

Аномальный радиационный нагрев металлической наночастицы при движении вблизи металлической пластины¹⁾

Г. В. Дедков²⁾

Кабардино-Балкарский государственный университет, 360004 Нальчик, Россия

Поступила в редакцию 8 августа 2022 г.

После переработки 19 августа 2022 г.

Принята к публикации 21 августа 2022 г.

Представлены результаты расчета скорости радиационного нагрева (охлаждения) металлической наночастицы, движущейся вблизи поверхности металлической пластины в случае низких температур обоих тел (порядка 1–10 К). При описании диэлектрических свойств материалов частицы и пластины использовано приближение Друде с зависящей и не зависящей от температуры частотой релаксации электронов. Показано, что движение нагретой частицы может приводить к ее дальнейшему нагреву в определенном интервале разности температур.

DOI: 10.31857/S1234567822180100, EDN: kgjild

Радиационный поток тепла через вакуумный промежуток между телами с разной температурой является одним из проявлений флюктуационных электромагнитных полей, существующих в веществе и в вакууме [1–3]. При ширине промежутка $d \leq \lambda_W$ (λ_W – виновская длина волн теплового излучения) теплообмен осуществляется нерадиационными (ближними) модами электромагнитного поля $k > \omega/c$ (где k , ω – волновое число и частота волны, c – скорость света в вакууме). При этом поток тепла на несколько порядков выше аналогичной величины, предсказываемой классическим законом Стефана–Больцмана для излучения абсолютно черного тела. Возможна также когерентность теплового излучения в зоне ближнего поля [4, 5]. В связи с этим теоретическое и экспериментальное исследование радиационного теплообмена (РТ) модами ближнего поля вызывает большой интерес, начиная с основополагающих работ [6, 7]. Подробные обзоры последнего времени представлены в [8–12].

Насколько известно, динамические эффекты РТ в ближнем поле до сих пор не рассматривались, хотя общие выражения для скорости РТ в различных конфигурациях, вообще говоря, содержат динамические факторы, зависящие от относительной скорости движения тел [9, 13, 14], которые могут, при определенных условиях, существенно изменить скорость и направление РТ. При этом оказывается, что более нагретое тело, движущееся в ближнем поле друго-

го тела, может дополнительно нагреваться в определенном интервале температур, скоростей V и расстояний d . Здесь нет нарушения второго начала термодинамики, поскольку система, включающая тела и флюктуационное электромагнитное поле, является неравновесной.

Целью работы является анализ скорости РТ нагрева (охлаждения) малой металлической частицы при нерелятивистском движении со скоростью V вблизи металлической поверхности (толстой пластины). Выбор материалов (металлов) обусловлен тем, что аномальное направление РТ более заметно проявляется при достаточно низких температурах и небольших скоростях движения. Нормальные немагнитные металлы обладают значительной температурной зависимостью диэлектрических свойств в низкочастотной области спектра, отвечающей за РТ в силу возрастания плотности электромагнитных мод. В отличие от этого, в диэлектрических материалах типа SiO_2 или SiC поглощение электромагнитного излучения “привязано” к пикам мнимой части диэлектрической проницаемости, находящимся в инфракрасном диапазоне спектра. Поэтому для реализации аномального РТ между диэлектрическими телами необходимы значительно более высокие скорости движения V и жесткие ограничения на соотношения между различными параметрами, что делает экспериментальное наблюдение аномального РТ труднореализуемым.

Конфигурация системы показана на рис. 1. Магнитные проницаемости μ материалов частицы и пластины примем равными единице, а диэлектрические

¹⁾ См. дополнительный материал к данной статье на сайте нашего журнала www.jetletters.ac.ru

²⁾ e-mail: gv_dedkov@mail.ru

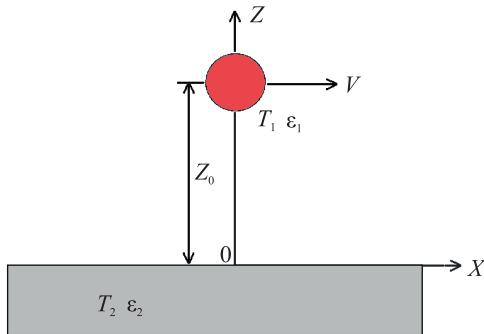


Рис. 1. (Цветной онлайн) Конфигурация системы

проницаемости ε будем считать зависящими от частоты ω .

