

Ван-дер-ваальсова сила трения АСМ-зонда, движущегося вблизи гладкой диэлектрической поверхности

А. А. Канаметов, А. М. Кармоков, Х. Х. Лосанов, Ж. Ж. Жабоев

В настоящей статье в аддитивном приближении получено выражение для ван-дер-ваальсовой силы трения нейтрального зонда АСМ при его движении вблизи гладкой плоской поверхности с диэлектрическими свойствами. В качестве исходного использовалось выражение для силы взаимодействия нейтральных частиц, полученное в рамках теории флуктуационно-электромагнитного взаимодействия в незапаздывающем приближении. Геометрия зонда АСМ выбрана в форме «конус со сферическим окончанием». Численные оценки выполнены для частицы и материала поверхности, характеризующиеся зависящей от частоты диэлектрической проницаемостью в модели Дебая. При расчете силы трения учтено влияние тонкой водной пленки, образующейся на поверхности образца в атмосферных условиях. По результатам расчета можно сделать вывод о том, что возможности современной атомно-силовой микроскопии позволяют регистрировать силы бесконтактного трения между движущимся зондом и гладкой поверхностью диэлектрика.

Ключевые слова: флуктуационно-электромагнитное взаимодействие, ван-дер-ваальсова сила трения, нанозонд АСМ, диэлектрическая поверхность, наноструктуры.

Введение

При движении малой нейтральной (немагнитной) поляризуемой частицы вблизи гладкой поверхности твердого тела (толстой однородной пластины) на нее действуют нормальная и тангенциальная составляющие силы флуктуационно-электромагнитного взаимодействия (ФЭВ) [1]. К силам ФЭВ традиционно относятся силы Ван-дер-Ваальса и Казимира-Лифшица. Нормальная составляющая сил Ван-дер-Ваальса в приложениях к практическим расчетам рассматривалась в работе [2], где в приближении аддитивности парного потенциала взаимодействия малых частиц было получено аналитическое выражение для расчета силы притяжения зонда атомно-силового микроскопа к плоской поверхности твердого тела. В нанометровом диапазоне расстояний частицы

от поверхности и при нерелятивистских скоростях ($V \ll c$) тангенциальная сила ФЭВ (ван-дер-ваальсово трение, ВДВТ) описывается незапаздывающим приближением флуктуационной электродинамики.

Теоретические расчеты сил ВДВТ необходимы для корректной интерпретации затухания движения зондов в динамическом режиме зондовой микроскопии и для интерпретации движения частиц в атомных ловушках. До сих пор прямые экспериментальные измерения сил ВДВТ на диэлектрических поверхностях практически отсутствовали, а в случае металлических контактов теоретические предсказания оказывались на 8–10 порядков величины меньше наблюдаемых. В работе [3] были проведены измерения коэффициента трения кремниевого зонда атомно-силового микроскопа (АСМ) с поверхностью Nb в случаях, когда он находился в обычном состоянии (при $T = 300$ К) и в сверхпроводящем. В таких условиях определяющими считались электронный и фононный вклады в силу трения соответственно.

Помимо фундаментального значения обнаружения сил ВДВТ, теоретические расчеты этих сил устанавливают пределы экспериментальной точности, с которой должны измеряться другие типы сил в контакте малых тел с поверхностью и, в частности, при отыскании возможных поправок к ньютоновским силам гравитации.

Целью данной работы является аналитический и численный расчет силы ВДВТ между нано-

Канаметов Анзор Азреталиевич, старший преподаватель, к.ф.-м.н.

Кармоков Ахмед Мацевич, профессор, д.ф.-м.н.

Лосанов Хамидби Хабабович, старший преподаватель.

Жабоев Жамал Жабраилович, старший преподаватель.

Кабардино-Балкарский государственный университет.

Россия, 360004, г. Нальчик, ул. Чернышевского, 173, корп. 10.

Тел.: +7(8662) 42-67-62, +7(903) 490-50-15.

E-mail: kanametov_a@mail.ru

Статья поступила в редакцию 25 октября 2017 г.

зондом АСМ и гладкой диэлектрической поверхностью.

