Письма в ЖЭТФ, том 110, вып. 6, с. 379 – 386

Эффект резонансной эмиссии фотонов в радиационной передаче и генерации тепла

А. И. Волокитин[1)]

Самарский государственный технический университет, 443100 Самара, Россия

Поступила в редакцию 14 августа 2019 г.
После переработки 15 августа 2019 г.
Принята к публикации 15 августа 2019 г.

Изучается эффект резонансов в скорости фотонной эмиссии в радиационной генерации и передаче тепла, и трении Казимира при относительном скольжении двух пластин из полярных диэлектриков. Резонансы имеют различную природу в частотном диапазоне *нормального* (НЭД) и *аномального* (АЭД) эффекта Доплера. В частотном диапазоне нормального эффекта Доплера резонансы связаны с резонансным туннелированием фотонов между поверхностными фононными/плазмонными поляритонами пластин. Для двух одинаковых пластин такие резонансы существуют только при относительной скорости скольжения $v = 0$. Однако для разных пластин резонансы могут возникать при $v \neq 0$. В частотном диапазоне аномального эффекта Доплера резонансы связаны с генерацией возбуждений в обеих пластинах. В то время как в частотном диапазоне НЭД резонансы имеют конечную величину, в частотном диапазоне АЭД возможны сингулярные резонансы даже при наличии диссипации в системе. Рассмотрены резонансы для одинаковых и различных скользящих пластин.

DOI: 10.1134/S0370274X1918005X

Хорошо известно, что радиационный теплообмен между телами при расстояниях между ними $d > \lambda_T = c\hbar/k_{\rm B}T$ (при комнатной температуре $\lambda_T \sim 10$ мкм) определяется законом Стефана–Больцмана, который является следствием квантовой теории Планка для черного излучения. В этом предельном случае передача тепла определяется бегущими электромагнитными волнами, излучаемых телами в области дальнего поля. При $d < \lambda_T = c\hbar/k_{\rm B}T$ на основе разработанной Рытовым флуктуационной электродинамики [1–3] теоретически было предсказано [4–10] и экспериментально подтверждено [11-13] то, что радиационный тепловой поток между двумя телами с разными температурами в области ближнего поля может быть на много порядков больше предела, который устанавливается законом Планка для излучения черного тела. Это увеличение связано с вкладом от неоднородных (безызлучательных) электромагнитных волн, амплитуда которых экспоненциально уменьшается при удалении от поверхности. Из-за быстрого затухания неоднородные волны не дают вклада в передачу тепла в области дальнего поля. Однако в области ближнего поля вклад неоднородных волн быстро возрастает за счет фотонного туннелирования. В настоящее время радиационный теплообмен на наноуровне активно изучается, так как он обещает найти широкое применение в разнообразных технологиях, начиная от термофотоэлектрических преобразователей энергии [14–19], неинвазивной тепловой визуализации [20] и заканчивая термомагнитной записью и обработкой информации [21–24] и нанолитографией [5]. С развитием новой экспериментальной техники за последнее десятилетие супер-планковскую передачу тепла удалось наблюдать для вакуумных зазоров между телами в интервале от сотен нанометров до нескольких ангстремов [13, 25–27]. В целом, результаты этих измерений находятся в хорошем согласии с предсказаниями флуктуационной электродинамики для широкого набора материалов и геометрий.

Для плоских пластин в фазовом пространстве бегущие волны, участвующие в теплообмене, занимают состояния в круге с радиусом $q < k_{\rm B}T/c\hbar$, а неоднородные волны занимают состояния с $q < 1/d$. Поэтому в области ближнего поля при $d < c\hbar/k_{\rm B}T$ число каналов для передачи тепла посредством неоднородных волн становится больше, чем для бегущих волн. Другим фактором, который определяет вклад неоднородных волн в передачу тепла, является является скорость туннелирования фотонов через вакуумный промежуток. Для передачи тепла посредством бегущих волн максимальный тепловой поток достигается для абсолютно черных тел, когда

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

он описывается законом Стефана–Больцмана. Для неоднороных волн было установлено [5, 9], что для неподвижных тел спектральная скорость фотонного туннелирования не может быть больше единицы, что определяет максимальное значение для теплового потока посредством туннелирования фотонов для неподвижных тел. В ограниченной области фазового пространства скорость фотонного туннелирования может достигать максимального значения в случае резонансного туннелирования между поверхностными фононными/плазмонными поляритонами или колебательными модами адсорбатов [28, 9]. При относительном движении тел, помимо потока тепла между телами, возникает поток импульса, который приводит к трению Казимира [8, 9, 29–33]. При малых скоростях сила трения пропорциональна скорости с коэффициентом трения, который определяется спектральной скоростью фотонной эмиссии для неподвижных тел. Поэтому, подобно радиационной передаче тепла, трение Казимира при малых скоростях возрастает при резонансном туннелировании фотонов [8, 9, 30–32]. Для движущихся тел может возникать аномальный эффект Доплера, при котором тела могут излучают фотоны, переходя при этом в возбужденное состояние [34]. Аномальный эффект Доплера является основой квантового излучения Вавилова–Черенкова и квантового трения [8, 35–42]. В настоящем Письме показывается, что при относительном скольжении двух пластин в области нормального эффекта Доплера спектральная скорость фотонной эмиссии не может превышать единицы, а в области аномального эффекта Доплера она может расходиться, что означает возникновение электромагнитной нестабильности [43]. Наличие сингулярного резонанса в генерации тепла и квантовом трении при относительном скольжении двух одинаковых пластин и для вращающихся частиц было впервые показано в работах [44–49]. В настоящем Письме сингулярный резонанс изучается для общего случая относительного скольжения различных пластин. Приводятся численные расчеты радиационной передачи и генерации тепла, и трения Казимира при относительном скольжении двух пластин из полярных диэлектриков SiO_2 и SiC.

