Письма в ЖЭТФ, том 105, вып. 11, с. 700 – 706

Сингулярности в радиационной генерации тепла и силах взаимодействия для двух вращающихся наночастиц при аномальном эффекте Доплера

А. И. Волокитин[1)], *Е. В. Дубас*

Самарский государственный технический университет, 443100 Самара, Россия

Поступила в редакцию 20 февраля 2017 г.
После переработки 5 мая 2017 г.

Приведен расчет квантовой генерации тепла, силы взаимодействия и фрикционного вращательного момента для двух вращающихся сферических наночастиц с радиусом R. В отличие от статического случая, когда имеется верхняя граница в радиационной передаче тепла между двумя частицами, для двух вращающихся частиц квантовая генерация тепла расходится при расстояниях между частицами $d < d_0 = R(3/\varepsilon''(\omega_0))^{1/3}$ (где $\varepsilon''(\omega_0)$ – мнимая часть диэлектрической функции для материала частицы на резонансной частоте ω_0), когда частота вращения совпадает с полюсами в скорости генерации возбуждений при $\Omega = 2\omega_0$. Эти полюса возникают за счет аномального эффекта Доплера при учете взаимной поляризации частиц и существуют даже при наличии диссипации в частицах. Аномальная генерация тепла связана с преобразованием механической энергии вращения в тепло при квантовом трении. Аналогичные сингулярности имеют также место для силы взаимодействия и фрикционного вращательного момента. Полученные результаты могут иметь важное значение для биомедицинских применений.

DOI: 10.7868/S0370274X17110091

В настоящее время большое внимание уделяется изучению вращающихся наночастиц в контексте самых разнообразных физических, химических и биомедицинских применений. Наиболее важные из них связаны с использованием вращающихся наночастиц для направленного воздействия на раковые клетки [1–3]. Фрикционные силы из-за квантовых флуктуаций, действующих на малую сферу при вращении вблизи поверхности изучались в работах [4, 5]. Различные экспериментальные методы для захвата и вращения наночастиц обсуждались недавно в работах [6–8].

Две произвольные среды, находящиеся в относительном движении или в состоянии покоя и разделенные вакуумным зазором, непрерывно обмениваются энергией и импульсом посредством флуктуирующего электромагнитного поля, которое всегда присутствует в вакуумном зазоре из-за тепловых и квантовой флуктуаций внутри сред [9]. Такая передача энергии и импульса ответственна за радиационную передачу тепла и бесконтактное трение. На наноуровне эти явления усиливаются на много порядков величин за счет вклада от безизлучательных (неоднородных) электромагнитных волн. Дальнейшее усиление происходит, если среды имеют поверхностные фононные или плазменные поляритонные моды. Возможность использования локализованного туннелирования фотонов между колебательными модами адсорбатов для нагрева молекул обсуждалась в работе [10]. Все эти явления подняли фундаментальный вопрос. Существуют ли ограничения для эффективности передачи энергии и импульса между телами? Для статического случая в дальнем поле радиационная передача тепла максимальна для абсолютно черных тел, когда она описывается законом Стефана–Больцмана. В ближней зоне верхний предел для радиационного теплообмена в статическом случае определяется коэффициентом прохождения для туннелирования тепловых возбуждений посредством безизлучательных волн, который не может превышать единицу [11–15]. Однако для двух скользящих пластин скорость генерации возбуждений может расходиться при резонансных условиях, которые возникают при аномальном эффекте Доплера [16–18]. При этом происходит превращение механической энергии в тепловую за счет квантового трения.

В этом Письме с использованием флуктуационной электродинамики приведен расчет фрикционного вращательного момента, силы взаимодействия и генерации тепла для двух вращающихся наночастиц. Определены резонансные условия, при которых эти

[1)]e-mail: alevolokitin@yandex.ru

величины имеют особенности за счет взаимной поляризации частиц при аномальном эффекте Доплера.

Рассмотрим две сферические частицы 1 и 2, расположенные вдоль $\hat{z}$-оси при $\mathbf{r}_1 = (0,0,0)$ и $\mathbf{r}_2 = (0,0,d)$ (рис. 1). Для простоты будем рассматривать наиболее симметричную ситуацию, когда ось вращения частицы 2 направлена вдоль оси $\hat{z}$. Полученные результаты могут быть обобщены на случай произвольной ориентации оси вращения. Введем две системы отсчета K и K'. В K-системе частица 1 находится в покое, в то время как частица 2 вращается вокруг $\hat{z}$-оси с частотой Ω. В K'-системе частица 2 находится в покое, в то время как частица 1 вращается относительно $\hat{z}$-оси с частотой $-\Omega$. На $\hat{z}$-оси для $0 < z < d$ напряженность электрического поля определяется формулами

