

ЭЛЕКТРОННЫЙ ВКЛАД В СИЛУ ТРЕНИЯ СКОЛЬЖЕНИЯ В НОРМАЛЬНОМ И СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ СОСТОЯНИЯХ

В.Л.Попов¹⁾

Институт физики прочности и материаловедения Сибирского отделения РАН
634021 Томск, Россия

Поступила в редакцию 3 марта 1999 г.

Вычислен электронный вклад в силу трения между атомноплоской металлической поверхностью и адсорбированным на ней диэлектрическим слоем. Сила трения скачком уменьшается при переходе металла в сверхпроводящее состояние.

PACS: 62.40.+i, 74.25.Ld

Новые экспериментальные и вычислительные возможности привели в последние годы к быстрому в понимании фундаментальных процессов трения [1, 2]. Было, в частности, экспериментально [3, 4] и теоретически [5–8] показано, что в "атомно плотном" контакте между двумя кристаллическими телами сила трения покоя отсутствует при условии, что периоды кристаллических решеток контактирующих тел несоизмеримы. Дополнительное условие состоит в отсутствии "упругих неустойчивостей" в контакте двух тел, то есть в том, чтобы каждому набору граничных условий на бесконечности соответствовало единственное равновесное состояние системы. При достаточно слабом взаимодействии поверхностей условие моностабильности контакта всегда соблюдается и сила трения покоя исчезает. Эта ситуация характерна, например, для твердых слоев инертных газов, адсорбированных на золоте и серебре [4]. Отсутствие силы трения покоя было, однако, экспериментально подтверждено также в контакте вольфрам – кремний [3]. Последний пример, представляющий класс трибологических контактов "металл – ковалентный кристалл" показывает, что нулевое трение покоя между кристаллическими материалами с несоизмеримыми решетками может иметь место также и в системах, могущих иметь практическое значение.

Ниже предполагается, что мы имеем дело с контактом с нулевым трением покоя. Это, однако, не означает, что сила трения вовсе отсутствует. Взаимодействие поверхностных атомов приводит, вообще говоря, к генерации фононов и возбуждению электронной подсистемы, что проявляется в наличии силы "вязкого" трения, пропорциональной относительной скорости движения тел. Несмотря на интенсивные теоретические исследования фононного [9,10] и электронного [11,12] вкладов в описанную силу вязкого трения, их величина и соотношение до сих пор остаются предметом дискуссий. По-видимому, наиболее прямым способом выделения электронного вклада могло бы служить измерение силы трения в области сверхпроводящего перехода. Измерение силы трения между слоем свинца и адсорбированным на нем твердым слоем N_2 показали наличие скачка силы трения в точке сверхпроводящего перехода [13], не укладывающегося в современные теоретические модели. Действительно, доля электронов, образующих сверхпроводящий конденсат, плавно

¹⁾ Нынешний адрес: University of Paderborn, Department of Theoretical Physics, D-33098 Paderborn, Germany.

возрастает от нуля при температуре ниже T_c . Оставшиеся нормальные электроны должны по-прежнему возбуждаться адсорбированным слоем. Можно было бы поэтому ожидать плавного уменьшения напряжения трения ниже T_c . В настоящей работе показано, что предложенная ранее автором модель [14], описывающая электронный вклад в силу трения, дает простое объяснение этому эффекту.