Рассмотрим две пластины, скользящие относительно друг друга со скоростью v и разделенные расстоянием d (см. рис. 1). Согласно теории трения Казимира и радиационной передачи тепла между движущимися телами [29, 8, 33, 9] вклады неоднородных волн (которые доминируют при малых расстояниях между пластинами) в силу трения F_{1x} и мощность

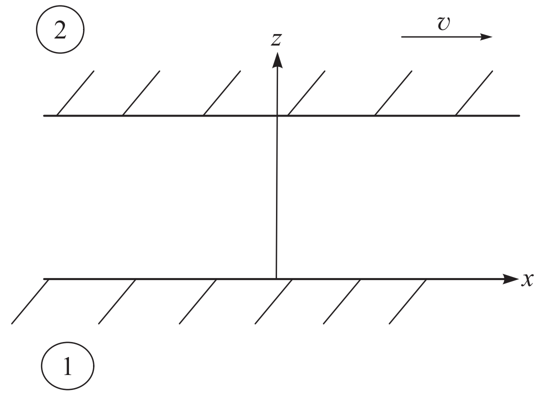

Рис. 1. Две параллельные пластины отделены друг от друга вакуумной щелью с толщиной d. Верхняя пластина скользит относительно нижней со скоростью v

тепла P_1, поглощаемого пластиной **1**, в ближнем поле при $d \ll \lambda_T$ и в нерелятивистском пределе $v \ll c$ определяются по формулам

$$\begin{pmatrix} F_{1x} \\ P_1 \end{pmatrix} = \int \frac{d^2q}{(2\pi)^2}\int_0^\infty \frac{d\omega}{2\pi}\begin{pmatrix}\hbar q_x \\ \hbar\omega\end{pmatrix}\times$$
$$\times\,\Gamma_{12}(\omega,q)\,\mathrm{sgn}(\omega-q_xv)[n_2(\omega-q_xv)-n_1(\omega))], \quad (1)$$

где положительная величина

$$\Gamma_{12}(\omega,\mathbf{q}) = 4\,\mathrm{sgn}(\omega^-)\times$$
$$\times\left\{\frac{\mathrm{Im}R_{1p}(\omega)\mathrm{Im}R_{2p}(\omega-q_xv)}{|1-e^{-2qd}R_{1p}(\omega)R_{2p}(\omega-q_xv)|^2}+(p\leftrightarrow s)\right\}e^{-2qd} \quad (2)$$

определяет спектральную скорость эмиссии фотонов, $n_i(\omega) = [\exp(\hbar\omega/k_\mathrm{B}T_i)-1]^{-1}$, $R_{ip(s)}$ – амплитуда отражения в системе покоя для поверхности i для $p(s)$ – поляризованной электромагнитной волны. Символ $(p \leftrightarrow s)$ обозначает члены, которые получаются из предыдущих членов при перестановке индексов p и s. Область *нормального* эффекта Доплера ($\omega - q_xv > 0$) соответствует процессам, при которых возбуждение уничтожается в одной пластине и рождается в другой, т.е. они соответствуют туннелироваанию фотонов [38]. Такие процессы возможны только при $T \neq 0$ K, т.е. они связаны с тепловым излучением. С другой стороны, в области *аномального* эффекта Доплера возбуждения рождаются и уничтожаются одновременно в обеих пластинах, т.е. они связаны с процессами самовозбуждения системы, когда излучение фотона происходит в результате перехода системы в возбужденное состояние [38]. Такие процессы возможны даже при $T = 0$ K, когда они связаны с квантовым трением, при котором [35, 8, 37]

$$\begin{pmatrix} F_{1x} \\ P_1 \end{pmatrix} = \frac{\hbar}{4\pi^3}\int_0^\infty dq_y \int_0^\infty dq_x \int_0^{q_x v} d\omega \begin{pmatrix} \hbar q_x \\ \hbar\omega \end{pmatrix} \Gamma_{12}(\omega, q). \tag{3}$$

В области *нормального* эффекта Доплера, когда $\omega > 0$ и $\omega - \Omega > 0$, можно записать $R_{1p}(\omega) = |R_{1p}(\omega)|\exp(i\phi_1)$ и $R_{2p}(\omega - q_x v) = |R_{2p}(\omega - q_x v)|\exp(i\phi_2)$, и скорость эмиссии фотонов

$$\Gamma_{12} = \frac{4\mathrm{Im}R_{1p}(\omega)\mathrm{Im}R_{2p}(\omega - q_x v)e^{-2qd}}{|1 - e^{-2qd}R_{1p}(\omega)R_{2p}(\omega - q_x v))|^2} =$$

$$= \frac{4e^{-2qd}|R_{1p}(\omega)||R_{2p}(\omega - q_x v)|\sin\phi_1\sin\phi_2}{1 + e^{-4qd}|R_{1p}(\omega)|^2|R_{2p}(\omega - q_x v)|^2 - 2e^{-2qd}|R_{1p}(\omega)||R_{2p}(\omega - q_x v)|\cos(\phi_1 + \phi_2)}, \tag{4}$$

достигает максимального значения $\Gamma_{\max} = 1$ при $e^{-2qd}|R_{1p}(\omega)||R_{2p}(\omega - q_x v)| = 1$ и $\phi_1 = \phi_2$. Таким образом при $v = 0$, $P_1 \leq P_{\max}$, где

$$P_{\max} = \frac{k_{\mathrm{B}}^2}{48\hbar}\left(T_2^2 - T_1^2\right) q_c^2, \tag{5}$$