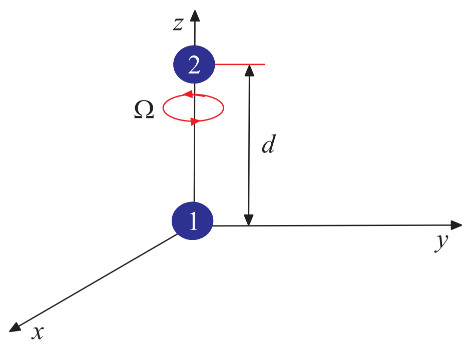

Рис. 1. (Цветной онлайн) Вращающаяся вокруг $\hat{z}$-оси наночастица 2, расположенная на расстоянии d от другой наночастицы 1 в начале системы координатат

$$E_z = \frac{2p_{1z}}{z^3} + \frac{2p_{2z}}{(d-z)^3}, \tag{1}$$

$$\mathbf{E}_\perp = -\frac{\mathbf{p}_{1\perp}}{z^3} - \frac{\mathbf{p}_{2\perp}}{(d-z)^3}, \tag{2}$$

где $\mathbf{p}_i = (\mathbf{p}_{i\perp}, p_{1z})$ – дипольный момент для i-ой частицы. В K-системе преобразование Фурье имеет вид

$$\mathbf{p}_i(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \mathbf{p}_i(\omega) e^{-i\omega t}. \tag{3}$$

Компоненты дипольного момента для частицы 1 в K-системе удовлетворяют уравнениям:

$$p_{1z}(\omega) = \frac{2\alpha_1(\omega) p_{2z}(\omega)}{d^3} + p_{1z}^f(\omega), \tag{4}$$

$$\mathbf{p}_{1\perp}(\omega) = -\frac{\alpha_1(\omega)\mathbf{p}_{2\perp}(\omega)}{d^3} + \mathbf{p}_{1\perp}^f(\omega), \tag{5}$$

где первый и второй члены в правой части (4) и (5) определяют индуцированный и флуктурующий дипольные моменты частицы 1 соответственно, $\alpha_1(\omega)$ – поляризуемость для частицы 1. В K'-системе отсчета компоненты дипольного момента $\mathbf{p}_i'$ удовлетворяют уравнениям, сходным с (4), (5):

$$p_{2z}'(\omega) = \frac{2\alpha_2(\omega) p_{1z}'(\omega)}{d^3} + p_{2z}^{f\prime}(\omega), \tag{6}$$

$$\mathbf{p}_{2\perp}'(\omega) = -\frac{\alpha_2(\omega')\mathbf{p}_{1\perp}'(\omega)}{d^3} + \mathbf{p}_{2\perp}^{f\prime}(\omega'). \tag{7}$$

Соотношения между дипольными моментами в системах отсчета K и K' определяются уравнениями:

$$p_{iz}'(t) = p_{iz}(t),$$

$$\mathbf{p}_{i\perp}'(t) = \begin{pmatrix} \cos\Omega t & \sin\Omega t \\ -\sin\Omega t & \cos\Omega t \end{pmatrix} \mathbf{p}_{i\perp}(t), \tag{8}$$

и для компонент Фурье:

$$p_{iz}'(\omega) = p_{iz}(\omega),$$

$$\mathbf{p}_{i\perp}'(\omega) = \mathbf{T}\mathbf{p}_i(\omega^+) + \mathbf{T}^*\mathbf{p}_i(\omega^-), \tag{9}$$

где $\omega^\pm = \omega \pm \Omega$,

$$\mathbf{T} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & -i \\ i & 1 \end{pmatrix}. \tag{10}$$

Используя эти соотношения в (4), (5) и (6), (7), получим

$$p_{1z}(\omega) = \frac{p_{1z}^f(\omega) + 2\alpha_1(\omega) p_{2z}^f(\omega)/d^3}{1 - 4\alpha_1(\omega)\alpha_2(\omega)/d^6}, \tag{11}$$

$$p_{2z}(\omega) = \frac{p_{2z}^f(\omega) + 2\alpha_2(\omega) p_{1z}^f/d^3}{1 - 4\alpha_1(\omega)\alpha_2(\omega)/d^6}, \tag{12}$$

$$\mathbf{p}_{1x}(\omega) = \frac{1}{2}\left[\frac{p_1^{f+}(\omega) - \alpha_1(\omega) p_2^{f\prime+}(\omega^+)/d^3}{D^+} + \right.$$
$$\left. + \frac{p_1^{f-}(\omega) - \alpha_1(\omega) p_2^{f\prime-}(\omega^-)/d^3}{D^-}\right], \tag{13}$$

$$\mathbf{p}_{1y}(\omega) = \frac{1}{2i}\left[\frac{p_1^{f+}(\omega) - \alpha_1(\omega) p_2^{f\prime+}(\omega^+)/d^3}{D^+} - \right.$$
$$\left. - \frac{p_1^{f-}(\omega) - \alpha_1(\omega) p_2^{f\prime-}(\omega^-)/d^3}{D^-}\right], \tag{14}$$

