06.1

Скорость диссипации энергии теплового флуктуационного поля образца в игле туннельного микроскопа

Институт физики микроструктур РАН,
Нижний Новгород

Поступило в Редакцию 26 марта 1996 г.

В работе показано, что скорость диссипации энергии теплового поля образца в острие микроскопа обратно пропорциональна кубу расстояния между ними.

Разработка механизма локальной модификации поверхности твердого тела требует, как правило, расчета температуры материала образца, при этом необходимо учитывать различные источники энерговыделения, например за счет эффектов Джоуля, Томсона, Ноттингама и т. д. Если тела в вакууме расположены на большом расстоянии друг от друга, то перенос энергии между ними будет осуществляться радиационной частью теплового электромагнитного поля. Интенсивность энергообмена в этом случае описывается законом Стефана–Больцмана. При достаточно малых расстояниях между телами, когда энергия теплового флуктуационного поля сосредоточена в основном в квазистационарной (эванесцентной) части этого поля, перенос энергии будет подчиняться совершенно иным закономерностям. Так, в геометрии, типичной для туннельного микроскопа, когда два тела разделены небольшим промежутком d, размер которого много меньше тепловой длины волны $\lambda_{\mathrm{T}} = \hbar c/kT$, где c — скорость света, k — постоянная Больцмана, T — температура тела, необходимо знать эти закономерности.

Феноменологическая теория [1] рассматривает флуктуационное электромагнитное поле как поле, создаваемое распределенными в материале случайными сторонними источниками, причиной существования которых являются различного рода флуктуации: квантовые, тепловые и т. д. Применение теоремы взаимности и флуктуационно-диссипационной теоремы позволяет вычислять на основе вывода соответствующих корреляционных функций разнообразные энергетические характеристики случайных полей. В нашем случае, определяя тепловые шумы, наведенные в острие иглы нагретым образцом, необходимо найти их джоулевы потери. С этой целью воспользуемся решением задачи о тепловом излучении тонких металлических проводников, поперечные размеры которых много меньше длины волны. В этом приближении флуктуационный ток J, наводимый тепловым полем окружающих тел в тонком проводнике, выражается следующим образом:

$$|\bar{I}|^2 = \frac{2}{\pi|\mathcal{E}_0|^2}\int \theta dQ_0, \tag{1}$$

где $\mathcal{E}_0 = ZI_0$ — сосредоточенная интегральная э. д. с.; Z — полный импеданс острия; I_0 — ток, возбуждаемый сосредоточенной э. д. с.; $\theta(T) = \hbar\omega/2 + \hbar\omega/(\exp(\hbar\omega/kT) - 1)$ — средняя энергия осциллятора при температуре T; dQ_0 — джоулевы потери электромагнитного поля осциллятора в элементе объема образца. Зная (1), искомую нами мощность тепловых потерь в острие найдем по формуле

$$W_{ev} = 2\int\limits_0^\infty \mathrm{Re}Z|\bar{I}|^2 d\omega. \tag{2}$$

Будем считать, что в острие, характеризуемом радиусом кривизны p, помещен осциллятор на расстоянии $h = d + p$ от поверхности полупространства. Электрический дипольный момент осциллятора равен $\mathcal{L} = (I_0 p/i\omega)\mathbf{e}$, где i — мнимая единица, $\mathbf{e}$ — единичный вектор. Мощность потерь электромагнитного поля осциллятора в полупространстве, заполненном изотропной проводящей средой с комплексной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_1 = \varepsilon_1' - i\varepsilon_1''$ определены в [2] и для произвольно ориентированного электрического диполя равны

$$Q_0 = \frac{\omega^2}{4c}\int\limits_0^\infty \exp(-(q+q^*)h)\rho d\rho \Big[i(|\mathcal{L}_x|^2 + |\mathcal{L}_y|^2)(|q|^2 S_\varepsilon/k^2 + S_\mu) + 2|\mathcal{L}_z|^2\rho^2 S_\varepsilon/k^2\Big], \tag{3}$$

где $S_\varepsilon = k(q_1^*/\varepsilon_1^* - q_1/\varepsilon_1)/|q + q_1/\varepsilon_1|^2$, S_μ получается заменой ε_1 на μ_1, c — скорость света, $q = (\rho^2 - k^2)^{1/2}$, $q_1 = (\rho^2 - k_1^2)^{1/2}$.

