

12

© 1992

О РАЗНИЦЕ МЕЖДУ СТАТИЧЕСКОЙ
И ДИНАМИЧЕСКОЙ СИЛАМИ ТРЕНИЯ

М.Е. Л е в и н ш т е й н, С.Л. Р у м я н ц е в

В условиях сухого трения сила, необходимая для того, чтобы сдвинуть предмет с места, всегда больше, чем сопротивление скольжению при тех же условиях. Этот эффект, отмеченный Л. Эйлером в 1750 г. и несколько позднее детально исследованный Ш. Кулоном, практически сразу же нашел применение при конструировании приспособлений для спуска на воду судов со стапелей. Однако вплоть до настоящего времени детальное понимание механизма этого эффекта отсутствует.

Одна из гипотез связывает этот эффект с тем, что в процессе перемещения движущийся предмет совершает колебания в плоскости, перпендикулярной плоскости скольжения (слегка подскакивает). Описание экспериментов, поддерживающих эту гипотезу, и ссылки на соответствующую литературу можно найти в работах [1, 2]. Однако какие-либо количественные данные о характере такого рода колебаний в литературе, насколько нам известно, отсутствуют.

В настоящей работе предложена простая методика, позволяющая получить детальную информацию об амплитуде и частоте „подскакиваний“. Впервые исследованы соответствующие характеристики как для сухого трения, так и при наличии смазки.

Схема эксперимента показана на вставке к рис. 1. Диэлектрическая деталь 1 с запрессованными в нее металлическими (стальными) шариками 2 прижимается с регулируемой силой P к металлическому (стальному) диску 3, вращаемому электромотором. Скорость движения диска относительно детали 1 регулируется скоростью вращения и расстоянием от оси вращения. Деталь 1 остается неподвижной, удерживаемая тонкой гибкой пластинкой 4. Пластинка не препятствует вертикальным смещениям детали, предотвращая смещение по двум другим направлениям. Шарик закреплен жестко и вращаться не может. Напряжение \mathcal{E} от сухой батареи большой емкости подается к опорным шарикам через высокостабильное сопротивление R , на 3–4 порядка большее по величине, чем контактное сопротивление между шариками и пластиной в статическом состоянии (т.е. когда пластина не движется). Напряжение между точками а и б V_{ab} , пропорциональное мгновенному значению контактного сопротивления r , наблюдается на экране осциллографа. Цифровой вольтметр с интегрирующей цепочкой на входе измеряет среднее значение \bar{r} . Анализатор спектра (типа С4–5 или СК4–72) позволяет измерить спектральную плотность флуктуаций сопротивления S_r .

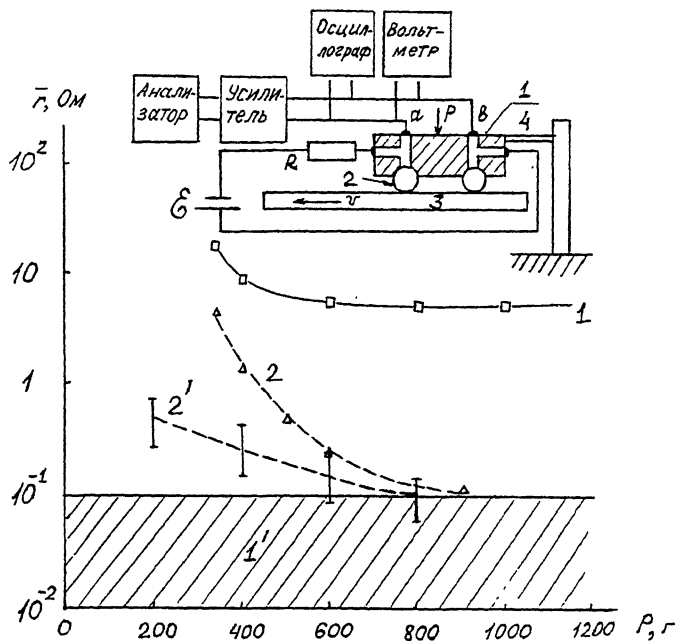


Рис. 1. Зависимости контактного сопротивления \bar{r} от силы P . 1, 1' - сухое трение, 2, 2' - трение при наличии смазки. 1, 2 - динамический режим, 1', 2' - статический режим. $v = 1.8$ см/с. На вставке - схема эксперимента.