$$\mathbf{p}_{2x}(\omega) = \frac{1}{2}\left[\frac{p_2^{f\prime+}(\omega^+) - \alpha_2(\omega^+) p_1^{f+}(\omega)/d^3}{D^+} + \right.$$
$$\left. + \frac{p_2^{f\prime-}(\omega^-) - \alpha_2(\omega^-) p_1^{f-}(\omega)/d^3}{D^-}\right], \tag{15}$$

$$\mathbf{p}_{2y}(\omega)=\frac{1}{2i}\left[\frac{p_2^{f\prime +}(\omega^+)-\alpha_2(\omega^+)p_1^{f+}(\omega)/d^3}{D^+}-\right.$$
$$\left.-\frac{p_2^{f\prime -}(\omega^-)-\alpha_2(\omega^-)p_1^{f-}(\omega)/d^3}{D^-}\right], \qquad (16)$$

где $D^{\pm}=1-\alpha_1(\omega)\alpha_2(\omega^{\pm})/d^6$, $p_1^{f\pm}(\omega)=p_{1x}^f(\omega)\pm$ $\pm\, ip_{1y}^f(\omega)$, $p_2^{f\pm}(\omega^{\pm})=p_{2x}^{f\prime}(\omega^{\pm})\pm ip_{2y}^{f\prime}(\omega^{\pm})$. Спектральная плотность флуктуаций дипольного момента i-ой частицы в системе покоя определяется флуктуационно- диссипативной теоремой

$$\langle p_{ij}^f(\omega)p_{ik}^{f*}(\omega')\rangle=2\pi\delta(\omega-\omega')\langle p_{ij}^f p^{f*}\rangle_\omega, \qquad (17)$$

где

$$\langle p_{ij}^f p_{ik}^{f*}\rangle_\omega=\hbar\mathrm{Im}\alpha_i(\omega)\coth\left(\frac{\hbar\omega}{2k_\mathrm{B}T_i}\right)\delta_{jk}. \qquad (18)$$

Вращающий момент, действующий на частицу 1 вдоль $\hat{z}$-оси, можно записать в виде

$$M_z=\int_{-\infty}^{\infty}\frac{d\omega}{2\pi}\langle[\mathbf{p}_{1\perp}\times\mathbf{E}_{12\perp}]\cdot\hat{z}\rangle_\omega, \qquad (19)$$

где $\mathbf{E}_{12}$ – электрическое поле, создаваемое частицей 2 в положении частицы 1. Используя (11)–(17), найдем

$$M_z=\frac{\hbar}{\pi d^6}\int_{-\infty}^{\infty}d\omega\frac{\mathrm{Im}\alpha_1(\omega)\mathrm{Im}\alpha_2(\omega^-)}{|1-\alpha_1(\omega)\alpha_2(\omega^-)/d^6|^2}\times$$
$$\times\left(\coth\frac{\hbar\omega^-}{2k_\mathrm{B}T_2}-\coth\frac{\hbar\omega}{2k_\mathrm{B}T_1}\right). \qquad (20)$$

Вклад во вращающий момент от квантовых флуктуаций (квантовое трение), который существует даже для $T_1=T_2=0\,\mathrm{K}$, дается формулой

$$M_{zQ}=-\frac{2\hbar}{\pi d^6}\int_0^{\Omega}d\omega\frac{\mathrm{Im}\alpha_1(\omega)\mathrm{Im}\alpha_2(\omega^-)}{|1-\alpha_1(\omega)\alpha_2(\omega^-)/d^6|^2}. \qquad (21)$$

Тепло, генерируемое в частице 1 флуктуирующим электромагнитным полем, определяется выражением

$$P_1=\int_{-\infty}^{\infty}\frac{d\omega}{2\pi}\langle\mathbf{j}_1\cdot\mathbf{E}_{12}\rangle_\omega=\int_{-\infty}^{\infty}\frac{d\omega}{2\pi}\langle -i\omega\mathbf{p}_1\cdot\mathbf{E}_{12}\rangle_\omega=$$
$$=\frac{\hbar}{\pi d^6}\int_{-\infty}^{\infty}d\omega\omega\left[2\frac{\mathrm{Im}\alpha_1(\omega)\mathrm{Im}\alpha_2(\omega)}{|1-4\alpha_1(\omega)\alpha_2(\omega)/d^6|^2}\times\right.$$
$$\times\left(\coth\frac{\hbar\omega}{2k_\mathrm{B}T_2}-\coth\frac{\hbar\omega}{2k_\mathrm{B}T_1}\right)+$$
$$\left.+\frac{\mathrm{Im}\alpha_1(\omega)\mathrm{Im}\alpha_2(\omega^-)}{|1-\alpha_1(\omega)\alpha_2(\omega^-)/d^6|^2}\left(\coth\frac{\hbar\omega^-}{2k_\mathrm{B}T_2}-\coth\frac{\hbar\omega}{2k_\mathrm{B}T_1}\right)\right], \qquad (22)$$