где q_c – параметр обрезания для q, определяемый свойствами материалов. Наибольшее возможное значение для $q_c \sim 1/b$, где b – межатомное расстояние. Таким образом, отношение максимального теплового потока, связанного с затухающими волнами, к тепловому потоку из-за излучения черного тела $P_{\max}/P_{BB} \sim (\lambda_T/b)^2$. При комнатной температуре максимальный вклад в поток тепла от затухающих волн будет примерно в 10^8 раз больше, чем вклад излучения черного тела. Радиационный теплообмен между двумя пластинами сильно усиливается в случае резонансного туннелирования фотонов [28, 8, 9]. Амплитуда отражения для пластины из полярного диэлектрика при $d < c/(\omega_i|\varepsilon_i|)$

$$R_{ip} = \frac{\varepsilon_i - 1}{\varepsilon_i + 1}, \tag{6}$$

имеет резонанс при $\varepsilon_i'(\omega_i) = -1$, где ε_i и ω_i – диэлектрическая функция и частота поверхностного фононного поляритона для диэлектрика i, ε_i' – действительная часть ε_i. Вблизи резонанса при $\omega \approx \omega_1$ и $\omega - q_x v \approx \omega_2$ в области нормального эффекта Доплера амплитуды отражения можно записать в виде

$$\begin{gathered} R_{1p}(\omega) \approx -\frac{a_1}{\omega - \omega_1 + i\Gamma_1}, \\ R_{2p}(\omega - q_x v) \approx -\frac{a_2}{\omega - q_x v - \omega_2 + i\Gamma_2}, \end{gathered} \tag{7}$$

где

$$a_i = \frac{2}{(d/d\omega)\varepsilon_i'(\omega)|_{\omega=\omega_i}}, \;\; \Gamma_i = \frac{\varepsilon_i''(\omega_i)}{(d/d\omega)\varepsilon_i'(\omega)|_{\omega=\omega_i}}. \tag{8}$$

Для двух одинаковых поверхностей, когда $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$, $a_1 = a_2 = a$ и $\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma$, условие резонанса $\phi_1 = \phi_2$ может быть выполнено только при $v = 0$. Вблизи резонанса спектральную скорость эмиссии фотонов для двух одинаковых диэлектрических пластин можно записать в виде

$$\Gamma_{12} = \frac{4e^{-2qd}\mathrm{Im}R_p(\omega)\mathrm{Im}R_p(\omega - q_x v)}{|1 - e^{-2qd}R_p(\omega)R_p(\omega - q_x v))|^2} \approx$$

$$\approx \frac{4(a\Gamma e^{-qd})^2}{[(\omega - \tilde{\omega}_+)^2 + \Gamma^2][(\omega - \tilde{\omega}_-)^2 + \Gamma^2]}, \tag{9}$$

где

$$\tilde{\omega}_\pm = \omega_0 + \frac{q_x v}{2} \pm \sqrt{a^2 e^{-2qd} + \left(\frac{q_x v}{2}\right)^2}. \tag{10}$$

Γ_{12} имеет максимум при

$$\omega_\pm = \omega_0 + \frac{q_x v}{2} \pm \sqrt{a^2 e^{-2qd} + \left(\frac{q_x v}{2}\right)^2 - \Gamma^2}, \tag{11}$$

когда

$$\Gamma_{12} = \Gamma_{12}^{\max} = \frac{a^2 e^{-2qd}}{a^2 e^{-2qd} + \left(\frac{q_x v}{2}\right)^2}. \tag{12}$$

$\Gamma_{12}^{\max} = 1$ только при $v = 0$, когда удовлетворяется второе условие резонанса $|R_p(\omega)|^2 e^{-2qd} = 1$ при $\omega = \omega_\pm(v = 0)$. Использование (9) в (1) дает резонансный вклад в передачу тепла

$$P_1 \approx \frac{\hbar\omega_0\Gamma}{2\pi}\int_0^\infty dq\, q \frac{[2e^{-qd}/\varepsilon''(\omega_0)]^2}{[2e^{-qd}/\varepsilon''(\omega_0)]^2 + 1} \approx$$

$$\approx \frac{\hbar\omega_0\Gamma}{2\pi}\int_0^{q_c} dq\, q = \frac{\hbar\omega_0\Gamma q_c^2}{4\pi}[n_2(\omega_0) - n_2(\omega_0)], \tag{13}$$

где ε'' – мнимая часть ε. При $2/\varepsilon''(\omega_0) \gg 1$ волновой вектор обрезания $q_c = \ln[2/\varepsilon''(\omega_0)]/d$.

В линейном приближении по скорости v сила трения $F = \gamma v$, где при $T_1 = T_2 = T$ коэффициент трения [9]

$$\gamma = \frac{\hbar^2}{8\pi^2 k_B T}\int_0^\infty \frac{d\omega}{\sinh^2\left(\frac{\hbar\omega}{2k_BT}\right)} \times$$
$$\times \int_0^\infty dq\, q^3 e^{-2qd}\frac{\mathrm{Im}R_{1p}(\omega)\mathrm{Im}R_{2p}(\omega)}{\left|1-e^{-2qd}R_{1p}(\omega)R_{2p}(\omega)\right|^2}. \quad (14)$$