Теоретическая модель

Постановку задачи и используемую систему декартовых координат иллюстрирует рис. 1. Гео-

$$F_x = -\frac{\hbar}{\pi^2} \int_0^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{+\infty} dk_x \int_{-\infty}^{+\infty} dk_y k_y k_x \exp(-2kz) \Delta''(\omega) \alpha''(\omega^+) \left[\coth\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T_2}\right) - \coth\left(\frac{\hbar\omega^+}{2k_B T_1}\right) \right]. \quad (1)$$

В формуле (1) $\omega^+ = \omega + k_x V$, $T_{1,2}$ – температуры частицы и поверхности, $\alpha(\omega)$ – дипольная электрическая поляризуемость частицы, $\Delta(\omega) = \frac{\varepsilon(\omega) - 1}{\varepsilon(\omega) + 1}$, $\varepsilon(\omega)$ – диэлектрическая проницаемость материала пластины, двумя штрихами обозначены мнимые части соответствующих функций, \hbar и k_B – постоянные Планка и Больцмана соответственно.

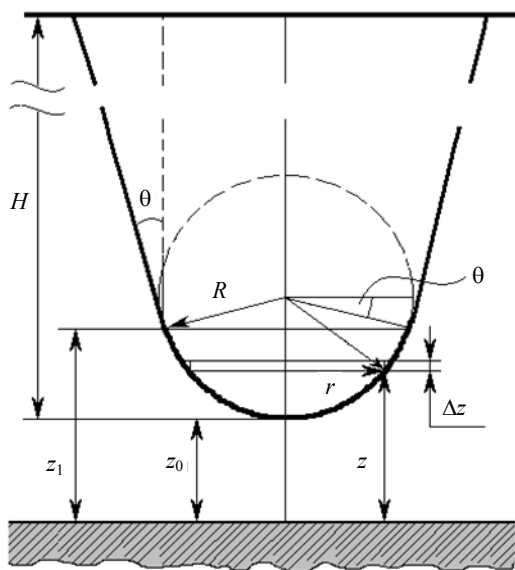


Рис. 1. Конфигурация системы и используемая система координат. Ось H – высота зонда (отсчитывается от основания конической части до апекса); R – радиус закругления сферической оконечности зонда; θ – угол полураствора конической части зонда; z_0 – расстояние апекса зонда до поверхности образца, отсчитываемое на оси симметрии зонда, которая совпадает с вертикальной осью z полярной системы координат.

В линейном приближении по скорости при $T_1 = T_2 = T$ из (1) следует такое выражение:

$$F_x = -\frac{3}{8\pi} \frac{\hbar V}{z^5} \frac{\hbar}{k_B T} \times \int_0^{\infty} d\omega \alpha''(\omega) \Delta''(\omega) \sinh^{-2}(\hbar\omega / 2k_B T). \quad (2)$$

метрия зонда АСМ выбрана в форме усеченного конуса со сферическим окончанием (КС), т. е. в виде наиболее распространенной модели, используемой для серийных зондов АСМ.

Воспользуемся общим выражением для нерелятивистской силы ВДВТ, приведенным в [1]:

При комнатных температурах поверхности при работе АСМ на воздухе обычно покрываются слоем адсорбированной влаги толщиной порядка 1 нм. В этом случае для вычисления интеграла (2) можно воспользоваться диэлектрической функцией воды из работы [4]:

$$\varepsilon(\omega) = a + \frac{b}{1 - i\omega/\omega_0} \quad (3)$$

где $a = 4,35$, $b = 72,24$, $\omega_0 = 1,3 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Соответственно, для $\alpha''(\omega)$ (в случае сферического зонда с радиусом R) и $\Delta''(\omega)$ в формуле (3) получим (обозначив $x = \omega/\omega_0$) следующие выражения:

$$\alpha''(\omega) = R^3 \frac{3bx}{(a+b+2)^2 + (a+2)^2 x^2} \quad (4)$$

$$\Delta''(\omega) = \frac{2bx}{(a+b+1)^2 + (a+1)^2 x^2}. \quad (5)$$

Поскольку при $T = 300 \text{ К}$ выполняется условие $\hbar\omega_0/k_B T \ll 1$, в интеграле (2) достаточно использовать приближение $\sinh^{-2}(x/2) \approx 4/x^2$. После этого в результате вычисления интеграла с учетом (4) и (5) получим выражения:

$$F_x = -\frac{k_B T}{\omega_0} \left(\frac{R}{z}\right)^3 \frac{V}{z^2} f(a,b) \quad (6)$$

$$f(a,b) = \frac{36\pi b^2}{(a+b+1)(a+b+2)(2a^2 + 6a + 2ab + 3b + 4)}. \quad (7)$$