и тепло, генерируемое квантовыми флуктуациями, дается формулой

$$P_{1Q}=-\frac{2\hbar}{\pi d^6}\int_0^{\Omega}d\omega\omega\frac{\mathrm{Im}\alpha_1(\omega)\mathrm{Im}\alpha_2(\omega^-)}{|1-\alpha_1(\omega)\alpha_2(\omega^-)/d^6|^2}. \qquad (23)$$

Сила, действующая на частицу 1 вдоль $\hat{z}$-оси, определяется как

$$F_{1z}=\int_{-\infty}^{\infty}\frac{d\omega}{2\pi}\langle\mathbf{p}_1\cdot\frac{d}{dz}\mathbf{E}_{12}(z\to 0)\rangle_\omega=$$
$$=\frac{\hbar}{\pi d^7}\int_{-\infty}^{\infty}d\omega\left[\frac{6}{|1-4\alpha_1(\omega)\alpha_2(\omega)/d^6|^2}\times\right.$$
$$\times\left(\mathrm{Im}\alpha_1(\omega)\mathrm{Re}\alpha_2(\omega)\coth\frac{\hbar\omega}{2k_\mathrm{B}T_1}+\right.$$
$$\left.+\mathrm{Re}\alpha_1(\omega)\mathrm{Im}\alpha_2(\omega)\coth\frac{\hbar\omega}{2k_\mathrm{B}T_2}\right)+$$
$$+\frac{3}{|1-\alpha_1(\omega)\alpha_2(\omega^-)/d^6|^2}\times$$
$$\times\left(\mathrm{Re}\alpha_1(\omega)\mathrm{Im}\alpha_2(\omega^-)\coth\frac{\hbar\omega^-}{2k_\mathrm{B}T_2}+\right.$$
$$\left.\left.+\mathrm{Im}\alpha_1(\omega)\mathrm{Re}\alpha_2(\omega^-)\coth\frac{\hbar\omega}{2k_\mathrm{B}T_1}\right)\right]. \qquad (24)$$

Вклад в F_{1z} при аномальном эффекте Доплера в формуле (24) определяется интегрированием в интервале $0<\omega<\Omega$ и для $T_1=T_2=0\,\mathrm{K}$ дается формулой

$$F_{1z}^{\mathrm{AD}}=\frac{\hbar}{\pi d^7}\int_0^{\Omega}d\omega\frac{3}{|1-\alpha_1(\omega)\alpha_2(\omega^-)/d^6|^2}\times$$
$$\times\left[\mathrm{Im}\alpha_1(\omega)\mathrm{Re}\alpha_2(\omega^-)-\mathrm{Re}\alpha_1(\omega)\mathrm{Im}\alpha_2(\omega^-)\right]. \qquad (25)$$

Для $\Omega=0$ коэффициент прохождения для туннелирования возбуждений для двух одинаковых частиц ограничен условием [9, 12]

$$t^{\mathrm{T}}=\frac{4(\mathrm{Im}\alpha/d^3)^2}{|1-(\alpha/d^3)^2|^2}\le 1. \qquad (26)$$

Таким образом, $P\le P_{\max}$, где

$$P_{\max}=\frac{\pi k_\mathrm{B}^2}{2\hbar}(T_2^2-T_1^2). \qquad (27)$$

Радиационная передача тепла между двумя частицами сильно возрастает в случае резонансного туннелирования фотонов [9, 12]. Для сферической частицы с радиусом R поляризуемость частиц находится по формуле

$$\alpha_i(\omega)=R^3\frac{\varepsilon_i-1}{\varepsilon_i+2}, \qquad (28)$$

где ε_i – диэлектрическая функция для материала сферы. Частица имеет резонанс при $\varepsilon'(\omega_i) = -2$, где ε' – действительная часть ε. Для полярного диэлектрика ω_i определяет частоту поверхностного фононного поляритона. Вблизи резонанса при $\omega \approx \omega_i$ поляризуемость частицы можно записать в виде

$$\alpha_i(\omega) \approx -R^3 \frac{a_i}{\omega - \omega_i + \mathrm{i}\Gamma_i}, \quad (29)$$

где

$$a_i = \frac{3}{(d/d\omega)\varepsilon_i'(\omega)|_{\omega=\omega_i}}, \quad \Gamma = \frac{\mathrm{Im}\varepsilon_i(\omega_i)}{(d/d\omega)\varepsilon_i'(\omega)|_{\omega=\omega_i}}. \quad (30)$$

Вблизи резонанса для двух одинаковых частиц ($\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$, $a_1 = a_2 = a$) коэффициент прохождения можно записать в виде

$$t^{\mathrm{T}} \approx \frac{4[a\Gamma(R/d)^3]^2}{[(\omega - \omega_+)^2 + \Gamma^2][(\omega - \omega_-)^2 + \Gamma^2]}, \quad (31)$$