Использование (9) в (14), дает резонансный вклад в коэффициент трения

$$\gamma_{\mathrm{res}} \approx \frac{\hbar^2\Gamma}{4\pi k_B T\sinh^2\left(\frac{\hbar\omega_0}{2k_BT}\right)} \times$$
$$\times \int_0^\infty dq\, q^3 \frac{[2e^{-qd}/\varepsilon''(\omega_0)]^2}{[2e^{-qd}/\varepsilon''(\omega_0)]^2+1} \approx$$
$$\approx \frac{\hbar^2\Gamma}{4\pi k_B T\sinh^2\left(\frac{\hbar\omega_0}{2k_BT}\right)}\int_0^{q_c} dq\, q^3 =$$
$$= \frac{\hbar^2\Gamma q_c^4}{16\pi k_B T\sinh^2\left(\frac{\hbar\omega_0}{2k_BT}\right)}. \quad (15)$$

При низких частотах вдали от резонанса ($\omega \ll \omega_0$) $\Gamma_{12} \propto \omega^2$ и нерезонансный вклад в коэффициент трения

$$\gamma_{\mathrm{offres}} \approx= \frac{\hbar}{16d^4}\left(\frac{k_BT}{\hbar\omega^*}\right)^2\xi, \quad (16)$$

где

$$\frac{1}{\omega^{*2}} = \lim_{\omega\to 0}\frac{\mathrm{Im}R_{1p}(\omega)\mathrm{Im}R_{2p}(\omega)}{\omega^2}, \quad (17)$$

$$\xi = \int_0^\infty dx x^3 \frac{e^{-x}}{\left[1-e^{-x}R_{1p}(0)R_{2p}(0)\right]^2} \approx$$
$$\approx \int_0^\infty dx x^3 \frac{e^{-x}}{\left(1-e^{-x}\right)^2} = 3\zeta(3)\Gamma(3) = \pi^2. \quad (18)$$

Например, диэлектрическую функцию аморфного SiO_2 можно описать, используя осцилляторную модель [50]

$$\varepsilon(\omega) = \epsilon_\infty + \sum_{j=1}^{2}\frac{\sigma_j}{\omega_{0,j}^2-\omega^2-i\omega\gamma_j}, \quad (19)$$

где параметры $\omega_{0,j}$, γ_j и σ_j были получены путем подгонки ε, вычисленному с помощью (19), к экспериментальным данным ε для SiO_2: $\epsilon_\infty = 2.0014$, $\sigma_1 = 4.4767 \times 10^{27}\,\text{с}^{-2}$, $\omega_{0,1} = 8.6732 \times 10^{13}\,\text{с}^{-1}$, $\gamma_1 = 3.3026 \times 10^{12}\,\text{с}^{-1}$, $\sigma_2 = 2.3584 \times 10^{28}\,\text{с}^{-2}$, $\omega_{0,2} = 2.0219\times 10^{14}\,\text{с}^{-1}$, и $\gamma_2 = 8.3983\times 10^{12}\,\text{с}^{-1}$. Использование этих параметров в (19), дает $\omega_0 = 9.29\cdot 10^{13}\,\text{с}^{-1}$, $a = 3.6\cdot 10^{12}\,\text{с}^{-1}$, $\Gamma = 1.8\cdot 10^{12}\,\text{с}^{-1}$, $\varepsilon''(\omega_0) = 1$, $\omega^* = 2.3\cdot 10^{16}\,\text{с}^{-1}$. С этими параметрами (30) и (16) при $T = 300\,\text{K}$ и $d = 1\,\text{нм}$ дают $\gamma_{\mathrm{res}} = 3.5\cdot 10^{-2}\,\text{кгс}^{-1}\,\text{м}^{-2}$ и $\gamma_{\mathrm{offres}} = 1.8\cdot 10^{-5}\,\text{кгс}^{-1}\,\text{м}^{-2}$.

Оптические свойства карбида кремния (SiC) в осцилляторной модели могут быть описаны диэлектрической функцией [51]

$$\varepsilon(\omega) = \epsilon_\infty\left(1+\frac{\omega_L^2-\omega_T^2}{\omega_T^2-\omega^2-i\gamma\omega}\right), \quad (20)$$

где $\varepsilon_\infty = 6.7$, $\omega_L = 1.8\cdot 10^{14}\,\text{с}^{-1}$, $\omega_T = 1.49\cdot 10^{14}\,\text{с}^{-1}$, $\gamma = 8.9\cdot 10^{11}\,\text{с}^{-1}$. Использование этих параметров в (20) дает $\omega_0 = 1.76\cdot 10^{14}\,\text{с}^{-1}$, $\varepsilon''(\omega_0) = 0.137$, $\Gamma = 2\cdot 10^{11}\,\text{с}^{-1}$, $\omega^* = 3\cdot 10^{17}\text{с}^{-1}$. С этими параметрами (30) и (16) при $T = 300\,\text{K}$ и $d = 1\,\text{нм}$ дают $\gamma_{\mathrm{res}} = 1.8\cdot 10^{-2}\,\text{кгс}^{-1}\,\text{м}^{-2}$ и $\gamma_{\mathrm{offres}} = 10^{-6}\,\text{кгс}^{-1}\,\text{м}^{-2}$.

