mathbf{k}) &= -\frac{4\pi}{k^2} \frac{\rho^s(\omega, \mathbf{q})}{\varepsilon(\omega, \mathbf{k})}, \quad z > 0,\end{aligned}\quad (1)$$

где $\mathbf{k} = (\mathbf{q}, k_z)$, \mathbf{q} — двумерный волновой вектор в плоскости $z = 0$, \mathbf{d}^{sp} — вектор флуктуирующего дипольного момента атома, $\varepsilon(\omega, \mathbf{k})$ — диэлектрическая функция среды. Совершая обратное преобразование Фурье в уравнениях (1) от k_z к z , можно показать, что производная потенциала при $z = 0$, получаемая из верхнего уравнения (1), записывается в виде

$$\left. \frac{d\Phi(\omega, \mathbf{k}, z)}{dz} \right|_{z=0} = -2\pi \rho^s(\omega, \mathbf{q}) + 4 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dk_z k_z^2 d_z^{sp}(\omega - \mathbf{q}\mathbf{v})}{k_z^2 + q^2}. \quad (2)$$

Очевидная расходимость стоящего в (2) интеграла является недостатком МЗО, не позволяющим непротиворечивым образом рассмотреть вклад во взаимодействие с поверхностью для перпендикулярных к ней составляющих спонтанного дипольного момента. При этом заметим, что в случае полярной молекулы с постоянной z -проекцией дипольного момента авторы [9] сумели преодолеть этот недостаток МЗО, воспользовавшись результатами вычисления потенциала взаимодействия для точечного заряда (в этом случае МЗО является точной), представив диполь в виде суперпозиции двух зарядов. В случае флуктуирующего дипольного момента, однако, этот прием неэффективен.

Для других компонент дипольного момента, параллельных границе раздела, проблем не возникает, поэтому, полагая $d_z^{sp} = 0$ и используя условия непрерывности потенциала и z -проекции электрической индукции при $z = 0$, из уравнений (1) немедленно получим

$$\rho^s(\omega, \mathbf{q}) = \frac{2\pi i}{\pi + qI_0} \mathbf{q} \mathbf{d}^{sp}(\omega - \mathbf{q}\mathbf{v}), \quad (3)$$

где I_0 определяется интегралом

$$I_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dk_z}{(k_z^2 + q^2)\varepsilon(\omega, \mathbf{k})}. \quad (4)$$

Подставляя (3) в (1) и вычитая из получаемого выражения фурье-компоненту потенциала собственного поля флуктуирующего диполя, будем иметь

$$\Phi^{in}(\omega, \mathbf{k}) = \frac{4\pi i}{k^2} \Delta_s(\omega, \mathbf{q}) \mathbf{q} \mathbf{d}^{sp}(\omega - \mathbf{q}\mathbf{v}), \quad (5)$$

где $\Delta_s(\omega, \mathbf{q}) = \frac{\pi - qI_0}{\pi + qI_0}$. Для локальных диэлектрических функций, очевидно, $\Delta_s(\omega, \mathbf{q}) = \Delta(\omega) = \frac{\varepsilon(\omega) - 1}{\varepsilon(\omega) + 1}$, в согласии с результатами [1–4]. Используя (5), можно получить выражение для индуцированного потенциала флуктуирующего диполя:

$$\Phi^{in}(x, y, z, t) = \frac{i}{(2\pi)^2} \iiint d^2\mathbf{q} d\omega \frac{\Delta_s(\omega, \mathbf{q})}{q} \exp(-2q|z|) \mathbf{q} \mathbf{d}^{sp}(\omega - \mathbf{q}\mathbf{v}). \quad (6)$$

По своей структуре формулы (5), (6) отличаются от аналогичных в [3,4] только заменой $\Delta(\omega)$ на $\Delta_s(\omega, \mathbf{q})$, поэтому все дальнейшие вычисления консервативного потенциала притяжения атома к поверхности и диссипативной силы торможения полностью идентичны тем, что были сделаны без учета пространственной дисперсии (см., например, вывод формул (6), (13), (21) в [4]), однако конечные формулы по сравнению с [4] содержат дополнительный множитель 1/2 вследствие отсутствия у частицы z -проекции дипольного момента. В итоге, например, общая формула для латеральной флуктуационной силы запишется в виде (двойные штрихи обозначают мнимые компоненты соответствующих функций)

$$\begin{aligned} F(z_0, V) = & \frac{\hbar}{\pi^2 V} \int d\omega \iint dk_x, dk_y k \exp(-2kz_0) \operatorname{cth} \left(\frac{\omega \hbar}{2k_B T} \right) \\ & \times \left\{ (\omega + k_x V) \left[\Delta_s''(\omega, \mathbf{q}) \alpha''(\omega + k_x V) - \Delta_s''(\omega + k_x V, \mathbf{q}) \alpha''(\omega) \right] \right. \\ & \left. + (\omega - k_x V) \left[\Delta_s''(\omega, \mathbf{q}) \alpha''(\omega - k_x V) - \Delta_s''(\omega - k_x V, \mathbf{q}) \alpha''(\omega) \right] \right\}. \quad (7) \end{aligned}$$

Таким образом, мы имеем определенные основания считать, что формула (7) адекватно учитывает эффекты пространственной дисперсии, если берется с коэффициентом "2".