Рассмотрим металлический образец в виде параллелепипеда толщиной d , на одну из поверхностей которого адсорбирован кристаллический монослой диэлектрика. Поверхность трения примем за плоскость (x, z) , причем ось x совпадает с направлением относительного движения металлического образца и адсорбированного слоя. Спектр электронного газа не удовлетворяет условию сверхтекучести Ландау; электроны будут поэтому возбуждаться движущимся монослоем и "увлекаться" им. При условии, что длина l_N свободного пробега электронов по отношению к нормальным процессам рассеяния (с сохранением квазиимпульса) много меньше длины l_U свободного пробега по отношению к процессам, нарушающим закон сохранения квазиимпульса (процессы переброса и рассеяния на неоднородностях решетки), можно записать гидродинамическое уравнение электронного газа в кристалле, которое для стационарного течения в описанной выше геометрии имеет вид

$$\eta \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} - \frac{\rho V}{\tau_U} = 0. \quad (1)$$

Здесь $V = V(y)$ есть x -компонента гидродинамической скорости электронного газа, η – вязкость электронного газа, ρ – его массовая плотность и τ_U – характерное время свободного пробега по отношению к процессам, нарушающим закон сохранения квазиимпульса. Из коэффициентов уравнения (1) может быть образована характерная длина

$$l = (\eta \tau_U / \rho)^{1/2}. \quad (2)$$

Отметим, что условием применимости уравнения (1) является малость длины свободного пробега l_N по отношению к размерам тела. Поскольку мы предполагаем, что $l_U \gg l_N$, то и $l \approx (l_U l_N)^{1/2} \gg l_N$ (см. [14]). Таким образом, уравнение (1) применимо также и на расстояниях, меньших характерной длины l .

Уравнение (1) не учитывает важного обстоятельства. Описанное "увлечение" электронного газа и связанный с ним поверхностный ток неизбежно приведут к возникновению электрического поля и встречному "объемному" току. В присутствии электрического поля уравнение (1) должно быть изменено следующим образом:

$$\eta \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} - \frac{\rho V}{\tau_U} + enE = 0, \quad (3)$$

где e – элементарный заряд, n – концентрация электронов и E – напряженность электрического поля. Последняя сама определяется условием равенства нулю полного тока в образце.

Рассмотрим отдельно предельные случаи толстого металлического слоя ($d \gg l$) и тонкого слоя ($d \ll l$).

I. $d \gg l$. Решение уравнения (3), ограниченное в глубине образца (при $y \rightarrow \infty$) и удовлетворяющее условию равенства нулю полного тока в образце

$$\int_0^d V(y) dy = 0 \quad (4)$$

имеет вид

$$V(y) = -V_0 \frac{l/d}{1-l/d} + V_0 \frac{1}{1-l/d} \exp(-y/l), \quad (5)$$

где V_0 – скорость адсорбированного слоя.

Учитывая, что единственный рассматриваемый нами механизм трения состоит в передаче импульса кристаллическому телу через электронный газ, можно определить напряжение трения как вязкое напряжение в электронном газе при $y = 0$:

$$|\sigma_n| = \eta \left| \frac{\partial V}{\partial y} \right|_{y=0} = \eta \frac{V}{l} (1-l/d)^{-1}. \quad (6)$$

Мы видим, что поправка, связанная с обратным током, имеет порядок величины l/d и может не учитываться для массивных образцов (при $d \gg l$).

II. $d \ll l$. Влияние обратного поля оказывается существенным для тонких слоев. Именно этот случай соответствует условиям эксперимента [13], в котором использовались свинцовые электроды толщиной 1500 \AA , нанесенные на кристалл кварца.

а) *Металл в нормальном состоянии.* Решение уравнения (3) с граничными условиями $V(0) = V_0$, $V(d) = 0$, удовлетворяющее условию (4), имеет вид

$$V(y) = V_0(1 - 4y/d + 3(y/d)^2). \quad (7)$$

Для напряжения трения получаем

$$|\sigma_n| = \eta \left| \frac{\partial V}{\partial y} \right|_{y=0} = \eta \frac{4V_0}{d}. \quad (8)$$

б) *Металл в сверхпроводящем состоянии.* В этом случае обратный ток обеспечивается течением сверхпроводящих электронов при $E \equiv 0$. Соответственно течение электронного газа в образце определяется уравнением (1) с теми же граничными условиями, что и выше. Его решение имеет вид

$$V(y) = V_0(1 - y/d). \quad (9)$$

Для напряжения трения имеем

$$|\sigma_s| = \eta \left| \frac{\partial V}{\partial y} \right|_{y=0} = \eta \frac{V_0}{d}. \quad (10)$$

Сравнение уравнений (8) и (10) показывает, что в точке сверхпроводящего перехода напряжение трения, обусловленное электронами проводимости, изменяется скачком, причем в тонких образцах ($d \ll l$) напряжение трения при переходе металла в сверхпроводящую фазу уменьшается в 4 раза.