Для двух разных пластин резонанс возможен, когда действительная часть амплитуды отражения $R'_{ip}(\omega_i) = 0$. В этом случае $\phi_1 = \phi_2 = \pi/2$ при $q_xv = \omega_1 - \omega_2$. Второе условие для резонанса требует, чтобы при $q_x = (\omega_1-\omega_2)/v$ и $q_y = 0$

$$R''_{1p}(\omega_1)R''_{2p}(\omega_2) = \exp\left(2\frac{|\omega_1-\omega_2|}{v}d\right), \quad (21)$$

где $R''_{ip}(\omega)$ – мнимая часть амплитуды отражения. Из (21) следует, что в частотном диапазоне нормального эффекта Доплера резонанс в скорости излучения фотонов возможен при $v > v_c^N$, где критическая скорость

$$v_c^N = \frac{|\omega_1-\omega_2|d}{\ln[R''_{1p}(\omega_1)R''_{2p}(\omega_2)]^{1/2}}. \quad (22)$$

Для амплитуды отражения в виде (7) $R''_{ip}(\omega_i) = a_i/\Gamma_i = 2/\varepsilon''_i(\omega_i)$ и критическая скорость

$$v_c^N = \frac{|\omega_1-\omega_2|d}{\ln 2/[\varepsilon''_1(\omega_1)\varepsilon''_2(\omega_2)]^{1/2}}. \quad (23)$$

При относительном скольжении SiO_2 и SiC пластин критическая скорость $v_c^N = 4.9\times 10^4\,\text{м/с}$. Для $\omega \approx \omega_1$ и $\omega - q_xv \approx \omega_2$ скорость фотонной эмиссии может быть записана в виде

$$\Gamma_{12} \approx \frac{4\Gamma_1\Gamma_2 a_1 a_2 e^{-2qd}}{(\Gamma_1+\Gamma_2)^2(\omega-\omega_c)^2 + \left[\Gamma_1\Gamma_2\left(\frac{q_xv-\omega_1+\omega_2}{\Gamma_1+\Gamma_2}\right)^2 - (\omega-\omega_c)^2 + \frac{(q_xv-\omega_1+\omega_2)(\Gamma_2-\Gamma_1)(\omega-\omega_c)}{\Gamma_1+\Gamma_2} + \Gamma_1\Gamma_2 + a_1a_2e^{-2qd}\right]^2}, \quad (24)$$

где

$$\omega_c = \frac{\Gamma_1(q_x v + \omega_2) + \Gamma_2\omega_1}{\Gamma_1 + \Gamma_2}. \tag{25}$$

Скорость фотонной эмиссии (24) имеет максимум $\Gamma_{12}^{\max} = 1$ при $\omega = \omega_c$ и $q_x v = \omega_1 - \omega_2$, когда выполняется условие резонанса (21). Используя (32) в (1), при $\omega - q_x v > 0$ дает резонансные вклады в радиационный тепловой поток и силу трения при $|\omega_1 - \omega_2| \gg \sqrt{\Gamma_1\Gamma_2}$ в области нормального эффекта Доплера

$$\begin{pmatrix} F_x \\ P_1 \end{pmatrix} \approx \frac{\Gamma_1\Gamma_2}{\pi v}\begin{pmatrix} \hbar q_c \\ \hbar\omega_1 \end{pmatrix}[n_2(\omega_2) - n(\omega_1)]\int_0^\infty dq_y \frac{Be^{-2qd}}{\sqrt{1+Be^{-2qd}}} \approx$$

$$\approx \frac{\Gamma_1\Gamma_2 q_c}{\pi v}\begin{pmatrix} \hbar q_c \\ \hbar\omega_1 \end{pmatrix}[n_2(\omega_2) - n(\omega_1)]\frac{Be^{-2q_c d}}{\sqrt{1+Be^{-2q_c d}}}, \tag{26}$$

где $B = 4/[\varepsilon_1''(\omega_1)\varepsilon_2''(\omega_2)]$, $q_c = (\omega_1 - \omega_2)/v$ и $q = \sqrt{q_c^2 + q_x^2}$.

В области *аномального* эффекта Доплера при $\omega > 0$ и $\omega - q_x v < 0$ можно записать $R_{1p}(\omega) = |R_{1p}(\omega)|\exp(i\phi_1)$ и $R_2(\omega - q_x v) = R_2^*(q_x v - \omega) = |R_{2p}(\omega - q_x v)|\exp(-i\phi_2)$, и скорость фотонной эмиссии

$$\Gamma_{12} = -\frac{4\mathrm{Im}R_1(\omega)\mathrm{Im}R_2(\omega - q_x v)e^{-2qd}}{|1 - e^{-2qd}R_p(\omega)R_2(\omega - q_x v))|^2} =$$

$$\frac{4|R_1(\omega)||R_2(\omega - q_x v)|e^{-2qd}\sin\phi_1\sin\phi_2}{1 + e^{-4qd}|R_1(\omega)|^2|R_2(\omega - q_x v)|^2 - 2e^{-2qd}|R_1(\omega)||R_2(\omega - q_x v)|\cos(\phi_1 - \phi_2)} \tag{27}$$

расходится ($\Gamma_{12} = \infty$) при $e^{-2qd}|R_1(\omega)||R_2(\omega - q_x v)| = 1$ и $\phi_1 = \phi_2$. Происхождение этой сингулярности связано с электромагнитной нестабильностью, когда выше пороговой скорости v_c электромагнитное поле неограниченно увеличивается со временем даже при наличии диссипации в системе [43]. Выше пороговой скорости стационарное движение невозможно, так как возрастание электромагнитного поля приводит к неограниченному возрастанию силы трения.

В общем случае различных пластин сингулярный резонанс возможен, когда на частоте поверхностных фононных/плазмонных поляритонов ω_i действительная часть амплитуды отражения $R_{ip}'(\omega_i) = 0$. В этом случае $\phi_1 = \phi_2 = \pi/2$ при $q_x v = \omega_1 + \omega_2$ и критическая скорость находится из уравнения

$$R_{1p}''(\omega_1)R_{2p}''(\omega_2) = \exp\left(2\frac{\omega_1 + \omega_2}{v}d\right), \tag{28}$$

где $R_{ip}''(\omega)$ – мнимая часть амплитуды отражения. Из (28) получим

$$v_c^A = \frac{(\omega_1 + \omega_2)d}{\ln[R_{1p}''(\omega_1)R_{2p}''(\omega_2)]^{1/2}}. \tag{29}$$

Для одинаковых пластин из (29) следует формула, полученная в работах [44, 45].