Общее релятивистское выражение для скорости нагрева малой частицы в ее собственной системе отсчета было получено в [14] и в более компактной форме определяется формулами (6) и (147) в [13]. В пределе $V \ll c$ с учетом эффекта запаздывания соответствующее выражение имеет вид (см. дополнительный материал)

$$\frac{dQ}{dt} = -\frac{\hbar}{\pi^2} \int_0^\infty d\omega \int d^2k k^2 \omega^+ \alpha_m''(\omega^+) \Delta_m''(\omega) \frac{e^{-2q_0 z_0}}{q_0} \times \\ \times \left[\coth\left(\frac{\hbar\omega^+}{2T_1}\right) - \coth\left(\frac{\hbar\omega}{2T_2}\right) \right] (m \rightarrow e), \quad (1)$$

где α_m'' и Δ_m'' – мнимые части магнитной поляризуемости частицы и коэффициента отражения электромагнитных волн с S-поляризацией от пластины, определяемые соотношениями

$$\alpha_m = \frac{2\pi R^3}{15} \left(\frac{\omega R}{c} \right)^2 (\varepsilon(\omega) - 1), \quad \Delta_m = \frac{q_0 - q}{q_0 + q}. \quad (2)$$

Кроме того, $q_0 = \sqrt{k^2 - \omega^2/c^2}$, $q = \sqrt{k^2 - \varepsilon(\omega)\omega^2/c^2}$, $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ – двумерный волновой вектор в плоскости пластины, $\omega^+ = \omega + k_x V$, R – радиус частицы, z_0 – расстояние центра частицы от поверхности (рис. 1). Заметим также, что выражение (2) для магнитной поляризуемости справедливо при условии $R \ll \delta$ (где δ – глубина скин-слоя). Оно хорошо выполняется для наночастиц с радиусом $1 \div 5$ нм [15]. Наличие множителя ω^+ (“сдвинутой частоты”) под знаком интеграла в формуле (1) является принципиально важным и неоднократно подчеркивалось ранее (см. дополнительный материал, [13] и ссылки). Слагаемое ($m \rightarrow e$), имеющее такой же вид, как и первое, обусловлено электромагнитными модами P-поляризации, но при флукуционно-электромагнитном взаимодействии металлических тел его вклад на несколько

порядков величины меньше вклада S-мод [9, 13, 15], поэтому в рассматриваемом случае его можно не учитывать.

Эффект аномального нагрева частицы можно непосредственно заметить при анализе формулы (1). Пусть $T_1, T_2 \rightarrow 0$, но $T_1 > T_2$, тогда (1) принимает более простой вид

$$\frac{dQ}{dt} \cong \frac{4\hbar}{\pi^2} \int_0^\infty dk_x \int_0^\infty dk_y k e^{-2kz_0} \times$$

$$\times \int_{k_x V}^{k_x V} d\omega \Delta_m''(\omega) (\omega - k_x V) \alpha_m''(\omega - k_x V). \quad (3)$$

Очевидно, что $dQ/dt > 0$, поскольку $\alpha_m''(\omega)$ является нечетной функцией частоты. При переходе от (1) к (3) используется условие $V/c \ll 1$ и приближение $q_0 \approx k$ без упрощения исходного выражения (2) для $\Delta_m''(\omega)$. При этом тепловой фактор $[\coth\left(\frac{\hbar\omega^+}{2T_1}\right) - \coth\left(\frac{\hbar\omega}{2T_2}\right)]$ обращается в -2 при $\omega^+ < 0$ и равен нулю в остальных случаях. Этот результат, очевидно, имеет место и в квантовом пределе $T_1 = T_2 = 0$. Более общий случай аномального нагрева частицы, описываемый формулой (1), очевидно, обусловлен фотонами с проекциями волновых векторов $k_x < 0$, поскольку $\omega^+ = \omega + k_x V < 0$ при $\omega < |k_x|V$. В частности, заметим, что тангенциальная сила диссипативного взаимодействия частицы с пластиной (и сила квантового трения) получаются из (1) заменой множителя ω^+ на $-k_x$ под знаком интеграла [13].

