02

„Нанолампа“: игла сканирующего микроскопа как управляемый источник микроволнового излучения

© Г.В. Дедков, А.А. Кясов

Кабардино-Балкарский государственный университет, Нальчик
E-mail: gv_dedkov@mail.ru

Поступило в Редакцию 19 января 2005 г.

Показано, что наночастица (зонд сканирующего микроскопа) может эффективно нагреваться равновесным тепловым излучением вакуумной камеры, а затем переизлучать энергию через моды ближнего поля на поверхность образца. Обсуждается конструкция осциллирующего микроволнового источника („нанолампы“).

В последние годы были достигнуты значительные успехи в наноэлектродинамике и нанооптике — интенсивно развивающихся разделах физики, связанных с особенностями распространения электромагнитного поля в наноструктурах [1–6] и эффектами „ближнего поля“ нагретых поверхностей [3,6–11]. Так, наночастица, помещенная в зону ближнего поля поверхности, способна эффективно поглощать и испускать излучение в форме нерадиационных электромагнитных мод [3,6,7,11]. Этот эффект находит применение в сканирующей ближнепольной оптической микроскопии, где энергия лазера подводится к поверхности образца с помощью оптоволокна, выходная апертура которого значительно меньше длины волны излучения накачки.

Отличительной чертой микроволнового излучения, связанного со структурой ближнего поля, является зависимость эмиссионной и абсорбционной способности тел от диэлектрических характеристик материала поверхности [3,6,7,11]. Это принципиально отличается от радиационных характеристик макроскопического нагретого тела (черного излучения) в дальней зоне, где мощность излучения определяется универсальным законом Стефана. Другими важными отличиями являются зависимость мощности излучения от формы и размера частицы, расстояния до поверхности и направления движения [8,9]. В частности,

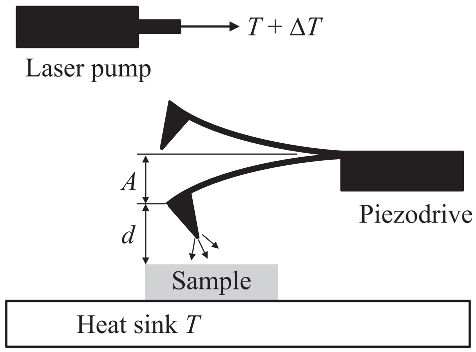

Рис. 1. Схема устройства микроволновой „нанолампы“. Предполагается, что температура фона регулируется излучением микроволнового лазера.

было показано, что интенсивный тепловой поток между частицей (зондом микроскопа) и образцом возникает даже при небольшом различии их температур $(< 1\,\mathrm{K})$ [9]. Принципиально важным для приложений является корректное вычисление скоростей теплообмена между зондом/держателем и окружающим вакуумным фоном, а также зондом и поверхностью образца. Следует выяснить, как практически обеспечивать и контролировать необходимую разность температуры и каким запасом тепловой энергии (мощности) может обладать подобный источник-„нанолампа“.

Сферическая частица с радиусом R несет запас тепловой энергии $\Delta Q = \frac{4\pi}{3} R^3 \rho C_p \Delta T$, где ρ и C_p — плотность и удельная теплоемкость материала. В частности, наночастица кремния при $R = 20\,\mathrm{nm}$, $\rho = 2300\,\mathrm{kg \cdot m^{-3}}$, $\Delta T = 1\,\mathrm{K}$ $(C_p = 700\,\mathrm{J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}}$ при $T = 273\,\mathrm{K})$ имеет избыточную энергию $340\,\mathrm{eV}$. Эта энергия и может излучаться на поверхность через моды ближнего электромагнитного поля при гармонических колебаниях зонда сканирующего микроскопа. Схема предлагаемого устройства показана на рис. 1. В течение большей части периода движения зонд находится в зоне равновесного излучения с более высокой температурой $T + \Delta T$, восстанавливая запас энергии. Высвечивание же происходит за короткое время близкого контакта с поверхностью, имеющей температуру T. При быстро осциллирующем движении контактным теплообменом с держателем можно пренебречь [9], поэтому время тепловой релаксации лимитируется только процессами нагрева зонда от фона и охлаждения в поверхность. Подчеркнем, что речь идет о бесконтактном (ближнепольном) теплообмене зонда с образцом, а теплообмен с фоновым излучением (см. формулу (1)) также осуществляется модами ближнего поля.