где $\omega_\pm = \omega_0 \pm a(R/d)^3$. Для $a(R/d)^3 > \Gamma$ резонансная передача тепла задается уравнением

$$P_{\mathrm{res}} \approx 6\hbar\omega_0\Gamma[n_1(\omega_0) - n_2(\omega_0)], \quad (32)$$

где $n_i(\omega) = [\exp(\hbar\omega/k_{\mathrm{B}}T_i) - 1]^{-1}$. Для $\hbar\omega_0 < k_{\mathrm{B}}T_i$ получаем $P_{\mathrm{res}} \approx 6\Gamma k_{\mathrm{B}}(T_2 - T_1)$ и для $T_2 \gg T_1$

$$\frac{P_{\mathrm{res}}}{P_{\mathrm{max}}} \approx \frac{12}{\pi}\left(\frac{\hbar\Gamma}{k_{\mathrm{B}}T_2}\right) < \left(\frac{\hbar\omega_0}{k_{\mathrm{B}}T_2}\right) < 1. \quad (33)$$

Для $a(R/d)^3 < \Gamma$

$$P_{\mathrm{res}} \approx \frac{\hbar\omega_0 a^2}{\Gamma}\left(\frac{R}{d}\right)^6 [n_2(\omega_0) - n_1(\omega_0)] < \\ < \hbar\omega_0\Gamma[n_2(\omega_0) - n_1(\omega_0)]. \quad (34)$$

Резонанс другого типа возможен для вращающихся частиц в условиях аномального эффекта Доплера, когда $\omega_1 - \Omega = -\omega_2$ [9, 14–17]. При этом резонансе, принимая во внимание, что

$$\alpha_1(\omega_1) \approx e^{\frac{i\pi}{2}}|\alpha_1(\omega_1)|, \ \alpha_2(-\omega_2) \approx e^{-\frac{i\pi}{2}}|\alpha_2(\omega_2)| \quad (35)$$

знаменатели в подынтегральных выражениях в уравнениях (21), (23) и (25) содержат множитель

$$1 - \frac{|\alpha_1(\omega_1)\alpha_2(\omega_2)|}{d^6}. \quad (36)$$

При резонансе $|\alpha_1(\omega_1)\alpha_2(\omega_2)|/d^6$ может быть больше единицы. Таким образом, знаменатель равен нулю при

$$d_0 = |\alpha_1(\omega_1)\alpha_2(\omega_2)|^{1/6}, \quad (37)$$

а это означает, что при $d < d_0$ фрикционный вращательный момент, генерация тепла и сила взаимодействия могут расходиться. Происхождение этой расходимости связано с расходимостью в скорости генерации возбуждений, которая возникает при расстояниях между частицами меньшими критического d_0, когда возникают условия для резонанса. Причем эта расходимость существует даже при наличии диссипации в частицах. В работе [19] полюс в скорости генерации возбуждений интерпретировался, как связанный с возникновением коллективной бездиссипативной моды. В резонансных условиях амплитуда этой моды неограниченно возрастает со временем, что приводит к сингулярностям в скорости генерации тепла и сил взаимодействия.

Подставляя (29) в (37), для критического расстояния получим

$$d_0 = R\left(\frac{a_1 a_2}{\Gamma_1\Gamma_2}\right)^{1/6} = R\left(\frac{9}{\varepsilon_1''(\omega_1)\varepsilon_2''(\omega_2)}\right)^{1/6}, \quad (38)$$

где $\varepsilon_i''(\omega_i)$ – мнимая часть диэлектрической функции i-ой частицы (например, для карбида кремния (SiC) $d_0 = 2.57R$ (см. ниже)), а поляризуемости для $\omega \approx \omega_1$ и $\omega - \Omega \approx -\omega_2$ определяются уравнением (29) для частицы 1 и уравнением

$$\alpha_2(\omega - \Omega) \approx -R^3 \frac{a_2}{\Omega - \omega_2 - \omega - i\Gamma_2} \quad (39)$$

для частицы 2. В этом резонансном случае скорость генерации возбуждений при $0 < \omega < \Omega$ определяется выражением

$$t^{\mathrm{E}} = -\frac{4\mathrm{Im}\alpha_1(\omega)\mathrm{Im}\alpha_2(\omega - \Omega)/d^6}{|1 - \alpha_1(\omega)\alpha_2(\omega - \Omega)/d^6|^2} \approx \\ \approx \frac{4\Gamma_1\Gamma_2 a_1 a_2 (R/d)^6}{(\Gamma_1 + \Gamma_2)^2(\omega - \omega_c)^2 + \left[\Gamma_1\Gamma_2\left(\frac{\Omega - \Omega_0}{\Gamma_1 + \Gamma_2}\right)^2 - (\omega - \omega_c)^2 + \frac{(\Omega - \Omega_0)(\Gamma_2 - \Gamma_1)(\omega - \omega_c)}{\Gamma_1 + \Gamma_2} + \Gamma_1\Gamma_2 - a_1 a_2 (R/d)^6\right]^2}, \quad (40)$$