Рассмотрим случай, когда диполь ориентирован вдоль оси oz. Случай произвольной ориентации рассматривается аналогично. На малых расстояниях, когда $kh \ll 1$, волновой частью поля можно пренебречь и учитывать только квазистационарное поле, которому соответствуют значения $\rho > k$. Повторяя выкладки, подобные сделанным в [2], получим, что с точностью до членов порядка $(kh)^{-2}$, $Q_0 = I_0^2 p^2 \varepsilon_1''/2\omega h^3 |1+\varepsilon_1|^2$. Полный импеданс острия, размером порядка p, запишем в виде $Z = (1-i)(\omega/2\pi\sigma c^2)^{1/2}$ [4]. Полагая $\varepsilon_1 = 1 - i4\pi\sigma/\omega$ и подставляя (1) и выражение для Q_0 в (2), получим окончательно

$$W_{ev} = \frac{\hbar\sigma c p^2}{8(2\pi^3)^2 h^3} \int\limits_0^\infty \frac{x^{1/2}dx}{[\exp(\alpha x) - 1](1 + x^2/4\pi^2)}, \tag{4}$$

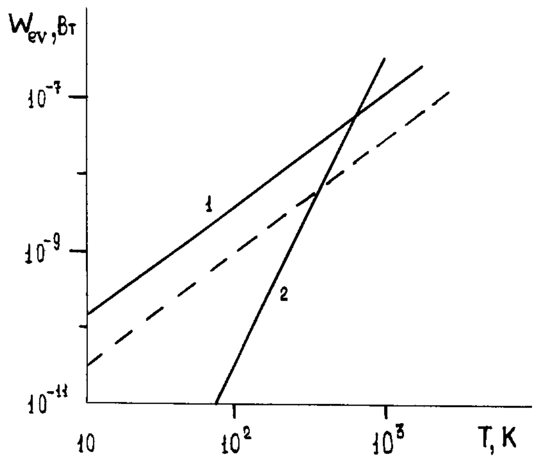
где $x = \omega/\sigma$, $\alpha = \hbar\sigma/kT$.

Таким образом, получается обратная кубическая зависимость мощности джоулевых потерь от h. Очевидно, что чем меньше размер острия (величина p), тем точнее оценка W_{ev}.

Следует отметить, что W_{ev} есть по смыслу разность между мощностью, генерируемой в острие флуктуационным полем образца, нагретого до температуры T_1, и мощностью, выделяемой в образце при диссипации в нем флуктуационного поля острия, нагретого до температуры T_2. Именно поэтому в (4) не входит энергия нулевых колебаний, создаваемых всем пространством, поскольку любой поток энегии этих колебаний в любом направлении полностью гасится встречным.

В работе [3] получено решение подобной задачи в одномерном случае, когда два полупространства разделены некоторым промежутком d в наших обозначениях. Передаваемая эванесцентными волнами мощность на единицу поверхности от одного полупространства с температурой T_1 другому с температурой T_2 выражается в виде

$$W'_{ev} = \frac{\hbar\sigma^2}{\pi^2 d^2} \int\limits_0^\infty \frac{[\exp(\alpha_2 x) - \exp(\alpha_1 x)]x dx}{[\exp(\alpha_1 x) - 1][\exp(\alpha_2 x) - 1]}$$
$$\times \int\limits_0^\infty \frac{y \exp(-y) dy}{1 + x^2/\pi^2 + 16\pi^2(1 - \exp(-y))^2/x^2 - 8(1 - \exp(-y))}. \tag{5}$$



Из полученного результата авторов [3] видно, что в одномерном случае диссипируемая мощность обратно пропорциональна квадрату расстояния между плоскими поверхностями. Считая, что эффективная принимающая площадь острия порядка πp^2 получаем $W_{ev} = W'_{ev}\pi p^2$.

Численный счет проводился для случая $T_2 = 0$, $\Delta T = T_1 - T_2 = T$, что согласуется со смыслом рассматриваемого механизма обмена энергией. Результат расчета по формулам (4) и (5) для случая $d = 10^{-7}$ см и электропроводности материалов иглы и образца $\lambda = 2 \cdot 10^{16}\,\text{c}^{-1}$, соответствующей вольфраму, представлен на рисунке. Кривая *1* этого рисунка рассчитана по формуле (4), кривая *2* — по формуле (5). Пунктиром показана кривая, рассчитанная по формуле (4) с электропроводностью золота ($\lambda = 3.5 \cdot 10^{17}\,\text{c}^{-1}$). Расчет по обеим формулам показывает, что передаваемая мощность на несколько порядков больше той мощности, которая соответствует закону Стефана–Больцмана.

Заметим, что формулы для скорости диссипации энергии флуктуационного поля получены в рамках представлений о δ-коррелированных случайных источниках в среде. По-видимому, учет конечного радиуса корреляции приведет к иной зависимости от расстояния между электродами, во всяком случае на расстояниях, сравнимых с радиусом корреляции.

Автор благодарит А.А. Андронова и В.Н. Курина за обсуждение затронутого вопроса.

Работа поддержана РФФИ, грант 95-02-03595.

Список литературы

[1] *Рытов С.М.* Теория электрических флуктуаций и теплового излучения. М.: Изд. АН СССР, 1953. 308 с.

[2] *Левин М.Л., Рытов С.М.* Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике. М.: Наука, 1967. 308 с.

[3] *Loomis J.J., Maris M.J.* // Phys. Rev. B. 1994. V. 50. N 24. P. 18517–18524.

[4] *Вайнштейн Л.А.* Электромагнитные волны. М.: Сов. радио, 1957. 581 с.