

УДК 536.3

PACS: 44.40.+a, 42.68Ay, 42.72.g

Тепловое излучение субволновых частиц

А. Н. Свиридов, Л. Д. Сагинов

Предложена методика расчетов зависимостей коэффициентов излучения субволновых частиц (СЧ) из различных материалов, имеющих форму дисков, сфер, кубиков и цилиндров от их размеров (D) и температуры (T), для случаев, когда внешнее электромагнитное излучение практически не влияет на их температуру. Для всех перечисленных видов частиц определены λ_{cutoff} – длины волн отсечки, зависящие от размеров СЧ и ξ – коэффициентов формы частиц. При уменьшении размеров частиц из спектра излучения, который первоначально описывался законом Планка, постепенно исключаются длины волн, превышающие λ_{cutoff} , что приводит, соответственно, к уменьшению интегрального излучения, уменьшению коэффициентов излучения и смещению спектра излучения в синюю область. Предложена также простая схема определения ε – коэффициентов излучения СЧ по рассчитанному графику $\varepsilon(U)$, где: $U = (\xi \times D \times T)/B$; B – постоянная формулы смещения Вина.

Ключевые слова: черное тело, закон Планка, закон Стефана-Больцмана, закон смещения Вина, дифракция, плотность потока излучения, коэффициент излучения, пространственная мода, энергия моды.

DOI: 10.51368/1996-0948-2021-2-12-21

Введение

Тепловое излучение черных и серых тел, размеры которых много больше $\lambda_{\text{max}} = B/T$, хорошо описывается формулами Планка и Стефана-Больцмана¹. Однако, эти формулы нельзя применять для расчетов характеристик излучения тел, размеры которых меньше λ_{max} [1–5]. Такие тела далее будем называть суб-

волновыми частицами (СЧ) или просто частицами. Хотя к настоящему времени опубликовано большое число работ, посвященных количественному описанию процессов излучения СЧ, интерес к этим процессам продолжает возрастать. Это связано с изучением атмосферы и космического пространства, с быстрым развитием нанотехнологий, наноматериалов, наноустройств (в том числе таких, как наноантенны, нанолазеры, спазеры), с развитием технологий получения нанопорошков для использования в металлургии, микроэлектронике, медицине и коллоидной химии, с исследованиями процессов в пылевой плазме, процессов взрывов и горения при наличии в газообразной среде микро и наночастиц [5–19].

Наиболее сложными и трудоемкими являются количественные описания процессов взаимодействия излучения с СЧ, т. к. в них проявляются вместе такие явления как возбуждение и вторичное излучение (рассеяние) и обусловленные ими: преломление, погло-

Свиридов Анатолий Николаевич, научный консультант, к.ф.-м.н.

E-mail: sviridtol@yandex.ru

Сагинов Леонид Дмитриевич, в.н.с., к.ф.-м.н.

E-mail: lsaginov@yandex.ru

Федеральный научный агроинженерный центр ВИМ. Россия, 109428, Москва, 1-й Институтский проезд, 5.

Статья поступила в редакцию 11 марта 2021 г.

© Свиридов А. Н., Сагинов Л. Д., 2021

¹ λ_{max} – длина волны, соответствующая максимальной интенсивности излучения черного (серого) тела, нагретого до температуры T ; B – постоянная формулы смещения Вина.

щение и дифракция. Например, для нахождения характеристик взаимодействия аэрозольных СЧ с солнечным излучением они математически моделируются телами определенной формы, что позволяет решать для таких тел задачу о дифракции на них электромагнитных волн. Основная сложность при теоретическом анализе рассеяния на аэрозольных частицах связана с тем, что их размеры (в отличие от молекул) соизмеримы с длинами волн падающего излучения². Поэтому нельзя, как при молекулярном рассеянии, пренебрегать проблемами нахождения неоднородного электромагнитного поля внутри частицы. Для количественного описания этих процессов необходимо решать уравнения Максвелла, что даже в простейших случаях приводит к громоздким выкладкам [1–11]. Если частицы неоднородны по составу или имеют сложную геометрическую форму и соизмеримы с длиной падающей волны, то решение в общем виде задачи рассеяния излучения, падающего на частицу, еще более затруднительно или вообще невозможно. Подобные проблемы рассмотрены в [2, 3].