Для оценки роли нелокальности в торможение атомных частиц на плазмонах в случае простых металлов воспользуемся аппроксимацией $\Delta_s''(\omega, \mathbf{q})$ вида [11]

$$\Delta_s''(\omega, \mathbf{q}) = \frac{\pi\omega_s^2}{2\omega_s(q)} \delta(\omega - \omega_s(q)), \quad (8)$$

где $\omega_s^2(q) = \omega_s^2 + \alpha q + \beta q^2 + 0.25q^4$ — дисперсионное уравнение поверхностных плазмонов, параметры ω_s , α и β табулированы в зависимости от параметра плотности модели "желе" в [11]. Для алюминия, например, $\omega_s = 11.8$ eV, $\alpha = -0.6$ at.u. и $\beta = 2.066$ at.u. соответственно.

Для поляризуемости атома в аналогичном (резонансном) приближении запишем

$$\alpha''(\omega) = \sum_n \frac{\pi e^2 f_{0n}}{2m\omega_{0n}} \delta(\omega - \omega_{0n}), \quad (9)$$

где f_{0n} и ω_{0n} — сила осциллятора и частота перехода $0 \rightarrow n$. Подставляя (8), (9) в (7), получим

$$F = \frac{\hbar e^2 \omega_s^2}{mv} \sum_n f_{0n} \int_0^\infty \frac{q^2 dq}{\omega_s(q)} \exp(-2qz_0) \times \frac{\omega_n - \omega_s(q)}{\sqrt{q^2 v^2 - (\omega_n - \omega_s(q))^2}} \theta \left(1 - \left| \frac{\omega_n - \omega_s(q)}{qv} \right| \right), \quad (10)$$

где $\theta(x)$ — функция Хевисайда. В локальном приближении, полагая $\omega_s(q) = \omega_s$, из (10) приходим к ранее полученной формуле (K_0 и K_2 — функции Бесселя) [3,4]:

$$F = -\frac{\hbar e^2 \omega_s}{2mv^4} \sum_n f_{0n} (\omega_s - \omega_n)^3 \times \left(K_0(2(|\omega_s - \omega_n|z_0/v)) + K_2(2(|\omega_s - \omega_n|z_0/v)) \right). \quad (11)$$

При $\omega_n > \omega_s$ из (11) вытекает возможность появления положительной (ускоряющей) латеральной силы, когда атом получает энергию от поля поверхностных плазмонов. Этот вопрос, однако, требует

дополнительного анализа ввиду необходимости более детального учета распределения сил осцилляторов и дисперсии.

С другой стороны, при $v \ll v_F$ (v_F — скорость Ферми), как нетрудно показать, область интегрирования по q в (11) (при фиксированном n) сужается до узкого интервала шириной $2\omega_n v / (\alpha + 2\beta k_0 + k_0^3)$, где k_0 — корень уравнения $\omega_n = \omega_s(k_0)$, поэтому сила F перестает зависеть от скорости (оставаясь тормозящей). Этот результат, впрочем, также не следует переоценивать, поскольку формулы (8), (9) справедливы лишь в отсутствие перекрытия резонансных пиков α'' и Δ_s'' , а поскольку интегрирование по волновым векторам в (11) охватывает именно эту область, то, возможно, корректные результаты можно получить лишь с использованием более общей формулы (7).

Список литературы

- [1] Дедков Г.В., Кясов А.А. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. В. 12. С. 11.
- [2] Dedkov G.V., Kyasov A.A. // Phys. Lett. 1999. V. A259. P. 38.
- [3] Kyasov A.A., Dedkov G.V. // Surface Sci. 2000. V. 463. N 1. P. 11.
- [4] Дедков Г.В., Кясов А.А. // ФГТ. 2000 (в печати).
- [5] Дедков Г.В. // УФН. 2000. Т. 170. В. 6. С. 585.
- [6] Ritchie R.H., Marusak A.L. // Surface Sci. 1966. V. 4. P. 234.
- [7] Wagner D. // Z. Naturf. 1966. V. 21a. P. 634.
- [8] Heinrichs J. // Phys. Rev. 1973. V. B8. P. 1346.
- [9] Nunez R., Echenique P.M., Ritchie R.H. // J. Phys. C: Solid St. Phys. 1980. V. 13. P. 4229.
- [10] Annett J.F., Echenique P.M. // Phys. Rev. 1987. V. B36. N 17. P. 8986.
- [11] Annett J.F., Echenique P.M. // Phys. Rev. 1986. V. B34. N 10. P. 6583.