Вблизи резонанса при $\omega \approx \omega_1$ и $\omega - q_x v \approx -\omega_2$ амплитуды отражения могут быть записаны в виде

$$R_{1p}(\omega) \approx -\frac{a_1}{\omega - \omega_1 + i\Gamma_1},\ \ R_{2p}(\omega - q_x v) = R_{2p}^*(q_x v - \omega) \approx -\frac{a_2}{q_x v - \omega - \omega_2 - i\Gamma_2}. \tag{30}$$

При резонансе $R_{ip}''(\omega_i) = a_i/\Gamma_i = 2/\varepsilon_i''(\omega_i)$ и критическая скорость

$$v_c^A = \frac{(\omega_1 + \omega_2)d}{\ln 2/[\varepsilon_1''(\omega_1)\varepsilon_2''(\omega_2)]^{1/2}}. \tag{31}$$

Для SiO_2-SiO_2, SiO_2-SiC и SiC-SiC конфигураций в области аномального эффекта Доплера $v_c^A = 2.7\cdot 10^5$, $1.6\cdot 10^5$ и $1.3\cdot 10^5$ м/с, соответственно. Для $\omega \approx \omega_1$ и $\omega - q_x v \approx -\omega_2$ скорость фотонной эмиссии может быть записана в виде

$$\Gamma_{12} \approx \frac{4\Gamma_1\Gamma_2 a_1 a_2 e^{-2qd}}{(\Gamma_1+\Gamma_2)^2(\omega-\omega_c)^2 + \left[\Gamma_1\Gamma_2\left(\frac{q_x v - \omega_1 - \omega_2}{\Gamma_1+\Gamma_2}\right)^2 - (\omega-\omega_c)^2 + \frac{(q_x v - \omega_1 - \omega_2)(\Gamma_2 - \Gamma_1)(\omega - \omega_c)}{\Gamma_1+\Gamma_2} + \Gamma_1\Gamma_2 - a_1 a_2 e^{-2qd}\right]^2}, \tag{32}$$

где

$$\omega_c = \frac{\Gamma_1(q_x v - \omega_2) + \Gamma_2\omega_1}{\Gamma_1 + \Gamma_2}. \qquad (33)$$

При $v > v_c^A$ скорость эмиссии фотонов расходится при $\omega = \omega_c$ и

$$q_x v = \omega_1 + \omega_2 \pm (\Gamma_1 + \Gamma_2)\sqrt{\frac{4}{\varepsilon_1(\omega_1)\varepsilon_2(\omega_2)}e^{-2qd} - 1}. \quad (34)$$

Уравнения (33) и (34) определяют полюса скорости фотонной эмиссии при $\omega = \omega_c(q_x, q_y)$, которые приводят к расходимости интегралов для генерация тепла и силы трения при скоростях, больших пороговой. Вблизи резонанса при

$$\frac{\Gamma_1\Gamma_2}{(\Gamma_1+\Gamma_2)^2}\left|\left(\frac{q_x v - \omega_1 - \omega_2}{\Gamma_1 + \Gamma_2}\right)^2 + \right.$$
$$\left. + 1 - \frac{4}{\varepsilon_1(\omega_1)\varepsilon_2(\omega_2)}e^{-\frac{2(\omega_1+\omega_2)d}{v}}\right| \ll 1, \qquad (35)$$

использование (32) в (3) дает резонансные вклады в скорость квантовой генерации тепла и квантовое трение в области аномального эффекта Доплера

$$\begin{pmatrix} F_x \\ P_1 \end{pmatrix} \approx \frac{\Gamma_1\Gamma_2 c^{3/2}}{\pi d^2(\omega_1+\omega_2)}\begin{pmatrix} \hbar q_c \\ \hbar\omega_1 \end{pmatrix} \ln\frac{v_c - v}{v_c}, \qquad (36)$$

где $c = \ln 2/[\varepsilon_1''(\omega_1)\varepsilon_2''(\omega_2)]^{1/2}$ и $q_c = c/d$.

Рисунок 2 показывает зависимость скорости генерации тепла в неподвижной пластине от скорости v движущейся относительно нее другой пластины в областях нормального (рис. 2a) и аномального (рис. 2b–d) эффекта Доплера для различных конфигураций. На рисунке 2a зеленая, фиолетовая и голубая линии показывают результаты в области нормального эффекта Доплера для SiO_2-SiO_2, SiO_2-SiC и SiC-SiC конфигураций, соответственно. Для SiO_2-SiO_2 и SiC-SiC конфигураций резонанс в скорости фотонной эмиссии возникает при $v = 0$, поэтому тепловой поток уменьшается с ростом скорости для этих конфигураций. Однако в конфигурации SiO_2-SiC резонанс возникает при конечной скорости, поэтому зависимость потока тепла от скорости имеет максимум при конечной скорости. Рисунки 2b–d показывают результаты в области аномального эффекта, когда при скоростях $v > v_c$, где v_c – пороговая скорость (на рисунках она показана красными стрелками), в скорости фотонной эмиссии возникает сингулярный резонанс, который приводит к расходимости интегралов для скорости квантовой генерации тепла и квантового трения. В численных расчетах эта сингулярность проявляется в разбросе численных данных при скоростях, больших критической.

