Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 12, с. 805 – 806

Подавление низкотемпературного роста трения Ван-дер-Ваальса аномальным скин-эффектом

С. Ш. Рехвиашвили[1)]

Институт прикладной математики и автоматизации Кабардино-Балкарского научного центра РАН, 360000 Нальчик, Россия

Поступила в редакцию 29 октября 2025 г.
После переработки 31 октября 2025 г.
Принята к публикации 31 октября 2025 г.

В недавней теоретической работе [Письма в ЖЭТФ **114**(11), 779 (2021)] предсказан гигантский (на 6–8 порядков) рост силы трения Ван-дер-Ваальса между чистыми металлическими пластинами при понижении температуры от 100 до 1 К. Расчет основан на локальной модели Друде, применимость которой ограничена условием $l \ll d$, где l – длина свободного пробега электронов, d – расстояние между телами. В ультрачистых металлах при низких температурах реализуется аномальный скин-эффект ($l \gg d$) и локальная модель теряет физическую обоснованность. Показано, что учет нелокального отклика приводит к сильному подавлению вклада S-поляризованных эванесцентных мод. В результате предсказанный рост трения при $l \gg d$ отсутствует. Установлены границы применимости локального и нелокального подходов, что важно для корректного описания флуктуационного трения в чистых металлах.

DOI: 10.7868/S3034576625120155

Недавно в [1] было предсказано резкое возрастание силы трения Ван-дер-Ваальса между параллельными пластинами из чистого золота при понижении температуры ниже 100 К, достигающее 6–8 порядков к $T = 1$ К. Основой расчета послужила локальная модель Друде для диэлектрической функции с учетом температурной зависимости частоты релаксации $\nu(T) \propto T^5$ (закон Блоха–Грюнайзена). Автор показал, что при $\hbar\omega/(k_BT) \ll 1$ основной вклад в трение дают S-поляризованные эванесцентные моды, глубина проникновения которых растет с уменьшением ν, усиливая джоулево рассеяние. Однако в ультрачистых металлах при $T \lesssim 1$ К длина свободного пробега электронов $l = v_F/\nu$ достигает единиц микрометров, что существенно превышает глубину скин-слоя $\delta = 10-100$ нм для терагерцовых флуктуаций ($\omega \sim k_BT/\hbar$). В этом режиме реализуется аномальный скин-эффект [2–4], и локальная модель Друде становится неприменимой. Корректное описание требует учета пространственной дисперсии, т.е. зависимости проводимости от волнового вектора k.

Расчет в [1] опирается на формулу (18) для интеграла I_{mn}, который описывает вклад S-поляризованных эванесцентных мод:

$$I_{mn} \approx \frac{1}{8}\int\limits_0^p \frac{dt}{1+t^2}\int\limits_p^\infty dy e^{-2\lambda y}/y^2\left(1+\frac{\beta^2t^2}{y^2}\right). \quad (1)$$

Эта формула получена в рамках локальной модели Друде, где $\mathrm{Im}(\varepsilon) \propto \nu$. В данном случае (низкие температуры) требуется учитывать пространственную дисперсию [2–5]. Из кинетического уравнения Больцмана в приближении времени релаксации следует общая формула для тензора проводимости

$$\sigma_{ij}(\omega, \mathbf{k}) = \\ = -\frac{e^2}{(2\pi\hbar)^3}\int\left(\frac{\partial f_0}{\partial E}\right)\frac{v_i(\mathbf{p})v_j(\mathbf{p})}{-i\omega+1/\tau+i\mathbf{k}\cdot\mathbf{v}(\mathbf{p})}d^3p.$$

В изотропном пределе при $\omega\tau \ll 1$ эта формула дает

$$\sigma(\omega, k) = \sigma_0(\omega)\frac{3}{(kl)^2}\left[1-\frac{\mathrm{arctg}(kl)}{kl}\right]. \quad (2)$$

При $kl \gg 1$ (характерно для эванесцентных мод) функция (2) ведет себя как $\sigma(k) \propto 1/(kl)^2$, что резко подавляет поле в металле. Поскольку $\mathrm{Im}\varepsilon(\omega, k) \propto \sigma(\omega, k)$, вклад в трение подавляется множителем $[\sigma(\omega, k)/\sigma_0(\omega)]^2$. В безразмерных переменных статьи [1]:

$$kl = q\sqrt{y^2+\beta^2t^2}, \quad q = \frac{v_F\omega_p}{c\nu}.$$

Для золота при $T = 1$ К и $\rho = 10^{-9}$ Ом·м, $\nu \sim \sim 10^{10}$ с$^{-1}$, $\omega_p \sim 1.4\cdot 10^{16}$ с$^{-1}$, $v_F \sim 1.4\cdot 10^6$ м/с получаем значение множителя $q \sim 7000 \gg 1$. В этом пределе $\mathrm{arctg}(kl) \to \pi/2$, поэтому из (2) получаем $\sigma(\omega, k) \approx 3\sigma_0(\omega)/(kl)^2$. Заметим,что данная формула согласуется с асимптотикой, получаемой из функции