Для проведения конкретных численных расчетов по формуле (1) воспользуемся формулой Друде для диэлектрической проницаемости металла

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)}, \quad (4)$$

где ω_p – частота плазмы, а ν – параметр затухания. Примем также, что ν зависит от температуры T по закону Блоха–Грюнайзена [16]

$$\nu(T) = 0.0212(T/\theta)^5 \int_0^{\theta/T} x^5 \operatorname{sh}(x/2)^{-2} dx \text{ (эВ)}, \quad (5)$$

при этом параметры $\theta = 175$ К и $\omega_p = 9.03$ эВ (для золота) будем считать не зависящими от температуры, а коэффициенты ν – зависящими от локальных температур T_1 и T_2 частицы и пластины. Далее эти ($\nu_i = \nu_i(T_i)$) и другие величины, относящиеся к частице и пластине, обозначим индексами $i = 1, 2$.

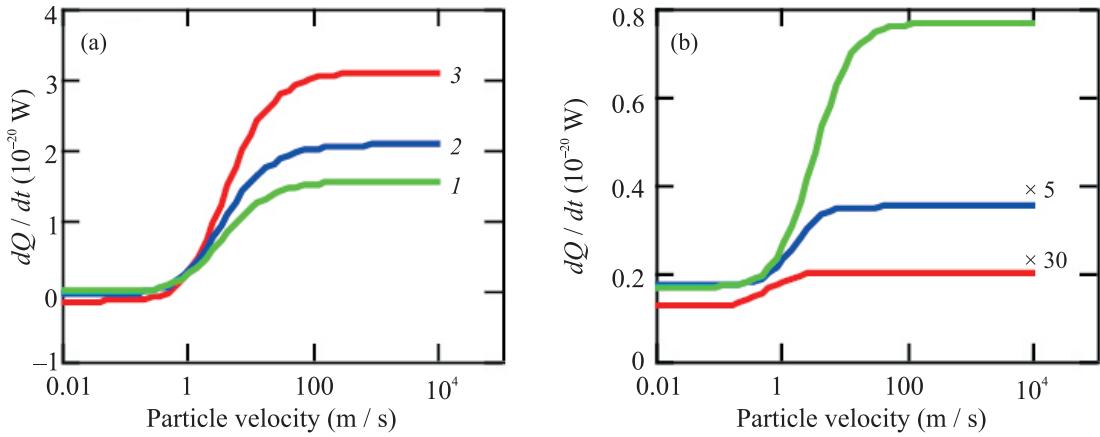


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость скорости нагрева частицы ($R = 3 \text{ нм}$, $z_0 = 10 \text{ нм}$) от скорости движения. (а) – Кривые 1–3 соответствуют температурам: $T_1 = 4.2 \text{ К}$, $T_2 = 1.5 \text{ К}$ (1); $T_1 = 4.2 \text{ К}$, $T_2 = 2 \text{ К}$ (2); $T_1 = 4.2 \text{ К}$, $T_2 = 3 \text{ К}$ (3). (б) – Верхняя кривая – $T_1 = 1.5$, $T_2 = 4.2 \text{ К}$; средняя – $T_1 = 2$, $T_2 = 4.2 \text{ К}$; нижняя – $T_1 = 3$, $T_2 = 4.2 \text{ К}$. Значения dQ/dt для двух нижних кривых увеличены в 5 и 30 раз