Для выражения (7) при указанных выше значениях параметров a , b имеем $f(a,b) = 0,108$. Соответственно, при $T = 300 \text{ К}$, $R = 5 \text{ нм}$, $z = 10 \text{ нм}$, и $V = 1 \text{ м/с}$ для силы F_x получим величину $4 \times 10^{-8} \text{ нН}$. Однако, как следует из (6), сила ВДВТ может значительно возрасти при уменьшении параметра ω_0 . Кроме того, на ее величину влияет величина параметров диэлектрической функции (см. рис. 2 для $f(a,b)$). Заметим, что зависимость (3) соответствует

механизму дебаевской релаксации и может применяться для описания диэлектрических характеристик многих диэлектрических материалов.

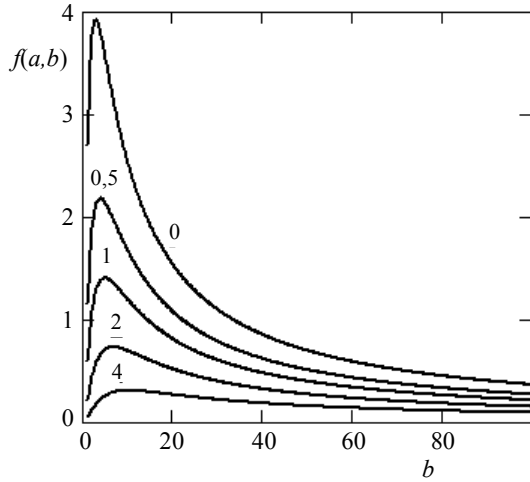


Рис. 2. Безразмерная функция $f(a,b)$, зависящая от диэлектрических свойств взаимодействующих материалов. На кривых указаны значения безразмерного параметра a .

Как следует из рис. 2, функция $f(a,b)$ изменяется в достаточно широких пределах и характеризуется максимумом при значениях параметра b в интервале 5–10.

Для зонда АСМ в форме конуса со сферическим окончанием (см. рис. 1) силу трения можно вычислить на основе формулы (6), делая замену $R^3 \rightarrow (3/4\pi)dV$ и интегрируя по объему зонда (т. е. в аддитивном приближении). Для зонда на рис. 1 имеем $dV = \pi r^2 dz$, а $r(z)$ определяется из уравнения сферы с центром в точке $z_0 + R$: $(z - (z_0 + R))^2 + r^2 = R^2$ при $z \leq z_0 + R(1 - \sin \Theta)$, или из уравнения конуса $r(z) = R \cos \theta + (z - (z_0 + R(1 - \sin \theta))) \tan \theta$ при $z_0 + R(1 - \sin \theta) \leq z \leq z_0 + H$. Выполняя соответствующее интегрирование, получим (с заменой $z_0 \rightarrow z$ в конечной формуле, т. е. z далее соответствует расстоянию нижней оконечности зонда от поверхности):

$$F_{xc} = -\frac{3 k_B T V}{4 \omega_0} f(a,b) J(z,R,H,\theta); \quad (8)$$

$$J(z,R,H,\theta) = -\frac{1}{12z^2} + \frac{R}{6z^3} - \frac{2(z+R)}{(z+h_1)^3} + \frac{1}{2(z+h_1)^2} + \frac{z^2 + 2zR}{4(z+h_1)^4} + \frac{1}{2(z+h_1)^2} - \frac{1}{2(z+H)^2} + \frac{(R \cos \theta - (z+h_1) \tan \theta)^2}{4} \left(\frac{1}{(z+h_1)^4} - \frac{1}{(z+H)^4} \right) + \frac{(R \cos \theta - (z+h_1) \tan \theta)}{3} \times \left(\frac{1}{(z+h_1)^3} - \frac{1}{(z+H)^3} \right) \quad (9)$$

где $h_1 = R(1 - \sin \theta)$. Зависимость (8) от расстояния z и радиуса зонда (при тех же остальных условиях и с учетом выражения (9)) показана на рис. 3. Зависимость от угла раствора конуса и от высоты

зонда для типичных зондов незначительна ($H/R \sim 5 \times 10^3 - 10^4$, $\theta = 10 - 15^\circ$ для зондов компании НТ-МДТ, например). Значения радиуса кривизны зонда в нм показаны на кривых.