где $\Omega_0 = \omega_1 + \omega_2$,

$$\omega_c = \frac{\Gamma_1(\Omega - \omega_2) + \Gamma_2\omega_1}{\Gamma_1 + \Gamma_2}. \qquad (41)$$

Для двух одинаковых частиц скорость генерации возбуждений расходится при $\omega = \omega_c = \omega_0$ и $\Omega = \Omega^{\pm}$, где

$$\Omega^{\pm} = 2\left[\omega_0 \pm \Gamma\sqrt{\left(\frac{a}{\Gamma}\right)^2\left(\frac{R}{d}\right)^6 - 1}\right]. \qquad (42)$$

Вблизи резонанса, когда

$$\frac{1}{4}\left|\left(\frac{\Omega-\Omega_0}{2\Gamma}\right)^2 + 1 - \left(\frac{a}{\Gamma}\right)^2\left(\frac{R}{d}\right)^6\right| \ll 1, \qquad (43)$$

подставив (40) в (23), получим

$$P_{1Q} \approx \frac{\hbar\omega_0}{\Gamma}\frac{a^2(R/d)^6}{\left|\left(\frac{\Omega-\Omega_0}{2\Gamma}\right)^2 + 1 - \left(\frac{a}{\Gamma}\right)^2\left(\frac{R}{d}\right)^6\right|}. \qquad (44)$$

При $\Omega = \Omega_0$ скорость генерации возбуждений расходится при $\omega = \omega_1$ и $d = d_0$. Вблизи к этому резонансу квантовая генерация тепла ведет себя как

$$P_{1Q} \propto \frac{d_0}{|d - d_0|}. \qquad (45)$$

Приведенные расчеты могут быть обобщены на случай произвольной ориентации оси вращения. В частности, для оси вращения, перпендикулярной оси $\hat{z}$, $d_0 = 2.99R$. При произвольной ориентации оси вращения для SiC частиц $2.57R < d_0 < 2.99R$.

В качестве примера, рассмотрим две наночастицы карбида кремния (SiC). Оптические свойства этого материала могут быть описаны с использованием осцилляторной модели [20]:

$$\varepsilon(\omega) = \epsilon_\infty\left(1 + \frac{\omega_L^2 - \omega_T^2}{\omega_T^2 - \omega^2 - \mathrm{i}\Gamma\omega}\right), \qquad (46)$$

$\varepsilon_\infty = 6.7$, $\omega_L = 1.8\cdot10^{14}\,\mathrm{с}^{-1}$, $\omega_T = 1.49\cdot10^{14}\,\mathrm{с}^{-1}$, и $\Gamma = 8.9\cdot10^{11}\,\mathrm{с}^{-1}$. Частота поверхностных фононных поляритонов определяется уравнением $\varepsilon'(\omega_0) = -2$. Откуда, с учетом (46), получаем $\omega_0 = 1.73\cdot10^{14}\,\mathrm{с}^{-1}$. Из (37) находим критическое расстояние $d_0 = 2.57R$. Для справедливости дипольного приближения необходимо выполнение условия $2R/d \ll 1$. Для SiC-частиц параметр мультипольного разложения при $d \approx 2.6R \approx d_0$ равен 0.8 и 0.7 для оси вращения, направленной вдоль и перпердикулярной оси $\hat{z}$ соответственно. Поэтому приведенные далее численные расчеты играют роль качественной оценки эффекта. Для его количественного описания для SiC-частиц необходим учет мультипольных эффектов.

Рис. 2 иллюстрирует зависимости вклада за счет аномального эффекта Доплера в генерацию тепла внутри частицы 1 и силы взаимодействия между частицами от частоты вращения частицы 2 для $d \geq 2.6R > d_0$. В согласии с вышеприведенным теоретическим анализом эти зависимости имеют острый резонанс при $d \to d_0$. Для статических частиц при $T_2 = 300\,\mathrm{K}$ и $T_1 = 0\,\mathrm{K}$ из (32) следует, что при резонансном туннелировании фотонов вклад в радиационный теплообмен $P_{\mathrm{res}} \approx 10^{-9}\,\mathrm{Вт}$. В отличии от статического случая, для вращающихся частиц скорость генерации тепловой энергии расходится при резонансе при $d = d_0$ и $\Omega = \Omega_0 = 2\omega_0$. При резонансе стационарное вращение частицы невозможно, так как сила трения неограниченно возрастает со временем. Однако вблизи резонанса стационарное вращение со сколь угодно большой скоростью генерации тепла за счет механической энергии возможно. Вблизи резонансной частоты сила взаимодействия меняет знак (см. рис. 2b). В статическом случае сила Ван-дер-Ваальса между частицами задается формулой

$$F_{\mathrm{vdW}}(d) = \frac{32}{3}\left(\frac{R}{d}\right)^6\frac{A_{\mathrm{H}}}{d}, \qquad (47)$$