Заключение. Показано, что при относительном скольжении двух пластин из полярных диэлектриков может возникать резонансная эмиссия фотонов, при которой возрастают радиационная передача и генерация тепла, и трение Казимира. Происхождение резонансов различно в областях нормального (НЭД) и аномального (АЭД) эффекта Доплера. В то время как в области НЭД резонансы связаны с резонансным туннелированием фотонов, в области АЭД они связаны с резонансным излучением фотонов при одновременном рождении возбуждений в обеих средах. В резком контрасте с резонансами в области НЭД, где резонансы имеют конечную величину, в области АЭД возможны сингулярные резонансы. При относительном скольжении пластин из полярных диэлектриков SiO_2 и SiC резонансы возникают в диапазоне скоростей 10^4–10^5 м/с, что затрудняет их наблюдение в эксперименте. Для практического наблюдения и применения предсказанных эффектов необходим поиск или создание новых материалов с низкой частотой и константой затухания поверхностных фононных/плазмонных поляритонов. Перспективными материалами для наблюдения сингулярного резонанса являются метаматериалы, которые могут иметь очень низкую частоту плазменных поляритонов в ГГц области [52].

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта # 19-02-00453.

1. С. М. Рытов, *Теория электрических флуктуаций и теплового излучения*, издательство АН СССР, М. (1953).
2. М. Л. Левин, С. М. Рытов, *Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике*, Наука, М. (1967).
3. S. M. Rytov, Y. A. Kravtsov, and V. I. Tatarskii, *Principles of Statistical Radiophysics*, Springer, Berlin (1987).
4. D. Polder and M. Van Hove, Phys. Rev. B **4**, 3303 (1971).
5. J. B. Pendry, J. Phys.: Condens. Matter **11**, 6621 (1999).
6. K. Joulain, J. P. Mulet, F. Marquier, R. Carminati, and J.-J. Greffet, Surf. Sci. Rep. **57**, 59 (2005).
7. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, Phys. Rev. B **63**, 205404 (2001).
8. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, Rev. Mod. Phys. **79**, 1291 (2007).
9. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, *Electromagnetic Fluctuations at the Nanoscale. Theory and Applications*, Springer, Heidelberg (2017).

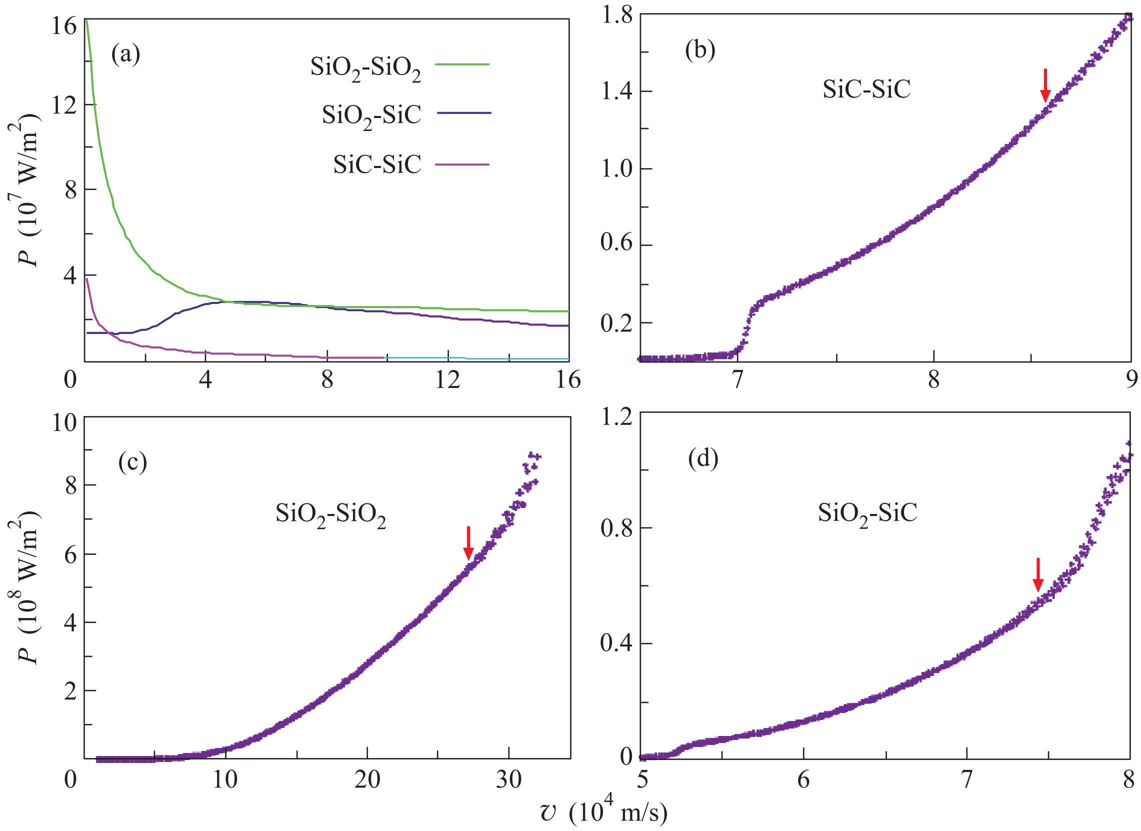

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость скорости генерации тепла в неподвижной пластине от скорости v движущейся пластины в областях нормального и аномального эффекта Доплера для различных конфигураций. Температура неподвижной пластины $T = 300$ К, а движущейся – $T = 0$ К. В конфигурации SiO_2-SiC неподвижной считалась SiO_2 пластина. $d = 1$ нм. В области нормального эффекта Доплера (a) зеленая, голубая и розовая линии показывают результаты для SiO_2-SiO_2, SiO_2-SiC и SiC-SiC конфигураций, соответственно. В области аномального эффекта Доплера (*b*), (*c*) и (*d*) показывают результаты для SiC-SiC, SiO_2-SiO_2 и SiO_2-SiC конфигураций. Красные стрелки указывают пороговую скорость выше которой возникает электромагнитная нестабильность, которая проявляется в разбросе численных данных при скоростях, больших пороговой