Задачи расчета теплового излучения СЧ существенно упрощаются, если СЧ нагревается не за счет взаимодействия с внешним электромагнитным полем или действием этого поля на нагрев частицы можно пренебречь. Такими частицами могут быть: частицы, находящиеся на поверхности массивных тел (например, элементы микросхем и наноприборов); выступы на поверхностях массивных тел, величины, которых характеризуют шероховатость поверхности этих тел и структуру их поверхности; метеорные частицы, нагревающиеся до температур кипения при соударениях с молекулами атмосферы; микро и наночастицы металла, образующиеся в момент электрического взрыва проводника в процессе получения нанопорошков; частицы, нагревающиеся при горении, взрыве, в ударных волнах, в плазме; частицы, образующиеся при обработке материалов лазерными импульсами.

² Рассеяние на частицах, больших длины волны – это рассеяние Ми. Если частицы имеют размеры существенно меньшие, чем длина волн падающего на них излучения, то – это рассеяние Релея.

Примеры образования «горячих» СЧ при отсутствии радиационного нагрева

Известно, что в атмосферу Земли из космоса непрерывно влетает со скоростями 14–24 км/с множество микрометеоритов (размер 25–1000 мкм) и метеороидов (размер от 1000 мкм до нескольких метров). Большинство из этих метеоритов – каменные, остальные железные или железокремниевые. В земную атмосферу также непрерывно поступают частицы межпланетной и межзвездной пыли размерами (0,1–40 мкм). На высотах 80–130 км входящие в атмосферу метеорные тела при соударениях с молекулами нагреваются до температур кипения, дробятся, распыляются, испаряются. Частицы метеорной природы воздействуют на радиосвязь, влияют на характеристики атмосферы (в том числе и на погоду), а также представляют опасность для космических аппаратов. Их исследование имеет научный и практический интерес [12, 13].

Одним из перспективных методов получения нанопорошков является электрический взрыв проводников, под которым понимается резкое изменение физического состояния металла в результате интенсивного выделения в нем энергии при пропускании импульсного тока большой плотности (более 10^6 А/см²), приводящее к нарушению металлической электропроводности и сопровождающееся электровзрывом материала проводника, во время которого материал проводника находится в экстремально неравновесных условиях, связанных с быстрым (10^{-5} – 10^{-8} с) нагревом материала проводника до чрезвычайно высоких температур (температура в момент взрыва может превышать 10^4 К, а давление 10^9 Па) и последующим быстрым охлаждением продуктов диспергирования с воздействием электрического и магнитных полей, с интенсивным тепло- и массопереносом, ионизацией, диффузией. Частицы формируются как за счет конденсации паровой фазы, так и за счет диспергирования жидкого металла [14, 15]. Исследование физических процессов при электрическом взрыве проводников необходимо для дальнейшего развития этой технологии. В [16] проведено моделирование процессов теплообмена лазерно-нагретых наночастиц с окружающей средой. Результаты этой работы предназначены для использования при созда-

нии диагностического комплекса по мониторингу окружающей среды и средств контроля при производстве нанопорошков.

До высоких температур также нагреваются частицы в плазме, причем этот нагрев обусловлен в подавляющем большинстве случаев столкновениями с электронами и ионами. В энергетическом балансе этих частиц потери на излучение могут играть существенную роль. Это необходимо учитывать при разработке различных плазменных устройств [5, 17–20].

В [7] показано, что в газоразрядной плазме металлические кластеры (скопления связанных атомов или молекул, подобные наночастицам) являются более выгодными излучателями, чем черное тело, благодаря более благоприятному спектру излучения (тепловое инфракрасное излучение отсутствует в спектре излучения кластеров), поэтому такой кластер является эффективным источником света.

В последние десятилетия быстро развивается физика и техника различных наноразмерных устройств, например, наноантенн [21]. Металлические наноантенны могут концентрировать и локально усиливать напряженность облучающего их электромагнитного поля видимого или ближнего инфракрасного диапазонов за счет возбуждения локализованных поверхностных плазмонных резонансов. Основным недостатком плазмонных наноантенн является чрезмерное локализованное тепловыделение в металле при световом освещении, что может привести к образованию областей с высокой локальной температурой. Одной из причин локального повышения температуры металлических наноантенн и других элементов наноразмерных устройств является их чрезвычайно низкое тепловое излучение в диапазоне частот от среднего до дальнего инфракрасного диапазона, обусловленное во многом их субволновыми размерами. Кроме того, если размеры этих элементов меньше среднего свободного пробега фонона в материале подложки, на которой они расположены, то проводящий теплообмен от объема металла также может быть очень малым.