где согласно работе [21] константа Хамакера для SiC-SiC системы $A_{\mathrm{H}} = 16.5\cdot10^{-20}\,\mathrm{Дж}$. При $d = 2.6R = 1.3\,\mathrm{нм}$ $F_{\mathrm{vdW}} = 5.7\cdot10^{-12}\,\mathrm{Н}$. Для вращающихся частиц вблизи резонанса сила взаимодействия может быть произвольно большой. Таким образом, возможна настройка силы взаимодействия путем изменения частоты вращения частицы.

На рис. 3 показаны зависимости скорости генерации тепла и силы взаимодействия между частицами от расстояния между частицами при $d > 2.6R > d_0$ для $\Omega = \Omega_0$ (кривая *1* – красная) и $\Omega = \Omega_0(1 + 0.003)$ (кривая *2* – зеленая). В согласии с приведенным выше теоретическим анализом при резонансной частоте эти зависимости имеют расходимость.

Заключение. Для расчета генерации тепла, силы взаимодействия и фрикционного вращательного момента для двух вращающихся частиц с учетом взаимной поляризации частиц использовалась флуктуационная электродинамика. В отличии от статического случая, все эти величины расходятся в резонансных условиях даже при наличии диссипации в частицах. Происхождение этих особенностей связано с расходимостью скорости генерации возбуждений в условиях аномального эффекта Доплера. Полученные результаты могут найти широкое применение в нанотехнологиях, в частности, для настройки сил взаимодействия и генерации тепла путем изменения частоты вращения. Эти процессы могут быть использова-

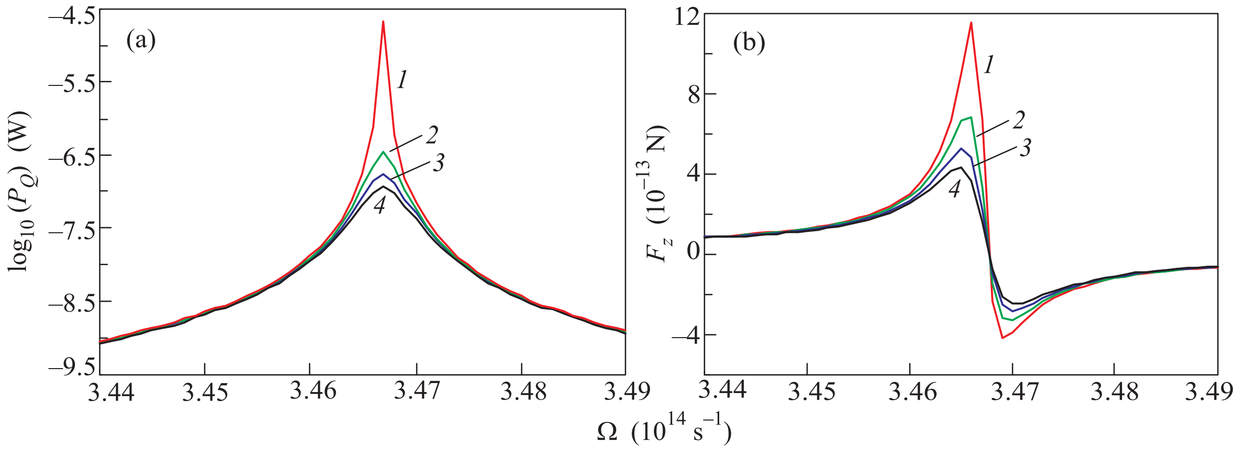

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость тепла, сгенерированного квантовыми флуктуациями внутри SiC частицы 1 с радиусом $R = 0.5$ нм. (b) – Зависимость силы взаимодействия между частицами от частоты вращения Ω такой же частицы 2. Линиями красного *1*, зеленого *2*, синего *3* и черного *4* цветов показаны результаты расчетов для $d > d_0$ при $d = 2.6R$, $d = 2.61R$, $d = 2.62R$ и $d = 2.63R$ соответственно, где $d_0 = 2.57R$ – критическое расстояние между частицами, меньше которого скорость генерации возбуждений расходится на резонансных частотах $\Omega^{\pm}$