В соответствии с нашей недавней работой [10] скорость теплового нагрева (охлаждения) малой сферической частицы, имеющей температуру T_1, помещенной в однородный фон равновесного излучения с температурой T_2, равна ($\hbar$ — постоянная Планка, c — скорость света в вакууме, k_B — постоянная Больцмана):

$$\dot{Q}_h = -\frac{4\hbar}{\pi c^3}\int\limits_0^\infty d\omega\,\omega^4\alpha''(\omega)\big(\Pi(\omega, T_1) - \Pi(\omega, T_2)\big),$$

$$\Pi(\omega, T) = \left(\exp\frac{\hbar\omega}{k_B T} - 1\right)^{-1}, \tag{1}$$

где $\alpha''(\omega)$ — мнимая часть поляризуемости частицы. Формула (1) получена в предположении $\frac{k_B R}{2\pi\hbar c}\max(T_1, T_2) \ll 1$. С другой стороны, для теплового нагрева (охлаждения) частицы, находящейся вблизи плоской поверхности поглощающей диэлектрической среды, имеем [8,11]

$$\dot{Q}_c = -\frac{\hbar}{\pi z_0^3}\int\limits_0^\infty d\omega\,\omega\alpha''(\omega)\Delta''(\omega)\big(\Pi(\omega, T_1) - \Pi(\omega, T_2)\big), \tag{2}$$

где z_0 — расстояние от поверхности, $\Delta''(\omega)$ — мнимая часть функции $\Delta(\omega) = \big(\varepsilon(\omega) - 1\big)/\big(\varepsilon(\omega) + 1\big)$, $\varepsilon(\omega)$ — динамическая диэлектрическая проницаемость материала поверхности. Формула (2) учитывает только вклад нерадиационных электромагнитных мод, преобладающий в нанометровом диапазоне расстояний z_0.

Предположим, что материалы частицы и поверхности описываются одинаковой диэлектрической функцией вида [6] с характерными параметрами ω_T, γ_T (частота и константа затухания оптического фонона), ε_0 и ε_∞ (диэлектрическая проницаемость при $\omega = 0$ и на оптических частотах). Попутно заметим, что применение хорошо проводящих материалов в диапазоне обычных температур неэффективно. Учитывая, что для сферической частицы $\alpha(\omega) = R^3 \frac{\varepsilon(\omega)-1}{\varepsilon(\omega)+2}$, из (1), (2) получим

$$\dot{Q}_h = \frac{3}{\pi}\left(\frac{R\omega_T}{c}\right)^3 (k_B \Delta T \omega_T) \frac{\tilde{\gamma}(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)}{(\varepsilon_\infty + 2)^2} f_1(\beta, q, \tilde{\gamma}), \tag{3}$$

$$\dot{Q}_c = -\frac{3}{2\pi}\left(\frac{R}{z_0}\right)^3 (k_B \Delta T \omega_T) \frac{\tilde{\gamma}^2(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)^2}{(\varepsilon_\infty + 2)^2(\varepsilon_\infty + 1)^2} f_2(\beta, p, q, \tilde{\gamma}), \tag{4}$$

$$f_1(\beta, q, \tilde{\gamma}) = \beta^2 \int\limits_0^\infty \frac{x^6 dx}{\operatorname{sh}(\beta x/2)^2} \frac{1}{\left[(q - x^2)^2 + \tilde{\gamma}^2 x^2\right]}, \tag{5}$$

$$f_2(\beta, p, q, \tilde{\gamma}) = \beta^2 \int\limits_0^\infty \frac{x^4 dx}{\operatorname{sh}(\beta x/2)^2} \frac{1}{\left[(p - x^2)^2 + \tilde{\gamma}^2 x^2\right]} \frac{1}{\left[(q - x^2)^2 + \tilde{\gamma}^2 x^2\right]}, \tag{6}$$

где

$$\beta = \frac{\hbar\omega_T}{k_B T}, \qquad \tilde{\gamma} = \frac{\gamma_T}{\omega_T}, \qquad p = \frac{\varepsilon_0 + 1}{\varepsilon_\infty + 1}, \qquad q = \frac{\varepsilon_0 + 2}{\varepsilon_\infty + 2}.$$