Для случая, когда диск 3 неподвижен ($v = 0$, статика), ожидаемую величину сопротивления $r_{ст}$ можно оценить, исходя из формулы Герца (см., например, [3]). Для случая стальной пластины 3 и стальных шариков радиусом $R_0 = 3.5$ мм при использованных на опыте усилиях P радиус контакта между шариками и плоскостью $a \sim 10^{-2}$ см. При этом ожидаемая величина контактного сопротивления $r_{ст} \sim 2\rho R_0 / a^2 \sim 5 \cdot 10^{-2}$ Ом (ρ - удельное сопротивление стали). Экспериментально измеренные значения $r_{ст}$ соответствуют заштрихованной на рис. 1 области 1. Опыт показывает, что величина $r_{ст}$ определяется не только (и даже не столько) нагрузкой P , сколько такими факторами, как время контакта, степень очистки поверхности перед осуществлением контакта, а также „предысторией“ контакта. Величина $r_{ст}$ со временем падает, стремясь асимптотически к некоторому установившемуся значению. Если сильно надавить на шарики, а затем снять нагрузку, $r'_{ст}$ окажется меньше, чем в случае, если шарики предварительно не нагружались и т.д. Все эти закономерности, вполне объяснимые

с точки зрения обычных представлений о микро и макрошероховатостях в зоне контакта [4], демонстрируют связь между $r_{ст}$ и величиной рубежного статического трения $F_{ст}$. Так, еще Кулон установил, что статическое трение растет с увеличением времени контакта, что сильное предварительное надавливание увеличивает $F_{ст}$ и т.д. Однако изучение корреляций между $r_{ст}$ и $F_{ст}$ выходит за рамки данной работы.

Кривая 1 рис. 1 показывает зависимость среднего по времени значения контактного сопротивления \bar{r} от нагрузки ρ в динамическом режиме, при вращении диска 3 ($v = 1.8$ см/с), в условиях сухого трения. Видно, что величина \bar{r} больше, чем $r_{ст}$ на 2-3 порядка. Это означает, что большую часть времени радиус контакта между плоскостью и шариками значительно меньше, чем в статике. То есть, что „подпрыгивания“ в процессе движения в условиях сухого трения действительно играют очень важную роль в кинетике процесса.

Следует иметь в виду, что с практической точки зрения использованный нами контакт шарик - плоскость может считаться „точечным“. С ростом площади контакта из-за интегрирования по многим точечным контактам эффект „подпрыгивания“ может уменьшаться.¹

Кривые 2 и 2 рис. 1 показывают зависимости $\bar{r}(\rho)$ и $r_{ст}(\rho)$ для случая, когда опорные шарики и пластина 3 обильно покрывались жидкой смазкой ТАП-15В. Видно, что при небольших нагрузках вертикальные колебания играют важную роль и в этом случае.

Даже в статике ($v = 0$) сопротивление r флуктуирует во времени. Такие флуктуации изучались во многих работах (см., например, обзор [5]). В случае, когда диск движется, при всех исследованных режимах флуктуации сопротивления δr на много порядков выше, чем в статике.

На рис. 2 показаны частотные зависимости спектральной плотности флуктуаций сопротивления $S_r(f)$, снятые при различных нагрузках ρ , как для сухого трения (кривые 1, 2), так и при наличии смазки (кривые 3-5). Видно, что в диапазоне частот анализа $20 \text{ Гц} \leq f \leq 20 \text{ кГц}$ для смазанных поверхностей при всех нагрузках, а для сухого трения при малых нагрузках S_r падает с ростом f приблизительно по закону $S_r \sim f^{-2}$. При больших нагрузках (кривая 2) зависимость для сухого трения имеет вид, характерный для шума $1/f$. В соответствии с современными концепциями о природе шума $1/f$ это означает, что вклад в формирование зависимости $S_r(f)$ вносят процессы с широким набором постоянных времени.

¹ Термин „подпрыгивание“ в данном случае не следует понимать, как отрыв шариков от плоскости. Напротив, прямое наблюдение за зависимостью $r(t)$ на экране осциллографа показывает, что при больших ρ таких отрывов, как правило, не происходит. Речь идет о вертикальных колебаниях опорных шариков.