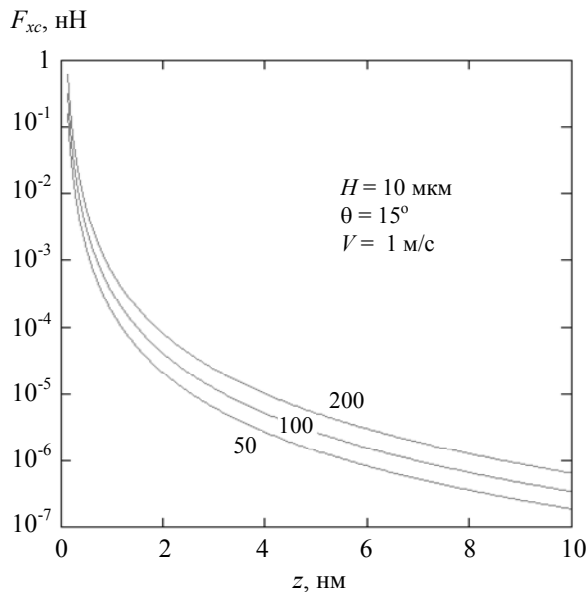


Рис. 3. Зависимость силы трения от расстояния и радиуса зонда (в модели конуса со сферическим окончанием). Значения радиуса кривизны зонда приведены на кривых.

Результаты расчета

Далее для сравнения приведены расчеты сил ВДВТ зонда АСМ с плоской поверхностью в другой широко используемой модели геометрии зонда, а именно, в форме параболоида вращения (ПВ). Как и прежде, используя выражение (6), а также делая замену $R^3 \rightarrow (3/4\pi)dV$ и интегрируя в аддитивном приближении по объему зонда с учетом уравнения параболоида вращения $z - z_0 = r^2$ получим:

$$F_{xp} = -\frac{3}{4} \frac{k_B T V}{\omega_0} f(a, b) J(z) \quad (10)$$

$$J(z) = -\frac{1}{12z^3}. \quad (11)$$

Зависимость (10) от расстояния z (при тех же остальных условиях и с учетом выражения (11)) показана на рис. 4.

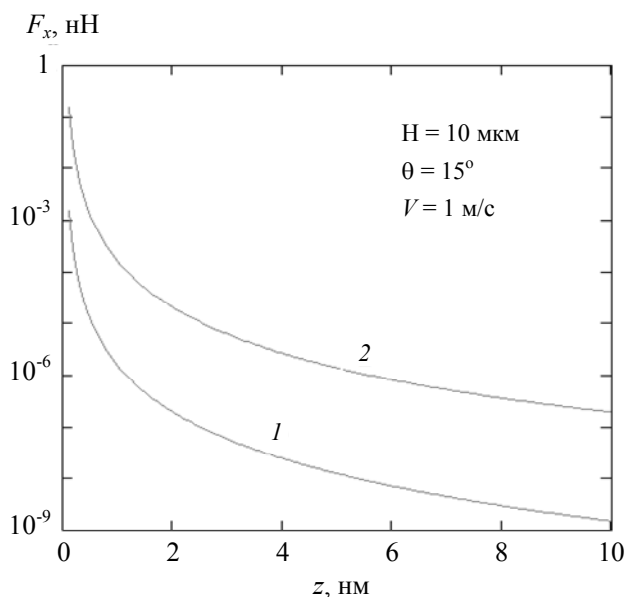


Рис. 4. Зависимость силы трения от расстояния для зондов различной формы. 1 – в модели параболоида вращения (ПВ), 2 – в модели конуса со сферическим окончанием. В качестве величины радиуса кривизны зонда в модели КС взято значение 200 нм.

Как следует из рис. 4, значения, полученные для модели ПВ примерно на три порядка ниже значений, полученных для модели КС. В главной степени это связано с видом степенной зависимости в выражении (11). Несмотря на неоспоримую простоту модели ПВ, она не позволяет провести корректный контроль геометрии серийных зондов с такой точностью, как это возможно для более

близкой к реальной геометрии зонда, а именно, модели в форме КС.