Для иглы сканирующего микроскопа в форме параболоида вращения с радиусом кривизны R и высотой H формулы (3) и (4) модифицируются заменами $R^3 \to 3RH^2/4$ и $\frac{R^3}{z_0^3} \to \frac{3}{4}\frac{R}{z_0}\frac{H^2}{(H+z_0)^2}$, причем теперь z_0 имеет смысл расстояния апекса зонда от поверхности. Пусть f и A — частота и амплитуда колебаний параболического нанозонда, d — расстояние его апекса от поверхности в нейтральном положении. Введем теплоемкость зонад $C = \pi R H^2 \rho C_p$ и безразмерное время $\tau = 2\pi f t$. Тогда для температуры зонда T в произвольный момент времени получим уравнение

$$\frac{dT}{d\tau} = \beta_1(T_1 - T) + \beta_2(T_2 - T) \frac{1}{(1 - \gamma_1 \sin\tau)^2} \frac{1}{(1 - \gamma_2 \sin\tau)}, \tag{7}$$

где

$$\gamma_1 = \frac{A}{H + d}, \qquad \gamma_2 = \frac{A}{d}, \qquad T_1 - T_2 = \Delta T,$$

а коэффициенты β_1 и β_2 равны

$$\beta_1 = \frac{9}{8\pi^3} \frac{k_B\omega_T}{f\rho C_p}\left(\frac{\omega_T}{c}\right)^3 \frac{\tilde{\gamma}(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)}{(\varepsilon_\infty + 2)^2} f_1(\beta, q, \tilde{\gamma}), \tag{8}$$

$$\beta_2 = \frac{9}{16\pi^3} \frac{k_B\omega_T}{(H + d)^2 d f\rho C_p} \frac{\tilde{\gamma}^2(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)^2}{(\varepsilon_\infty + 2)^2(\varepsilon_\infty + 1)^2} f_2(\beta, p, q, \tilde{\gamma}). \tag{9}$$

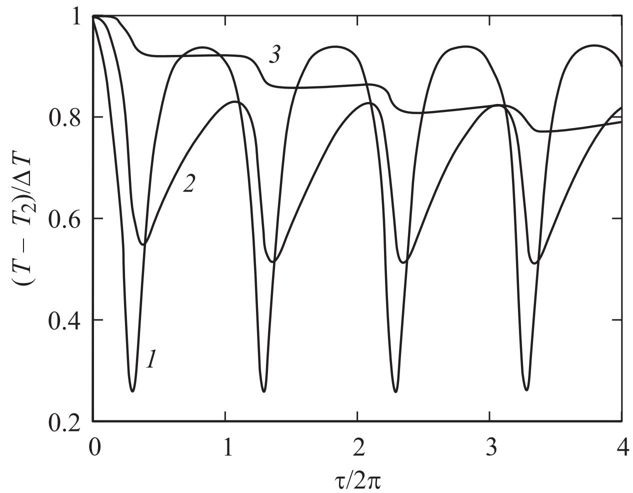

Рис. 2. Зависимость температуры параболического нанозонда от времени и частоты механических колебаний в приведенных переменных. Линии *1, 2, 3* соответствуют частотам 1, 10 и 100 kHz. В расчетах принято $H = 500$ nm, $d = 20$ nm, $A = 19$ nm, $R = 10$ nm.

Решение уравнения (11) с начальным условием $T(0) = \Delta T + T_2$ имеет вид

$$\frac{T - T_2}{\Delta T} = \exp\bigl(-\Phi(\tau)\bigr)\left(1 + \beta_1 \int\limits_0^\tau \exp\bigl(\Phi(x)\bigr)\,dx\right),$$

$$\Phi(x) = \int\limits_0^x \frac{dt}{(1 - \gamma_1 \sin t)^2}\,\frac{1}{(1 - \gamma_2 \sin t)}. \qquad (10)$$

На рис. 2 показана зависимость температуры нанозонда от времени и механической частоты f для материальных параметров, соответствующих карбиду кремния [6], $H = 500$ nm, $d = 20$ nm, $A = 19$ nm, $T = 600$ K, $\Delta T = 1$ K. Как видно из рисунка, при увеличении частоты колебаний наблюдается релаксационное уменьшение температуры и амплитуды ее осцилляций с постепенным переходом на насыщение.