Особенности теплового излучения СЧ

Спектральные и интегральные коэффициенты излучения СЧ зависят не только от материала частиц, но и от их размера, формы

и температуры и, в отдельных случаях, могут превышать ε_{bb} (ε_{bb} – коэффициент излучения черного тела, $\varepsilon_{bb} = 1$) [2, 8, 11].

Если размеры частиц становятся меньше Λ – средней длины свободного пробега носителей энергии в материале частиц³, то в них не устанавливается равновесное термодинамическое распределение Больцмана и, следовательно, не выполняется закон излучения Планка, а также меняется теплопроводность, т. к. носители энергии (электроны в металлах, фононы в диэлектриках) в основном обмениваются энергией не друг с другом, а со стенками⁴. В этих случаях меняются также некоторые свойства частиц по сравнению со свойствами массивных тел из того же материала. Например, теплопроводность может иметь характер баллистического переноса, похожего на тепловую радиацию, а тепловая радиация может быть больше, чем у абсолютно черного тела [8, 11].

Например, в [8] приводятся зависимости излучательных способностей сферических наночастиц от отношения $2\pi D/\lambda$ (D – диаметр частицы, λ – длина волны излучения) при заданном коэффициенте преломления $n = 2,02$. В диапазоне отношений $D/\lambda = 0,11–0,13$ эти зависимости достигают пиковых значений: от 1,1 до 1,8. При дальнейшем увеличении D/λ они плавно уменьшаются и становятся меньше 1 при $D/\lambda > 1,6$.

Высокие значения коэффициентов теплового излучения ε , существенно превышающие 1, могут также иметь место при сближении двух тел на расстояние существенно меньшее λ_{\max} вследствие фотонного туннелирования. Эта область носит название ближнего поля. В этих случаях основной радиационный тепловой поток будет обусловлен не

³ Средняя длина свободного пробега – усредненное расстояние, которое проходят носители энергии до их столкновений (например, между фонон-фононными столкновениями в диэлектриках или электрон-фононными столкновениями в металлах и полупроводниках).

⁴ Например, при температурах 150 К и выше длина свободного пробега тепловых носителей (электронов) не превышает 25 нм в золоте. В кремнии при температурах 250 К и выше длина свободного пробега тепловых носителей (фононов) оценивается в пределах 40–200 нм [8].

распространяющимися в дальней зоне эванесцентными волнами [8, 11, 17–20].

В [21] описываются гибридные оптико-термические наноантенны, состоящие из фотонных диэлектрических микросфер и плазмонных металлических наночастиц, прочно связанных как оптически, так и через теплопроводность. В этой работе в качестве простейшей гибридной антенны предлагается димер, состоящий из наночастицы металла – золотой шарик (диаметром 150 нм), прикрепленной к полярному диэлектрику – микросфере из SiO_2 (диаметром 3000 нм). При облучении антенны плоской монохроматической волной $\lambda = 500$ нм, излучение практически без потерь проходило через микросферу из SiO_2 (она играет роль линзы) и попадало на золотой шарик в области их контакта друг с другом. По сути, стеклянная микросфера действует как резонансная линза, которая усиливает, за счет возбуждения мод шепчущей галереи (whispering gallery (WG) modes), и фокусирует оптический сигнал на золотом шарике. WG-моды возбуждают в золотом шарике связанные с ними моды поверхностного плазмонного резонанса (SP-моды), что приводит к сильному резонансному увеличению интенсивности SP-мод, и на один–два порядка увеличивает мощность, поглощаемую золотым шариком, и в результате – обеспечивают сильную спектральную селективность и резкое повышение напряженности антенного ближнего поля. Повышение напряженности электрического поля в ближнем поле плазмонных наночастиц является физическим механизмом, лежащим в основе их применения для усиления нелинейного отклика материала в таких областях, как рамановская спектроскопия, инфракрасное поглощение и флуоресцентное зондирование.