Точность измерений ван-дер-ваальсовых сил притяжения в контактах Pt-графит, Pt-Au, выполненных нами [2], а также результаты измерений сил притяжения в работах зарубежных авторов, позволяют сделать вывод о том, что современная техника АСМ дает возможность регистрировать и силы ВДВТ, хотя величина их на несколько порядков меньше. Однако, несмотря на это, до сих пор единственным экспериментальным свидетельством наличия сил трения на диэлектрических материалах (полимерных), по нашим данным, является работа [5].

Следует отметить, что хотя поверхности образцов, применявшихся в указанных экспериментах, имели шероховатость на уровне нескольких нм, это не приводило к принципиальным различиям экспериментальных и теоретически вычисленных значений нормальных сил Ван-дер-Ваальса. В связи с этим мы полагаем, что точность моделей сил ВДВТ, применяемых нами в данной работе, является достаточной для сравнения с экспериментом. Учет шероховатости требует специального рассмотрения и будет выполнен в дальнейшем.

Заключение

Приведенные результаты показывают, что силы ВДВТ вполне могут быть измерены при имеющейся в настоящее время технике измерений при соответствующем выборе материала диэлектрической поверхности. При этом, как показано в данной работе, выбор модели зонда АСМ играет значительную роль, так как приводит к изменению вычисленных значений на несколько порядков для одних и тех же расстояний между взаимодействующими телами. Кроме этого, для практических приложений аналитических моделей сил ван-дер-ваальсова взаимодействия между серийными зондами АСМ и плоской поверхностью твердого тела ключевое значение имеет корректный учет геометрии аперкса зонда, что трудно осуществимо при использовании модели ПВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дедков Г. В., Кясов А. А. // Наноструктуры. Математическая физика и моделирование. 2009. № 2. С. 5.
2. Дедков Г. В., Канаметов А. А., Дедкова Е. В. // Журнал технической физики. 2009. Т. 79. Вып. 12. С. 79.
3. Kisiel M., Gnecco E., Gysin U., Marot L., Rast S., Meyer E. // Nat. Mater. Lett. 2011. No. 10. P. 2936.
4. Sernelius B. E. Surface Modes in Physics. – Berlin: Wiley-VCH Verlag, 2011.
5. Kuehn S., Loring R. F., Marohn J. // Phys. Rev. Lett. 2006. No. 96. P. 156103.

Frictional Van der Waals force on a neutral AFM probe moving near a flat dielectric surface

A. A. Kanametov, A. M. Karmokov, Kh. Kh. Losanov, and Zh. Zh. Zhaboev

H. M. Berbekov Kabardino-Balkarian State University
173 Chernyshevsky str., Nalchik, 36004, Russia
E-mail: kanametov_a@mail.ru

Received October 25, 2017

In this article we present an expression for the frictional Van der Waals force, obtained within an additivity approximation, on a neutral AFM probe moving near a flat dielectric surface. As a basic point, we used an expression for the force interaction between two small neutral particles, obtained within a theory of nonretarded fluctuating electromagnetic interaction. The geometry of probe is appropriated as a sectioned cone with spherical apex. The numerical calculations were carried out using the Debye dielectric function for the particle and sample materials depending on the frequency. We take into consideration the thin film of water, which is condensed on sample surface on air. As a result, after analyzing numerical calculation data, we can conclude that the frictional forces can be measured in atomic force microscopy experiments on dielectric materials.

Keywords: fluctuating electromagnetic interaction, frictional Van der Waals force, AFM probe, dielectric surface, nanostructures.

REFERENCES

1. G. V. Dedkov and A. A. Kyasov, Nanostruktury. Matematicheskaya fizika i modelirovanie, No. 2, 5 (2009).
2. G. V. Dedkov, A. A. Kanametov, and E. G. Dedkova, Tech. Phys. **12**, 1801 (2009).
3. M. Kisiel, E. Gnecco, U. Gysin, L. Marot, S. Rast, and E. Meyer, Nat. Mater. Lett., No. 10, 2936 (2011).
4. B. E. Sernelius, *Surface Modes in Physics* (Wiley-VCH Verlag, Berlin, 2011).
5. S. Kuehn, R. F. Loring, and J. Marohn, Phys. Rev. Lett., No. 96, 156103 (2006).