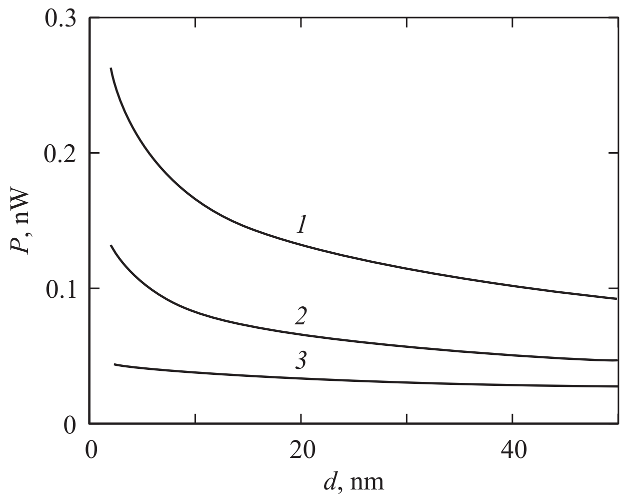

Рис. 3. Зависимость мощности излучения иглы сканирующего микроскопа от расстояния до поверхности (в стационарном режиме). Материал иглы и поверхности — карбид кремния. Амплитуда колебаний принята равной d — 1 nm. Линия *1* соответствует $H = 500$ nm, $R = 20$ nm, линия *2* — $H = 500$ nm, $R = 10$ nm, линия *3* — $H = 250$ nm, $R = 10$ nm. Принято, что $T = 600$ K, $\Delta T = 1$ K.

Энергия, излучаемая на образец за один цикл колебаний, равна

$$W = \pi R H^2 \rho C_p \beta_2 \Delta T \int_0^{2\pi} \frac{dt}{(1-\gamma_1 \sin t)^2} \frac{\widetilde{\Phi}(t)}{(1-\gamma_2 \sin t)}, \tag{11}$$

где $\widetilde{\Phi}(t)$ — функция, стоящая в правой части первой формулы (10). Величина средней температуры T_r зонда находится из (7), если положить $dT/d\tau = 0$ и усреднить правую часть (7) по периоду. Отсюда $(T_r - T)/\Delta T = \big(1 + (\beta_1/2\pi\beta_2)\Phi(2\pi)\big)^{-1}$. Температура T_r не зависит от f, но зависит от d, H, A и других параметров системы. С увеличением частоты f мощность излучения $P = W \cdot f$ увеличивается приблизительно логарифмически. Это связано с тем, что локальные минимумы температуры зонда приходятся на моменты близкого контакта с поверхностью (вследствие быстрого охлаждения), поэтому происходит сглаживание подынтегральной функции в (11). При увеличении f амплитуда колебаний температуры становится меньше (рис. 2), а интеграл (11) возрастает. На рис. 3 показаны зависимости P от расстояния d для различных значений R, H. Амплитуда колебаний зонда принята равной d — 1 nm. Выходную мощность можно значительно увеличить, оптимизируя T, ΔT, H, A, $d - A$, форму иглы и материальные параметры. Учет контактного нагрева иглы от держателя также должен ее повысить. В этом случае необходимо рассмотреть трехмерную модель теплообмена. В заключение отметим, что абсолютные значения, указанные на рис. 3, b, сравнимы или превышают выходную мощность ближнепольных оптических микроскопов, обладающих значительно большей апертурой (50–100 nm).

Список литературы

[1] *Henry Ch.H., Kazarinov R.F.* // Rev. Mod. Phys. 1996. V. 68. N 3. P. 801.
[2] *Schmid H., Biebuyck H., Michel B., Martin O.J.F.* // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 72. P. 2379.
[3] *Pendry J.B.* // J. Phys. C. 1999. V. 11. P. 6621.
[4] *Di Stefano O., Savasta S., Girlanda R.* // Phys. Rev. 1999. V. B60. N 2. P. 1614.
[5] *Виноградов Е.А.* // УФН. 2002. Т. 172. В. 12. С. 1371.
[6] *Marquier F.* et al. // Phys. Rev. 2004. V. B69. P. 155412.
[7] *Volokitin A.I., Persson B.N.J.* // Phys. Rev. 2004. V. B69. P. 045417.
[8] *Дедков Г.В., Кясов А.А.* // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. В. 13. С. 65.
[9] *Дедков Г.В., Дедкова Е.Г.* // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. В. 6. С. 52.
[10] *Дедков Г.В., Кясов А.А.* // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. В. 13. С. 65–69.
[11] *Дедков Г.В., Кясов А.А.* // ФТТ. 2002. Т. 44. В. 10. С. 1729.