Полярные диэлектрики, такие как SiO_2 , поддерживают поверхностные фононные поляритонные моды в инфракрасном (ИК) диапазоне частот, которые сродни поверхностным плазмонным модам, поддерживаемым металлами в видимом диапазоне. В результате диэлектрические антенны могут быть сконструированы так, чтобы иметь поперечные сечения поглощения инфракрасного излучения с усилением резонансных фонон-поляритонов. Полярные диэлектрические элементы субволнового размера могут иметь попе-

речные сечения поглощения, превышающие их геометрические поперечные сечения. По закону Кирхгофа это приводит к увеличению эффективности резонансного теплового излучения. В результате на частотах локализованных фононно-поляритонных мод эффективный коэффициент излучения подобных гибридных антенн может существенно превышать 1. Это выгодно отличает резонансные тепловые антенны от плоских планарных радиационных охладителей и делает их перспективными кандидатами для эффективного рассеивания тепловой энергии из высокотемпературных наноразмерных областей.

Приведенные примеры свидетельствуют о многообразии процессов, в которых воздействие внешнего светового излучения на микро и наночастицы не является главным фактором их нагрева и этим воздействием можно пренебречь при расчетах теплового излучения нагретых частиц.

Как было отмечено выше, в этих случаях задача расчета теплового излучения подобных нагретых частиц существенно упрощается, если полагать, что основными факторами, определяющими тепловое излучение таких частиц являются материал частиц, их температура, форма и размеры и при расчетах зависимостей показателей излучения от размеров частиц можно считать, что размеры частиц существенно превышают Λ – средние длины свободного пробега носителей энергии в материалах этих частиц. В этих случаях комплексный показатель преломления материала частицы $m = n - i\eta$ (n – показатель преломления, η – показатель поглощения) не будет зависеть от размеров частиц, и все свойства материала таких СЧ будут оставаться идентичными свойствам таких же материалов в массивных телах.

В настоящей работе приведена методика расчета зависимостей коэффициентов теплового излучения ϵ от размеров СЧ, представляющих собой диски, шарики, прямоугольные кубики и цилиндры. При этом мы считаем, что основным фактором, определяющим характер этих зависимостей, является соотношение между размерами частицы и длиной излучаемой волны (параметр дифракции), а также температура, форма и материал частицы.

Методика расчета, результаты и их обсуждение

Проведем расчеты зависимостей коэффициентов излучения СЧ, представляющих собой шарики (сферы) от их размеров D и температуры T . Для этого воспользуемся формализмом разложения потоков излучения на пространственные моды⁵. Такой подход позволяет естественным образом учитывать дифракционные эффекты.

Полусфера подобной частицы излучает пучок с площадью поперечного сечения $S_{csa} = \pi D^2/4$ в телесном угле $\Omega = 2\pi$. Для каждой длины волны λ этого пучка справедливо следующее соотношение [22]:

$$M = (\Omega \times S_{csa}) / \lambda^2 \quad (1)$$

где M – число пространственных мод с длиной волны λ , т. е. полное число монохроматических лучей с длиной волны λ , содержащихся в этом пучке.

Выполнение равенства (1) является необходимым условием распространения любой пространственной моды с длиной волны λ этого пучка в свободном пространстве. При $M < 1$ в пучке будут отсутствовать лучи (моды) с длиной волны λ . Например, в случае сферической частицы диаметром D этому условию будет соответствовать длина волны отсечки $\lambda_{cutoff} = 2,221 \times D$. λ_{cutoff} – это максимальная длина волны, которую может излучить частица диаметром D в свободное пространство.

Приведем основные соотношения, применяемые в дальнейших расчетах, в которых используются следующие обозначения (размерность в СИ):

h , k , σ , c – соответственно, постоянные Планка, Больцмана, Стефана-Больцмана и скорость света;

λ , ν , T – соответственно, длина волны, частота излучения и температура.

$\Phi_{bb}(T)$ – мощность излучения черного тела на единицу площади излучающей поверхности в интервале частот от 0 до ∞ :

⁵ Под пространственной модой (типом колебаний) понимают волну с заданными частотой ν , направлением распространения k и поляризацией ρ_e , где ρ_e – единичный вектор поляризации; e – индекс, принимающий только два значения: $e = 1, 2$ [22, 23].

$$\Phi_{bb}(T) = \sigma T^4 \quad (2)$$

$Po(\nu, T)$ – энергия одной пространственной моды с частотой ν , излучаемой черным телом с температурой T [22, 23]:

$$Po(\nu, T) = \frac{h\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (3)$$

$\Psi(\nu, T, D)$ – энергия излучения СЧ на частоте ν может быть рассчитана путем произведения числа мод $M(\nu, D)$, излучаемых полусферой СЧ в телесном угле $\Omega = 2\pi$ (в виде пучка с площадью поперечного сечения $S_{csa} = \pi D^2/4$), на энергию каждой моды $Po(\nu, T)$.