10. A. I. Volokitin, JETP Lett. **109**, 749 (2019).
11. S. Shen, A. Narayanaswamy, and G. Chen, Nano Lett. **9**, 2909 (2009).
12. E. Rousseau, A. Siria, G. Jourdan, S. Volz, F. Comin, J. Chevrier, and J.-J. Greffet, Nat. Photon. **3**, 514 (2009).
13. B. Song, A. Fiorino, E. Meyhofer, and P. Reddy, AIP Advances **5**, 053503 (2015).
14. Y. Guo, S. Molesky, H. Hu, C. L. Cortes, and Z. Jacob, Appl. Phys. Lett. **105**, 073903 (2014).
15. M. Laroche, R. Carminati, and J.-J. Greffet, J. Appl. Phys. **100**, 063704 (2006).
16. R. Messina and P. Ben-Abdallah, Sci. Rep. **3**, 1383 (2013).
17. A. Narayanaswamy and G. Chen, Appl. Phys. Lett. **82**, 3544 (2003).
18. W. A. Challener, C. Peng, A. V. Itagi, D. Karns, W. Peng, Y. Peng, X. Yang, X. Zhu, N. J. Gokemeijer, Y.-T. Hsia, G. Ju, R. E. Rottmayer, M. A. Seigler, and E. C. Gage, J. Quant. Spectroc. Radiat. Trans. **109**, 305 (2008).
19. V. B. Svetovoy and G. Palasantzas, Phys. Rev. Appl. **2**, 034006 (2014).
20. Y. De Wilde, F. Formanek, R. Carminati, B. Gralak, P.-A. Lemoine, K. Joulain, J. P. Mulet, Y. Chen, and J.-J. Greffet, Nature **444**, 740 (2006).
21. W. A. Challener, C. Peng, A. V. Itagi, D. Karns, W. Peng, Y. Peng, X. Yang, X. Zhu, N. J. Gokemeijer, Y.-T. Hsia, G. Ju, R. E. Rottmayer, M. A. Seigler, and E. C. Gage, Nature Photon. **3**, 220 (2009).
22. P. Ben-Abdallah and S.-A. Biehs, Phys. Rev. Lett. **112**, 044301 (2014).
23. P. Ben-Abdallah and S.-A. Biehs, Appl. Phys. Lett. **103**, 191907 (2013).
24. K. Joulain, Y. Ezzahri, J. Drevillon, and P. Ben-Abdallah, Appl. Phys. Lett. **106**, 133505 (2015).

25. K. Kloppstech, N. Könne, S.-A. Biehs, A. W. Rodriguez, L. Worbes, D. Hellmann, and A. Kittel, Nat. Commun. **8**, 14475 (2017).
26. L. Cui, W. Jeong, V. Fernández-Hurtado, J. Feist, F. J. García-Vidal, J. C. Cuevas, E. Meyhofer, and P. Reddy, Nat. Commun. **8**, 14479 (2017).
27. K. Kim, B. Song, V. Fernández-Hurtado, W. Lee, W. Jeong, L. Cui, D. Thompson, J. Feist, M. T. Homer Reid, F. J. Garcia-Vidal, J. C. Cuevas, E. Meyhofer, and P. Reddy, Nature **528**, 387 (2015).
28. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, Phys. Rev. B **69**, 045417 (2004).
29. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, J. Phys.: Condens. Matter **11**(2), 345 (1999).
30. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, Phys. Rev. Lett. **91**, 106101 (2003).
31. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, Phys. Rev. B **68**, 155420 (2003).
32. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, Phys. Rev. B **74**, 205413 (2006).
33. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, Phys. Rev. B **78**(15), 155437 (2008).
34. V. L. Ginzburg, Phys.-Usp. **39**, 973 (1996).
35. J. B. Pendry, J. Phys.: Condens. Matter **9**(47), 10301 (1997).
36. J. B. Pendry, J. Mod. Opt. **45**, 2389 (1998).
37. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, Phys. Rev. Lett. **106**, 094502 (2011).
38. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, Phys. Rev. B **93**, 035407 (2016).
39. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, JETP Lett. **103**, 223 (2016).
40. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, JETP Lett. **103**, 228 (2016).
41. M. F. Maghrebi, R. Golestanian, and M. Kardar, Phys. Rev. A **88**, 042509 (2013).
42. M. G. Silveirinha, Phys. Rev. X **4**, 031013 (2014).
43. M. G. Silveirinha, New J. Phys. **16**, 063011 (2014).
44. Y. Guo and Z. Jacob, J. Opt. **16**, 114023 (2014).
45. Y. Guo and Z. Jacob, Opt. Express **22**, 21 (2014).
46. A. I. Volokitin, Phys. Rev. A **96**, 012520 (2017).
47. A. I. Volokitin and E. V. Dubas, JETP Lett. **105**, 733 (2017).
48. A. I. Volokitin, EPL **122**, 14003 (2018).
49. A. I. Volokitin, JETP Lett. **108**, 147 (2018).
50. D. Z. A. Chen, R. Hamam, M. Soljacic, J. D. Joannopoulos, and G. Chen, Appl. Phys. Lett. **90**, 181921 (2007).
51. E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*, Academic, San Diego, CA (1985).
52. J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Steward, J. Phys.: Condens. Matter **10**, 4785 (1998).