В общем случае металлического слоя произвольной толщины решение уравнения (3) с дополнительным условием (4) для металла в нормальном состоянии и уравнения (1) для металла в сверхпроводящем состоянии приводит к следующим выражениям для напряжения трения в сверхпроводящем,

$$|\sigma_s| = \frac{\eta V_0}{l} \frac{e^{d/l} + e^{-d/l}}{e^{d/l} - e^{-d/l}}, \quad (11)$$

и нормальном,

$$|\sigma_n| = \frac{\eta V_0}{l} \frac{(1+d/l)e^{-d/l} - (1-d/l)e^{d/l}}{4 - 2(e^{d/l} + e^{-d/l}) + (d/l)(e^{d/l} - e^{-d/l})}, \quad (12)$$

состояниях. Экспериментально наблюдаемое отношение $\sigma_n/\sigma_s \approx 2$ [13] достигается при $d/l \approx 2.3$. Таким образом, для характерной длины возмущения электронного газа в свинце получаем оценку $l \approx 650 \text{ \AA}$. Учет фононного вклада в силу трения не изменяет этого результата, поскольку, согласно результатам работы [14], фононный вклад в силу трения при температуре сверхпроводящего перехода свинца (7.2 К) намного меньше электронного.

Таким образом, мы показали, что физическая причина скачка силы трения при сверхпроводящем переходе состоит в том, что диссипация энергии обусловлена как поверхностным током, возникающим в результате "увлечения" электронов на поверхности трения, так и обратным током, возникающим для поддержания электронной нейтральности образца. В сверхпроводящем состоянии второй из этих вкладов "выключается" в точке перехода, поскольку обратный ток переносится бездиссипативно сверхпроводящими электронами.

Автор благодарен фонду Александра Гумбольдта за финансовую поддержку.

-
1. J.Krim, *Sci. Am.* **275**, №4, 74 (1996).
 2. *Physics of Sliding Friction*, Eds. B.N.J.Persson and E.Tossatti, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1996 (*Proc. of the NATO Adriatico Research Conf. on the Physics of Sliding Friction in June 1995*).
 3. M.Hirano, K.Shinjo, R.Kaneko, and Yo.Murata, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1448 (1997).
 4. M.O.Robbins and J.Krim, *MRS Bulletin* **23**, №6, 23 (1998).
 5. E.D.Smith, M.O.Robbins, and M.Cieplak, *Phys. Rev.* **B54**, 8252 (1996).
 6. H.Matsukawa and H.Fukuyama, *Phys. Rev.* **B49**, 17286 (1994).
 7. T.Gyalog, M.Bammerlin, R.Lüthi et al., *Europhys. Lett.* **31**, 269 (1995).
 8. T.Gyalog and H.Thomas, *Europhys. Lett.* **37**, 195 (1997).
 9. M.Cieplak, E.D.Smith, and M.O.Robbins, *Science* **256**, 1209 (1994).
 10. M.S.Tomassone, J.B.Sokoloff, A.Widom, and J.Krim, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4798 (1997).
 11. B.N.J.Persson, *Phys. Rev.* **B44**, 3277 (1991).
 12. J.B.Sokoloff, *Phys. Rev.* **B52**, 5318 (1995).
 13. A.Dayo, W.Alnasrellah, and J.Krim, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1690 (1998).
 14. V.L.Popov, *Tribologie und Schmierungstechnik*, №2, 1999.