$$\Psi(\nu, T, D) = 2Po(\nu, T) \times M(\nu, D) \quad (4)$$

$$\text{где } M(\nu, D) = \begin{cases} \frac{S_{csa}\Omega\nu^2}{c^2} \text{ if } \frac{S_{csa}\Omega\nu^2}{c^2} \geq 1 \\ 0 \text{ if } \frac{S_{csa}\Omega\nu^2}{c^2} < 1. \end{cases} \quad (5)$$

Множитель 2 в формуле (4) учитывает две возможные поляризации мод.

$\Phi(T, D)$ – мощность, излучаемую поверхностью полусферы частицы, рассчитывали по следующему выражению:

$$\Phi(T, D) = \varepsilon_i(T) \times \int_{\nu_1}^{\nu_2} \Psi(\nu, T, D) d\nu \quad (6)$$

где $\nu_1 = 1 \times 10^{12}$ Гц, $\nu_2 = 10^{15}$ Гц; $\varepsilon_i(T)$ – интегральный коэффициент излучения (в пределах полусферы) вещества массивного тела при температуре T (из справочника [24]);

$\varepsilon(T, D)$ – коэффициент излучения СЧ, имеющей форму шара:

$$\varepsilon(T, D) = \frac{\Phi(T, D)}{S \times \Phi_{bb}(T)} \quad (7)$$

где S – площадь поверхности частицы, излучающей в телесном угле $\Omega = 2\pi$.

Для того, чтобы рассчитать коэффициенты излучения СЧ, имеющих форму: диска⁶,

⁶ Следует отметить совпадение выражений $\varepsilon(T, D)$ для диска с ранее полученным выражением для излучения черного тела с субволновым отверстием [25].

куба или цилиндра, достаточно подставить в формулу (5) соответствующие этим частицам значения S_{csa} и Ω , а в формулу (7) соответствующие этим частицам значения S (соответствующей Ω).

Приведем эти значения:

1. Рассчитываем коэффициент излучения плоской поверхности диска. D – диаметр диска, $S_{csa} = \pi D^2/4$, в случае ламбертовского источника $\Omega = \pi$, $S = \pi D^2/4$.

2. Рассчитываем коэффициент излучения грани куба. A – ребро куба. Пусть $A = D$, тогда: $S_{csa} = D^2$, в случае ламбертовского источника $\Omega = \pi$, $S = D^2$.

3. Рассчитываем коэффициент излучения боковой поверхности цилиндра. D – диаметр цилиндра, L – высота цилиндра. Пусть $L = D$, тогда: $S_{csa} = D^2$, $\Omega = \pi^2/2$, $S = \pi D^2/2$.

Подставляя соответствующие этим частицам значения S_{csa} S и Ω в формулу (1), рассчитываем длины волн отсечки. Диск: $\lambda_{cutoff} = 1,571 \times D$. Шар: $\lambda_{cutoff} = 2,221 \times D$. Куб: $\lambda_{cutoff} = 1,772 \times D$. Цилиндр: $\lambda_{cutoff} = 2,221 \times D$.

Определим коэффициент формы частиц ξ как:

$$\xi = \lambda_{cutoff}/D. \quad (8)$$

Тогда, для диска $\xi = 1,571$, для шара $\xi = 2,221$, для куба $\xi = 1,772$, для боковой поверхности цилиндра $\xi = 2,221$.

При расчетах предполагалось, что свойства материалов частиц не изменялись при уменьшении размеров частиц и были аналогичны свойствам массивных серых излучателей из подобных материалов.

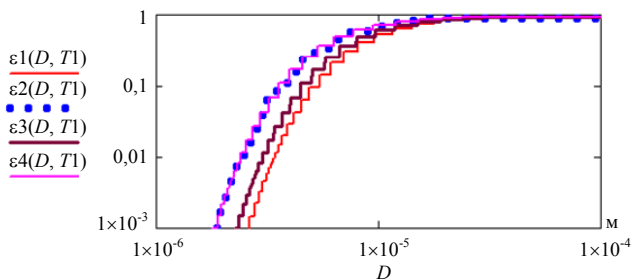


Рис. 1. Зависимости коэффициентов излучения СЧ из стекла, имеющих форму дисков: $\varepsilon_1(D, T_1)$; сфер: $\varepsilon_2(D, T_1)$; кубиков: $\varepsilon_3(D, T_1)$; цилиндров: $\varepsilon_4(D, T_1)$, от D , рассчитанные при: $\varepsilon_i = 0,94$ и $T_1 = 293$ К.