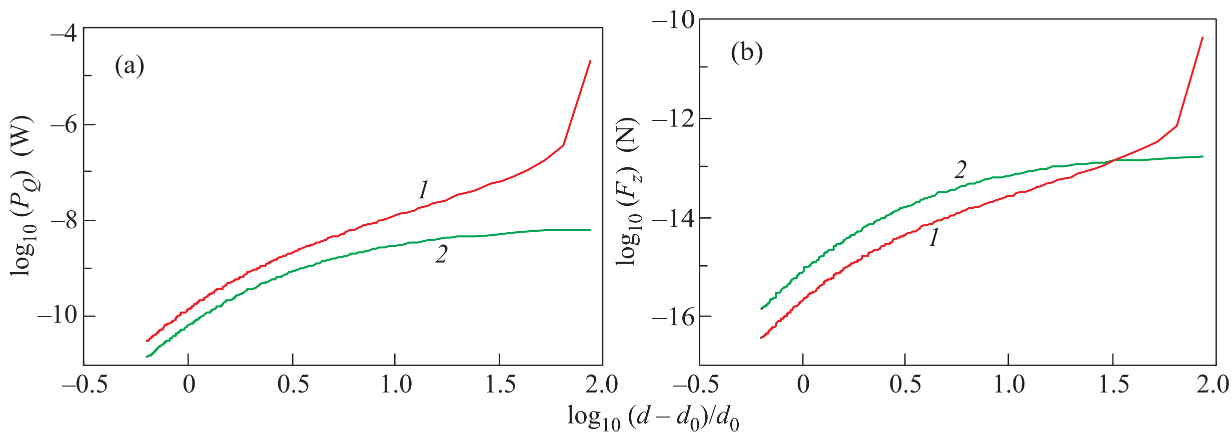

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость тепла, сгенерированного квантовыми флуктуациями внутри SiC частицы 1 с радиусом $R = 0.5$ нм. (b) – Зависимость силы взаимодействия между частицами от расстояния между частицами для $d \geq 2.6R > d_0 = 2.57$. Линиями красного *1* и зеленого *2* показаны результаты расчетов для $\Omega = \Omega_0 = 2\omega_0$ и $\Omega = \Omega_0(1 + 0.003)$ соответственно, где ω_0 – частота поверхностных фононных поляритонов для частиц

ны для направленного воздействия на раковые клетки. Для практического применения предсказанных эффектов необходим поиск или создание материалов с низкой частотой плазменных или фононных поляритонов и малой величиной мнимой части диэлектрической функции на этой частоте. Полупроводник InSb имеет частоту поверхностных плазменных-фононных поляритонов в ТГц-области [20]. Однако диэлектрическая функция для этого материала имеет большую мнимую часть на этой частоте, что приводит к малому значению для критического расстояния. С другой стороны, метаматериалы могут иметь частоту плазменных поляритонов в ГГц-области [22].

Исследование было поддержано РФФИ (грант # 16-02-00059-а).

1. R. Toy, P.M. Piers, K.B. Ghaghada, and E. Karathananis, Nanomedicine **9**, 121 (2014).
2. A.J. Cole, V.C. Yang, and A.E. David, Trends in Biotechnology **29**, 323 (2011).
3. E. Zhang, M.F. Kircher, M. Koch, L. Eliasson, S.N. Goldberg, and E. Renstrom, ACS Nano **8**, 3192 (2014).
4. R. Zhao, A. Manjavacas, F.J. García de Abajo, and J.B. Pendry, Phys. Rev. Lett. **109**, 123604 (2012).
5. G.V. Dedkov and A.A. Kyasov, EPL **99**, 64002 (2012).
6. K. Wang, E. Schonbrum, P. Steinvurzel, and K.B. Crozier, Nature Comm. **2**, 469 (2011).
7. O.M. Maragò, P.H. Jones, P.G. Gucciardi, G. Volpe, and A.C. Ferrari, Nature Nanotechnology **8**, 807 (2013).

8. A. Kotlana and R. Gordon, Nano Lett. **14**, 853 (2014).
9. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, Rev. Mod. Phys. **79**, 1291 (2007).
10. B. N. J. Persson, T. Kato, H. Ueba, and A. I. Volokitin, Phys. Rev. B **75**, 193404 (2007).
11. J. B. Pendry, J. Phys.: Condens. Matter **9**, 10301 (1997).
12. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, JETP Lett. **78**, 457 (2003).
13. P. Ben-Abdallah and K. Joulain, Phys. Rev. B **82**, 121419 (2010).
14. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, Phys. Rev. Lett. **106**, 094502 (2011).
15. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, EPL **103**, 24002 (2013).
16. Y. Guo and Z. Jacob, J. Opt. **16**, 114023 (2014).
17. Y. Guo and Z. Jacob, Opt. Express. **22**, 21 (2014).
18. A. I. Volokitin, Phys. Rev. B **94**, 235450 (2016).
19. M. G. Silveirinha, New J. Phys. **16**, 063011 (2014).
20. E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*, Academic, San Diego, CA (1985).
21. M. Sedighi, V. B. Svetovoy, W. H. Broer, and G. Palasantzas, Phys. Rev. B **89**, 195440 (2014).
22. J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Steward, J. Phys.: Condens. Matter **10**, 4785 (1998).