Для дальнейшего введем переменные $\omega = \nu_1 t$, $k = (\omega_p c) \sqrt{y^2 + \beta_1^2 t^2}$ и параметры $\beta_1 = \nu_1 / \omega_p$, $\alpha_i = \hbar \nu_i / T_i$ ($i = 1, 2$), $\gamma = \nu_1 / \nu_2$, $\lambda = \omega_p z_0 / c$, $w = T_1 / T_2$. Кроме того, перейдем к полярным координатам (k, ϕ) в плоскости волновых векторов (k_x, k_y) , обозначая $\omega^+ = \nu_1 t_+ = \nu_1 t + \eta y \cos \phi$ и $\eta = \omega_p V/c$. Тогда формула (1) примет вид

$$\frac{dQ}{dt} = -\frac{2}{15\pi} (\hbar \nu_1^2) \left(\frac{\omega_p R}{c} \right)^5 \times \\ \times \int_0^\infty dt \int_0^\infty dy (y^2 + \beta_1^2 t^2) e^{-2\lambda y} \Delta''(y, \gamma t) f(y, t), \quad (6)$$

$$f(y, t) = \int_0^\pi d\phi \frac{t_+^2}{(1 + t_+^2)} \left[\coth \frac{\alpha_1 t_+}{2} - \coth \frac{\alpha_1 w t}{2} \right], \quad (7)$$

$$\Delta''_m(y, t) = \text{Im} \left[\frac{y - \sqrt{y^2 + t/(t+i)}}{y + \sqrt{y^2 + t/(t+i)}} \right]. \quad (8)$$

Результаты численного расчета скорости нагрева dQ/dt наночастицы золота с радиусом $R = 3 \text{ нм}$ в приближении Друде–Блоха–Грюнайзена представлены на рис. 2–4. Эффект аномального нагрева демонстрирует рис. 2а, соответствующий случаю, когда температура частицы выше температуры поверхности. Можно видеть, что при небольших скоростях частицы ($V < 1 \text{ м/с}$) скорость нагрева dQ/dt еще отрицательна (частица охлаждается), но затем (при $V \sim 10 \text{ м/с}$) величина dQ/dt значительно возрастает, изменяя знак, и выходит на плато. При этом более сильный нагрев соответствует меньшей разности температур частицы и поверхности. Это вполне

понятно, поскольку эффект нагрева, обусловленный фотонами с проекциями волнового вектора $k_x < 0$, частично компенсируется “нормальным” потоком тепла от частицы к пластине. Рисунок 2б демонстрирует случай “нормального” направления теплового потока, когда пластина имеет более высокую температуру. Увеличение скорости частицы также вызывает рост dQ/dt , но значительно слабее, чем в случае рис. 2а. При этом величина скорости нагрева возрастает с увеличением разности температур (что тоже понятно).

На рисунке 3 приведена зависимость dQ/dt от температуры частицы T_1 и скорости V при фиксиро-

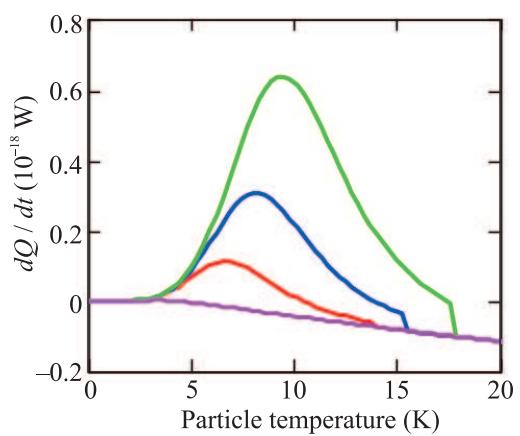


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость скорости нагрева частицы от ее температуры ($R = 3 \text{ нм}$, $z_0 = 10 \text{ нм}$) при фиксированной температуре пластины (4.2 К). Порядок кривых снизу вверх соответствует значениям скорости частицы $V = 0, 20, 50, 100 \text{ м/с}$

ванной температуре $T_2 = 4.2\text{ K}$ пластины. Как видно из приведенных кривых, аномальный нагрев наблюдается при не слишком большой разности температур частицы и пластины, максимальная величина которой (в максимуме зависимостей dQ/dt) возрастает с увеличением скорости, но при дальнейшем увеличении разности температур происходит возврат к "нормальным" значениям dQ/dt (нижняя кривая, соответствующая $V = 0$), когда частица снова охлаждается. При увеличении скорости движения этот возврат происходит при большей разности температур.