[1)]e-mail: rsergo@mail.ru

диэлектрической проницаемости Линдхарда, и описывает подавление проводимости из-за аномального скин-эффекта. Тогда модифицированная формула (1) принимает вид

$$I_{mn} \approx \frac{1}{8} \int_0^p \frac{dt}{1+t^2} \int_p^\infty dy e^{-2\lambda y}/y^2 \left(1 + \frac{\beta^2 t^2}{y^2}\right) \frac{9}{q^4 y^4}. \tag{3}$$

Выполняя приближенное интегрирование по y при p, $\lambda \sim 1$, получаем

$$\int_p^\infty \frac{e^{-2\lambda y}}{y^6} dy \approx \frac{e^{-2\lambda p}}{2\lambda p^6},$$

откуда

$$\frac{I_{mn}(\text{Nonlocal})}{I_{mn}(\text{Local})} \sim \frac{1}{q^4} \sim 10^{-15}.$$

Следовательно, предсказанный в [1] рост флуктуационно-электромагнитного трения на 6–8 порядков полностью подавляется аномальным скин-эффектом. В результате сила трения Ван-дер-Ваальса в пределе низких температур становится пренебрежимо малой, что интуитивно понятно: при стремлении омического сопротивления к нулю исчезает и источник диссипации. Оставшийся силовой отклик оказывается на уровне, далеко недоступном для измерения современными атомно-силовыми микроскопами.

Необходимо отдельно рассмотреть условия реализации нормального и аномального скин-эффекта в задаче о бесконтактном флуктуационном трении. В задаче основной вклад в силу дают эванесцентные электромагнитные моды с поперечными волновыми векторами $k_\parallel \gtrsim 1/d$, где d – расстояние между пластинами. Глубина проникновения таких мод в металл определяется величиной $1/k_\parallel$, а не классическим скин-слоем толщиной $\delta \sim \sqrt{2c^2/(\omega\sigma)}$. Поэтому критерий перехода между режимами следует формулировать через сравнение длины свободного пробега $l(T)$ и расстояния d: нормальный скин-эффект $l(T) \ll d$; аномальный скин-эффект $l(T) \gg d$. Для золота при температурах ниже 10 К длина свободного пробега, определяемая по закону Блоха–Грюнайзена, достигает значений $l \sim 0.1$–10 мкм. Следовательно, при $d \lesssim 100$ нм и $T \lesssim 5$ К выполняется условие $l \gg d$, т.е. реализуется аномальный скин-эффект и применима нелокальная модель. При $d \gtrsim 1$ мкм или $T \gtrsim 10$ К имеем $l \ll d$ и допустимо использование локальной модели Друде, как в работе [1]. Таким образом, результаты [1] остаются справедливыми в области параметров, где $d \gg l$, тогда как в противоположном пределе (низкие T, малые d) необходимо учитывать пространственную дисперсию, что приводит к подавлению трения.

Таким образом, гигантский рост силы трения Ван-дер-Ваальса при $T \sim 1$ К, полученный в рамках локальной модели Друде в работе [1], не реализуется в чистых металлах в том диапазоне расстояний и температур, где выполняется условие $l \gg d$ и доминирует аномальный скин-эффект. В этом режиме учет пространственной дисперсии приводит к сильному подавлению вклада эванесцентных мод и, как следствие, к исчезающе малой величине трения.

Полученные результаты подчеркивают, что при анализе флуктуационно-электродинамических взаимодействий в чистых металлах при низких температурах необходимо учитывать нелокальный характер электродинамического отклика, если длина свободного пробега электронов превышает характерные геометрические или волновые масштабы задачи (например, расстояние между телами или обратный поперечный волновой вектор доминирующих мод).

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета Института прикладной математики и автоматизации Кабардино-Балкарского научного центра Российской академии наук. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Автор данной работы заявляет, что у него нет конфликта интересов.

1. Г. В. Дедков, Письма в ЖЭТФ **114**, 779 (2021).
2. G. E. H. Reuter and E. H. Sondheimer, Proc. R. Soc. Lond. A **195**, 336 (1948).
3. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Наука, М. (1979).
4. А. А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, Наука, М. (1987).
5. D. Pines and P. Nozieres, *The theory of quantum liquids: Normal Fermi liquids*, CRC Press, Boca Raton, FL (2018), v. 1.