Совпадение зависимостей $\varepsilon_2(D, T_1)$ и $\varepsilon_4(D, T_1)$ на рис. 1 обусловлено равенством

длин волн отсечки для шара диаметром D и цилиндра диаметром D , высота которого равна диаметру.

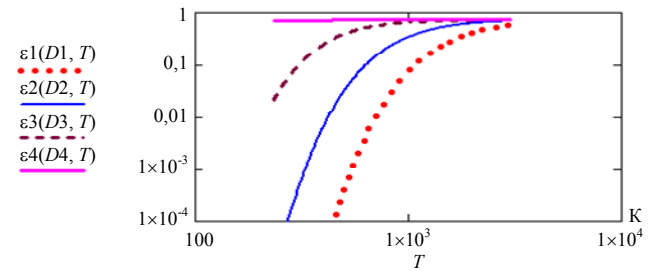


Рис. 2. Зависимости коэффициентов излучения СЧ из графита, имеющих форму сфер от температуры, рассчитанные при $\varepsilon_i = 0,74$ при следующих величинах диаметров СЧ: $D_1 = 1 \times 10^{-6}$ м; $D_2 = 1,4 \times 10^{-6}$ м; $D_3 = 4 \times 10^{-6}$ м; $D_4 = 7 \times 10^{-6}$ м.

Результаты расчетов, приведенные на рис. 1 и 2 показывают, что при уменьшении размеров частиц, а также при уменьшении температуры частиц, быстро уменьшаются их интегральные коэффициенты излучения, в результате – СЧ практически перестают излучать.

Следует отметить, что к настоящему времени опубликован ряд работ, в которых теоретически и экспериментально показана возможность использования слоев микросфер из различных материалов (стекла, углерода, окислов: алюминия, магния, бериллия) [26] в качестве тепловых экранов, уменьшающих тепловое излучение массивных тел. Так в [27] рассчитывалось излучение плоскопараллельного слоя сферических частиц. Рассматривались слои из окислов: алюминия, магния, бериллия. Для расчета характеристик взаимодействия излучения с однородной сферической частицей использовалась теория Ми, а для расчета излучения слоя – уравнения переноса излучения. Получены зависимости коэффициентов излучения слоев от радиуса частиц, при постоянной массовой концентрации и температуре 3000 К. Расчеты проводились в диапазоне радиусов частиц от 0,15 до 10 мкм. Показано, что во всех случаях при уменьшении диаметра частиц менее 2 мкм происходит быстрое уменьшение показателей излучения слоев и при диаметрах частиц 0,15 мкм показатели излучения достигают минимальных значений, что соответствует максимальным значениям теплоизолирующих свойств слоя. В [26] приведен краткий обзор работ, посвя-

ценных исследованиям оптических свойств слоев из сплошных и полых стеклянных микросфер в видимой и инфракрасной областях спектра и изложены результаты измерений пропускания и рассеяния ИК-излучения в диапазоне длин волн от 2 до 25 мкм слоев из порошка микросфер из натрийборосиликатного стекла. Обнаружено, что слой микросфер, начиная с толщины 1 мм, пропускает менее 1 % излучения в исследованном диапазоне. Авторы объясняют низкую радиационную прозрачность (высокие теплоизолирующие свойства) подобных слоев тем, что даже тонкие слои полых микросфер полностью рассеивают падающее излучение.

Простая методика определения коэффициентов излучения СЧ

В дополнение к описанной выше методике расчётов зависимостей коэффициентов излучения СЧ от их размеров, температуры и формы, в настоящей работе предлагается следующая простая методика приближенного расчёта коэффициентов излучения СЧ по их характеристикам (ξ , D , T) с использованием рассчитанного нами графика $\varepsilon(U)$, где: $U = (\xi \times D \times T) / B$. Следует отметить, что при этом использовались приведенные координаты x , y и $z(x)$, аналогичные тем, которые ранее применялись в [28] для расчетов излучений черных тел.