Зависимости dQ/dt от расстояния z_0 показаны на рис. 4. За исключением кривой 2 ($V = 1\text{ m/c}$, $T_1 = 4.2$,

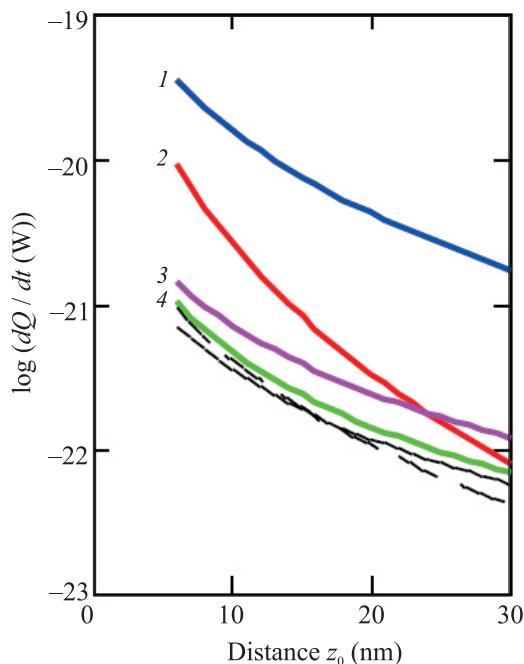


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость скорости нагрева частицы ($R = 3\text{ нм}$) от расстояния z_0 до поверхности пластины. Кривые 1 и 3 соответствуют скорости $V = 10\text{ м/с}$, кривые 2 и 4 – $V = 1\text{ м/с}$, черные сплошная и штриховая кривые – $V = 0$. Температурные конфигурации: $T_1 = 4.2$, $T_2 = 2\text{ K}$ (кривые 1 и 2); $T_1 = 2$, $T_2 = 4.2\text{ K}$ (кривые 3 и 4); сплошная черная кривая ($\log(|dQ/dt|)$): $T_1 = 4.2$, $T_2 = 2\text{ K}$; штриховая черная кривая: $T_1 = 2$, $T_2 = 4.2\text{ K}$. Основание логарифма на оси ординат равно 10

$T_2 = 2\text{ K}$), все остальные имеют довольно близкие наклоны степенных зависимостей $dQ/dt \propto z_0^{-s}$ с показателем степени $s \approx 1.7 \div 1.9$. Кривая 2 имеет больший наклон с $s \approx 2.95$. Кривые 3, 4 и две нижние непронумерованные кривые на рис. 4 соответствуют случаю аномального направления теплообмена, а

кривые 1, 2 – случаю аномального, но для кривой 2 скорость частицы на порядок меньше. Эти особенности объясняются сложным перекрестным влиянием параметров T_1 , T_2 , V и z_0 на величину интегралов в формуле (6).

Представляет также интерес исследовать наличие или отсутствие аномального нагрева частицы в случае не зависящей от температуры частоты столкновений в (4), т.е. без учета зависимости (5). Результаты таких расчетов показаны на рис. 5, причем кривые 2 и 5 на рис. 5а построены с дополнительным коэффициентом 0.01. В этом случае $\gamma = \nu_1/\nu_2 = 76.3$, т.е. частота релаксации электронов пластины и ее удельное сопротивление ($\rho = 4\pi\nu/\omega_p^2$) значительно меньше, чем у частицы. Можно отметить близкий вид зависимостей 1, 3 на рис. 2а и зависимостей 3, 1 на рис. 5а, соответствующих одинаковым температурам частицы и пластины, за исключением области малых скоростей $V < 1\text{ м/с}$, когда играет роль различие параметров $\gamma = \nu_1/\nu_2$. Характер температурных зависимостей dQ/dt на рис. 3 и рис. 5b отличается более заметно. Линейный вид кривых на рис. 5b продолжается вплоть до высоких температур частицы. В частности, кривая 5, соответствующая $V = 0$ и $T_2 = 4.2\text{ K}$, выходит на значение $-1.24 \cdot 10^{-18}\text{ Вт}$ при $T_1 = 300\text{ K}$. Отсутствие максимумов на кривых рис. 5b обусловлено отсутствием температурной зависимости множителя ν_1^2 в формуле (6). В случае рис. 3 именно уменьшение этого множителя при низких температурах приводит к формированию максимумов dQ/dt . В области максимума оно компенсируется возрастанием плотности низкочастотных электромагнитных мод. Этим обусловлен также рост тангенциальной диссипативной силы, как было показано в [17] в случае трения металлических пластин.