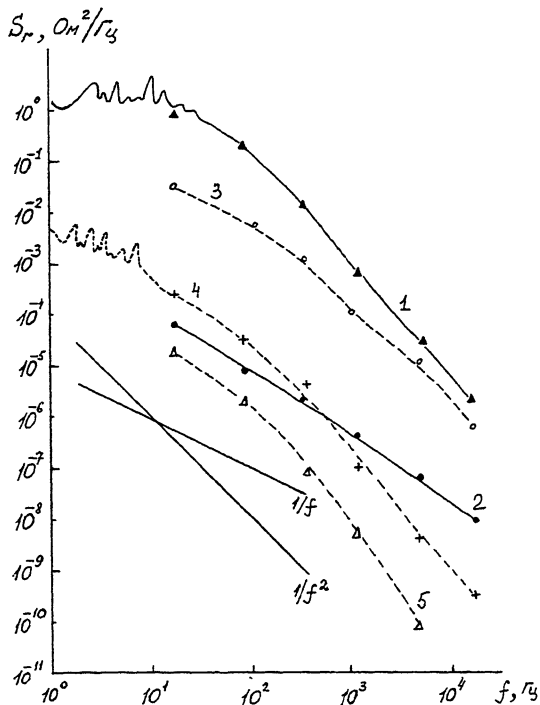


Рис. 2. Частотная зависимость спектральной плотности флуктуаций контактного сопротивления при движении. $v = 1.8$ см/с. 1, 2 – сухое трение; 3–5 – при наличии смазки. Нагрузки P (г): 1 – 200, 2 – 1200, 3 – 200, 4 – 600, 5 – 1200.

Для кривых 1 и 4 измерения были продолжены в область низких частот вплоть до значения $f = 1$ Гц. Видно, что в области низких частот, напротив, зависимость $S_r(f)$ имеет вид типа $1/f$ для смазанных поверхностей и практически не зависит от частоты для случая сухого трения (пики на зависимости $S_r(f)$ в области низких частот соответствуют гармоникам частоты вращения диска).

Характерная частота $f_0 \sim 40$ Гц, выше которой большинство зависимостей падает с частотой, как f^{-2} , совпадает с обратным временем $1/\tau_0$, где $\tau_0 \approx a/v$ (a – радиус контакта, v – скорость относительного движения шариков ви диска). При увеличении скорости v частота f_0 растет приблизительно пропорционально v .

По-видимому, достаточно богатых частотных спектров S_r можно ожидать в области частот $f_s \approx v_s/a \sim 5 \cdot 10^7$ Гц (v_s – скорость звука в стали). Однако легко показать, что основной вклад в формирование \bar{r} вносит исследованная область частот.

В самом деле, при $\bar{r} \gg r_{cr}$ должно выполняться равенство

$$\bar{r} \approx \left(\int_0^{\infty} S_r \cdot df \right)^{1/2}. \quad (1)$$

Аппроксимируя кривую 1 выражением $S_r = A$ при $f < f_0$ и $S_r = Af_0^2/f^2$ при $f > f_0$, при $f_0 = 40$ Гц и $A = 1$ Ом²/Гц получим $\bar{r} \approx 9$ Ом. Для кривой 2, аппроксимируя ее выражениями $S_r = Bf_0/f$ при $f < f_0$ и $S_r = Bf_0^2/f^2$ при $f > f_0$, заменяя в интеграле (1) нижний предел на 1 Гц, получим при $f_0 = 40$ Гц и $B = 4.6 \cdot 10^{-4}$ Ом²/Гц, $\bar{r} \approx 0.3$ Ом. Обе полученные величины \bar{r} близки к экспериментально измеренным значениям \bar{r} в аналогичных режимах (сравнить с рис. 1).

Величина \bar{r} , очевидно, обратно пропорциональна средней площади эффективного контакта S_0 между шариками и плоскостью. Величина S_r характеризует спектральную плотность флуктуаций площади контакта. Из рис. 1 видно, что даже при очень большой нагрузке, когда давление контактных шариков на плоскость P_0 составляет $P_0 \sim P/2a^2 \sim 6$ кбар, площадь эффективного контакта на 2 порядка меньше, чем в статике.

Авторы искренне признательны И.И. Блехману, Ю.М. Гальперину, М.И. Дьяконову, Е.Б. Кремеру и Д.Г. Толчинскому за стимулирующие дискуссии, участникам семинара теоротдела НПО „Механобр“ за внимание к работе и конструктивную критику.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Григорова С.Р., Толстой Д.М. // ДАН СССР. 1966. Т. 167. В. 3. С. 562-563.
- [2] Толстой Д.М. // ДАН СССР. 1963. Т. 153. В. 4. С. 820-823.
- [3] Тимошенко С.П., Гудьер Дж. Теория упругости. М.: Наука, 1975. 575 с.
- [4] Мур Д. Основы и применения трибоники. М.: Мир. 1978. 487 с.
- [5] Hooge N.F., Kleinpennig T.G.M., Vandamme L.K.J. // Rep. Progr. Phys. 1981. V. 44. N 5. P. 481-532.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
С.-Петербург

Поступило в Редакцию
18 февраля 1992 г.