Параметр $x = \frac{\lambda}{\lambda_{\max}}$ ограничивает площадь под $y(x)$ – кривой спектральной плотности потока излучения черного тела в приведенных координатах областью от 0 до x

$$y = \frac{dR(\lambda, T) / d\lambda}{dR(\lambda_{\max}, T) / d\lambda}$$

где $dR(\lambda, T) / d\lambda$ и $dR(\lambda_{\max}, T) / d\lambda$ – спектральные плотности потоков излучения черного тела при температуре T , соответственно, на длинах волн λ и λ_{\max} .

В приведенных координатах: $x = \frac{\lambda}{\lambda_{\max}}$;

$$y(x) = 142,3x^{-5} / \left(\exp \frac{4,96}{x} - 1 \right);$$

$$z(x) = \frac{\int_0^x y(x) dx}{\int_0^\infty y(x) dx}, \text{ где } z(x) \text{ – отношение энергии,}$$

испускаемой единичной поверхностью черного тела в интервале от 0 до $\lambda = \lambda_{\max}$, к энергии, испускаемой единичной поверхностью черного тела в интервале от 0 до $\lambda = \infty$.

Для того, чтобы использовать $z(x)$ для расчетов коэффициентов излучения СЧ введем параметр U и будем считать, что $\lambda_{\text{cutoff}} = \lambda$, тогда $U = x$,

$$\text{где } U = \frac{\lambda_{\text{cutoff}}}{\lambda_{\max}} = \frac{\xi \times D \times T}{B} \quad (9)$$

После этого значения $z(x)$ будут численно равны $\varepsilon(U)$ – величинам коэффициентов излучения СЧ, изготовленных из идеального материала, коэффициент излучения которого при $D \gg \lambda$ равен 1, т. е.

$$z(x) = \varepsilon(U). \quad (10)$$

Тогда выражение для расчета $\varepsilon(U)$ принимает следующий вид:

$$\varepsilon(U) = \frac{\int_{0,01}^U \frac{142,3 \times U^{-5}}{\exp\left(\frac{4,96}{U} - 1\right)} dU}{\int_{0,01}^{100} \frac{142,3 \times U^{-5}}{\exp\left(\frac{4,96}{U} - 1\right)} dU}. \quad (11)$$

С помощью графика, приведенного на рис. 3, можно по заданным значениям U определять $\varepsilon(U)$ и наоборот – по заданным $\varepsilon(U)$ определять U . Тогда коэффициент излучения конкретной СЧ с параметром U будет равен: $\varepsilon_{\text{сч}}(U) = \varepsilon_i \times \varepsilon(U)$.

Важно отметить, что каждому U соответствует одна единственная величина $\varepsilon(U)$.

Но U определяется произведением характеристик СЧ: $\xi \times D \times T$, следовательно, при каждом U существует много СЧ с одинаковым $\varepsilon(U)$.

Из (9) следует интересный вывод: D – линейный размер частицы и ее температура T оказывают равнозначное влияние на $\varepsilon(U)$. Например, если мы уменьшаем размер частицы в два раза, но при этом хотим оставить без

изменения $\varepsilon(U)$, необходимо соответственно в два раза увеличить температуру СЧ и наоборот.

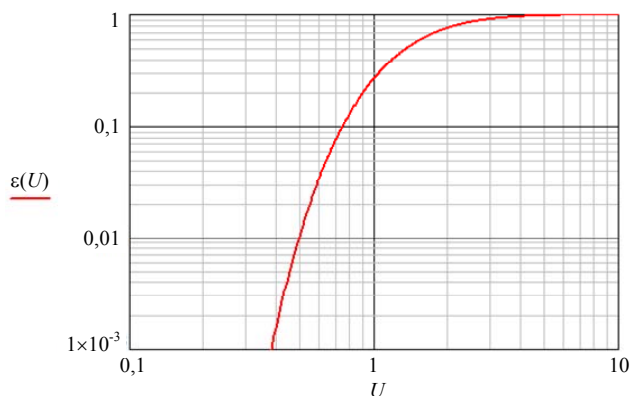


Рис. 3. График для нахождения $\varepsilon(U)$ по заданным значениям U .

Следует также отметить, что с помощью графика на рис. 3 можно подобрать (ξ, D, T) – характеристики СЧ, обладающей заданным значением $\varepsilon(U)$.