Таким образом, рис. 2–5 подтверждают ключевую роль частотного фактора $\omega^+ = \omega + k_x V$ (где $0 < \omega < \infty$, $-\infty < k_x < \infty$) при формировании аномального нагрева движущейся частицы. Численные значения dQ/dt определяются видом зависимости диэлектрической проницаемости от частоты и других параметров. В приближении Друде–Блоха–Грюнайзена абсолютные значения скорости радиационного нагрева движущейся наночастицы золота оказываются одного порядка или на один–два порядка величины выше соответствующих значений для покоящейся частицы.

Заключение. Направление теплового потока между движущейся металлической наночастицей и поверхностью металлической пластины зависит от величины скорости частицы и может изменять знак. При этом более нагретая частица продолжает

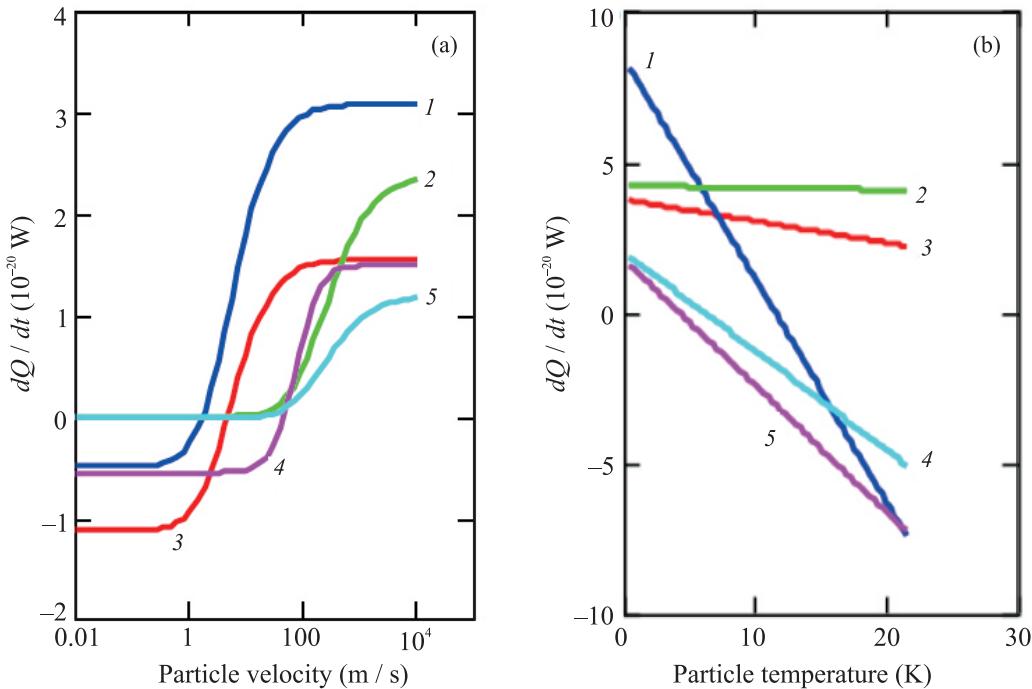


Рис. 5. (Цветной онлайн) Скорость нагрева частицы ($R = 3$ нм, $z_0 = 10$ нм) как функция скорости движения (а) и температуры (б) при отсутствии температурной зависимости частоты релаксации в формуле Друде. В случае (а) кривые 1–5 соответствуют конфигурациям: $T_1 = 4.2$, $T_2 = 3$ К, $\nu_1 = \nu_2 = 1.28 \cdot 10^8$ с⁻¹ (1); $T_1 = 4.2$, $T_2 = 3$ К, $\nu_1 = 9.77 \cdot 10^9$, $\nu_2 = 1.28 \cdot 10^8$ с⁻¹ (2); $T_1 = 4.2$, $T_2 = 1.5$ К, $\nu_1 = \nu_2 = 1.28 \cdot 10^8$ с⁻¹ (3); $T_1 = 4.2$, $T_2 = 3$ К, $\nu_1 = 1.28 \cdot 10^8$, $\nu_2 = 9.77 \cdot 10^9$ с⁻¹ (4); $T_1 = 4.2$, $T_2 = 1.5$ К, $\nu_1 = 9.77 \cdot 10^9$, $\nu_2 = 1.28 \cdot 10^8$ с⁻¹ (5). Кривые 2 и 5 построены с коэффициентом 1/100. В случае (б) кривые 1–5 соответствуют: $\nu_1 = 9.77 \cdot 10^9$, $\nu_2 = 1.28 \cdot 10^8$ с⁻¹, $V = 20$ м/с (1); $\nu_1 = \nu_2 = 1.28 \cdot 10^8$ с⁻¹, $V = 100$ м/с (2); $\nu_1 = \nu_2 = 1.28 \cdot 10^8$ с⁻¹, $V = 20$ м/с (3); $\nu_1 = 1.28 \cdot 10^8$, $\nu_2 = 9.77 \cdot 10^9$ с⁻¹, $V = 50$ м/с (4); $\nu_1 = \nu_2 = 1.28 \cdot 10^8$ с⁻¹, $V = 0$ м/с (5). В случае (б) температура пластины $T_2 = 4.2$ К. Значения $\nu_{1,2} = 1.28 \cdot 10^8$ и $9.77 \cdot 10^9$ с⁻¹ соответствуют формуле (5) при температурах 4.2 и 10 К

