

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,

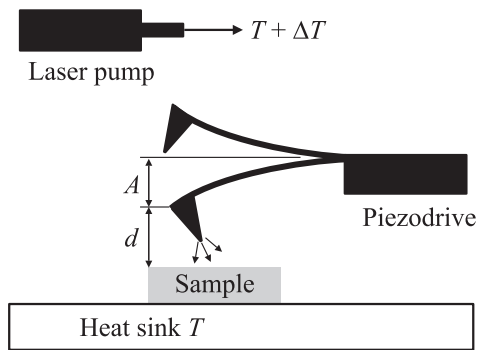


Рис. 1. Схема устройства микроволновой „нанолампы“. Предполагается, что температура фона регулируется излучением микроволнового лазера.

было показано, что интенсивный тепловой поток между частицей (зондом микроскопа) и образцом возникает даже при небольшом различии их температур (< 1 К) [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 $R = 20$ nm, $\rho = 2300$ kg · m⁻³, $\Delta T = 1$ К ($C_p = 700$ J · kg⁻¹ · K⁻¹ при $T = 273$ К) имеет избыточную энергию 340 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):

$$\dot{Q}_h = -\frac{4\hbar}{\pi c^3} \int_0^\infty d\omega \omega^4 \alpha''(\omega) (\Pi(\omega, T_1) - \Pi(\omega, T_2)),$$

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

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]

$$\dot{Q}_c = -\frac{\hbar}{\pi z_0^3} \int_0^\infty d\omega \omega \alpha''(\omega) \Delta''(\omega) (\Pi(\omega, T_1) - \Pi(\omega, T_2)), \quad (2)$$

где z_0 — расстояние от поверхности, $\Delta''(\omega)$ — мнимая часть функции $\Delta(\omega) = (\varepsilon(\omega) - 1)/(\varepsilon(\omega) + 1)$, $\varepsilon(\omega)$ — 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

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

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

$$f_1(\beta, q, \tilde{\gamma}) = \beta^2 \int_0^\infty \frac{x^6 dx}{\text{sh}(\beta x/2)^2} \frac{1}{[(q - x^2)^2 + \tilde{\gamma}^2 x^2]}, \quad (5)$$

$$f_2(\beta, p, q, \tilde{\gamma}) = \beta^2 \int_0^\infty \frac{x^4 dx}{\text{sh}(\beta x/2)^2} \frac{1}{[(p - x^2)^2 + \tilde{\gamma}^2 x^2]} \frac{1}{[(q - x^2)^2 + \tilde{\gamma}^2 x^2]}, \quad (6)$$

где

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

Для иглы сканирующего микроскопа в форме параболоида вращения с радиусом кривизны R и высотой H формулы (3) и (4) модифицируются заменами $R^3 \rightarrow 3RH^2/4$ и $\frac{R^3}{z_0^3} \rightarrow \frac{3}{4} \frac{R}{z_0} \frac{H^2}{(H+z_0)^2}$, 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 зонда $C = \pi RH^2 \rho C_p$ и безразмерное время $\tau = 2\pi f t$. Тогда для температуры зонда T в произвольный момент времени получим уравнение

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

где

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

а коэффициенты β_1 и β_2 равны

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

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

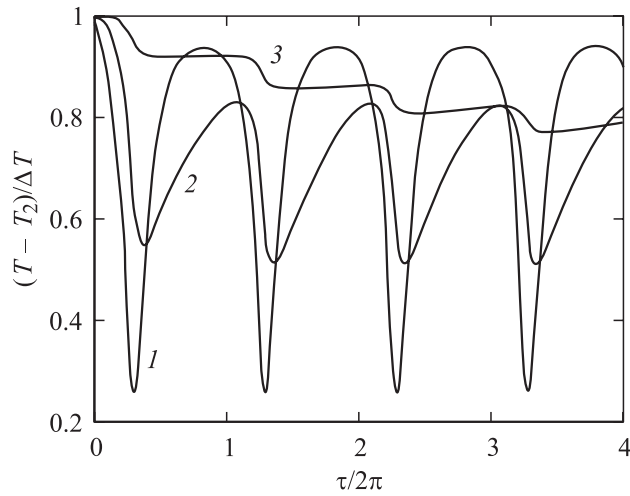


Рис. 2. Зависимость температуры параболического нанозонда от времени и частоты механических колебаний в приведенных переменных. Линии 1, 2, 3 соответствуют частотам 1, 10 и 100 kHz. В расчетах принято $H = 500$ nm, $d = 20$ nm, $A = 19$ nm, $R = 10$ nm.

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

$$\frac{T - T_2}{\Delta T} = \exp(-\Phi(\tau)) \left(1 + \beta_1 \int_0^\tau \exp(\Phi(x)) dx \right),$$

$$\Phi(x) = \int_0^x \frac{dt}{(1 - \gamma_1 \sin t)^2} \frac{1}{(1 - \gamma_2 \sin t)}. \quad (10)$$

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.

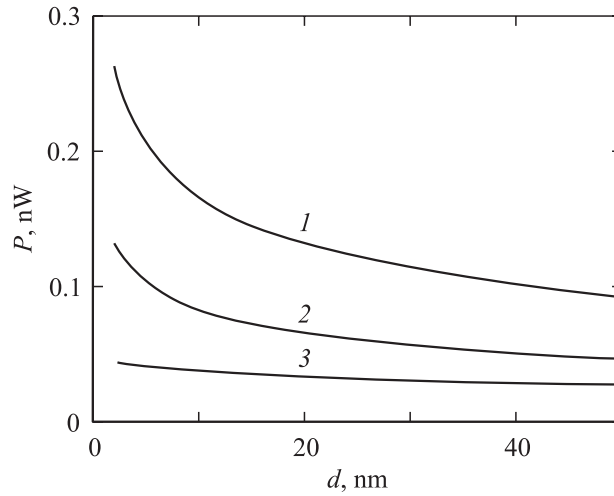


Рис. 3. Зависимость мощности излучения иглы сканирующего микроскопа от расстояния до поверхности (в стационарном режиме). Материал иглы и поверхности — карбид кремния. Амплитуда колебаний принята равной $d = 1$ nm. Линия 1 соответствует $H = 500$ nm, $R = 20$ nm, линия 2 — $H = 500$ nm, $R = 10$ nm,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

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

где $\tilde{\Phi}(t)$ — функция, стоящая в правой части первой формулы (10). Величина средней температуры T_r зонда находится из (7), если положить $dT/dt = 0$ и усреднить правую часть (7) по периоду. Отсюда $(T_r - T)/\Delta T = (1 + (\beta_1/2\pi\beta_2)\Phi(2\pi))^{-1}$. 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.