нагреваться от холодной поверхности. Величина скорости аномального нагрева зависит от соотношения между температурами тел, скоростью движения и расстоянием.

1. С. М. Рытов, *Теория электромагнитных флюктуаций и теплового излучения*, АН СССР, М. (1953).
2. М. Л. Левин, С. М. Рытов, *Теория равновесных тепловых флюктуаций в электродинамике*, Наука, М. (1967).
3. Е. А. Виноградов, И. А. Дорофеев, *Термостимулированные электромагнитные поля твердых тел*, Физматлит, М. (2010).
4. D. Maystre and R. Petit, Opt. Commun. **17**, 196 (1976).
5. J.-J. Greffet, R. Carminati, K. Joulain, J.-P. Mulet, S. Mainguy, and Y. Chen, Nature **416**, 61 (2002).
6. D. Polder and M. van Hove, Rev. B **4**, 3303 (1971).
7. М. Л. Левин, В. Г. Полевой, С. М. Рытов, ЖЭТФ **79**(6), 2087 (1980) [M. L. Levin, V. G. Polevoi, and S. M. Rylov, Sov. Phys. JETP **52**, 1053 (1980)].

8. K. Joulain, J.-P. Mulet, F. Marquier, R. Carminati, and J.-J. Greffet, Surf. Sci. Rep. **57**, 59 (2005).
9. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, Rev. Mod. Phys. **79**, 1291 (2007).
10. K. Park and Zh. Zhang, Front. Heat Mass Transf. (FHMT) **4**, 013001 (2013).
11. G. Bimonte, T. Emig, M. Kardar, and M. Kruger, Ann. Rev. Condens. Matter Phys. **8**, 119 (2016).
12. J.-J. Greffet, C. R. Physique **18**, 24 (2017).
13. Г. В. Дедков, А. А. Кясов, УФН **187**(6), 599 (2017) [G. V. Dedkov and A. A. Kyasov, Phys.-Usp. **60**, 559 (2017)].
14. G. V. Dedkov and A. A. Kyasov, J. Phys. Condens. Matter **20**, 354006 (2008).
15. P.-O. Chapuis, M. Laroche, S. Volz, and J.-J. Greffet, J. Appl. Phys. **92**(20), 201906 (2008).
16. *Handbook of Physics*, ed. by E. U. Condon and H. Odishaw, McGraw Hill, N.Y. (1967).
17. Г. В. Дедков, Письма в ЖЭТФ **114**(11), 779 (2021) [G. V. Dedkov, JETP Lett. **114**(11), 713 (2021)].