Заключение

Предложена методика расчетов зависимостей коэффициентов излучения субволновых частиц (СЧ) из различных материалов, имеющих форму дисков, сфер, кубиков и цилиндров от их размеров (D) и температуры (T), для случаев, когда внешнее электромагнитное излучение практически не влияет на температуру частиц. Для всех перечисленных видов частиц определены λ_{cutoff} – длины волн отсечки, зависящие от размера СЧ и ξ – коэффициенты формы частиц. При уменьшении размеров частиц из спектра излучения, который первоначально описывался законом Планка, постепенно исключаются длины волн, превышающие λ_{cutoff} , что приводит, соответственно, к уменьшению интегрального излучения, уменьшению коэффициентов излучения и смещению спектра излучения в синюю область.

Предложена также простая схема определения ε – коэффициентов излучения СЧ по рассчитанному графику $\varepsilon(U)$, где: $U = (\xi \times D \times T) / B$; B – постоянная формулы смещения Вина.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Mie G.* // Ann. Phys. 1908. Vol. 25. P. 377.
2. *Борен К., Хафмен Д.* Поглощение и рассеяние света малыми частицами. – М.: Мир, 1986.

3. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. Т. V111. Электродинамика сплошных сред. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. С. 462.
4. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. – М.: Изд-во «Наука», 1973.
5. *Мартыненко Ю. В., Огнев Л. И.* // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 11. С. 130.
6. *Coulson S. G.* // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2003. Vol. 343. Iss. 4. P. 1123.
7. *Смирнов Б. М.* // УФН. 1997. Т. 167. № 11. С. 1169.
8. *Дмитриев А. С.* // Введение в нанотеплофизику. – М.: Электронное издание БИНОМ. Лаборатория знаний, 2015.
9. *Домбровский Л. А.* // Теплофизика высоких температур. 1999. Т. 37. № 2. С. 284.
10. *Тимофеев Ю. В., Васильев А. В.* Основы теоретической атмосферной оптики. – Санкт Петербург, 2007.
11. *David A. B. Miller, Linxiao Zhu, Shanhui Fan* // PNAS. 2017. Vol. 114. No. 17. P. 4336.
12. *Огурцов М. Г.* 31-я ВККЛ. – М.: МГУ, 2010.
13. *Ермаков В. И., Охлопков В. П., Стожков Ю. И.* // Вестник Московского университета. Сер. 3. Физика. Астрономия. 2007. № 5. С. 41.
14. *Ремпель А. А., Валеева А. А.* Материалы и методы Нанотехнологий. Учебное пособие. – Екатеринбург: Изд-во Уральского университета, 2015.
15. *Ильин А. П., Мостовицков А. В., Кориунов А. В., Роот Л. О.* Особенности физико-химических свойств нанопорошков и наноматериалов. Учебное пособие. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2017.
16. *Гуренцов Е. В., Еремин А. В., Фальченко М. Г.* Физико-химическая кинетика в газовой динамике. Объединённый институт высоких температур РАН, www.chemphys.edu.ru/pdf/2011-02-01-008.pdf
17. *Винтер Дж., Цытович В. Н.* // УФН. 1998. Т. 168. № 8. С. 899.
18. *Волокитин А. И., Перссон Б. Н. Дж.* // УФН. 2007. Т. 177. № 9. С. 921.
19. *Цытович В. Н.* // УФН. 1997. Т. 167. № 1. С. 57.
20. *Михальченко А. А., Кузьмин В. И., Сергачев Д. В., Картаев Е. В., Иванчик С. Н., Иванчик И. С.* // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т. 21. № 4. С. 537.
21. *Boriskina S. V., Weinstein L. A., Tong J. K., Wei-Chun Hsu, Gang Chen.* Department of Mechanical Engineering, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA 02139, USA 20036, USA.
22. *Гальярди Р. М., Карп Ш.* Оптическая связь. – М.: Связь, 1978.
23. *Фридрихов С. А., Мовнин С. М.* Физические основы электротехники. – М.: Высшая школа, 1982.
24. *Бабичев А. П., Бабушкина Н. А. и др.* Физические величины: Справочник / под ред. Григорьева И. С., Мейлихова Е. З. – М.: Энергоатомиздат, 1991.
25. *Свиридов А. Н., Сагинов Л. Д.* // Прикладная физика. 2021. № 1. С. 57.
26. *Ефимова А. И., Зайцев В. Б.* // ВМУ. Сер. 3. Физика. Астрономия. 2018. № 283. С. 83.
27. *Домбровский Л. А., Ивенских Н. Н.* // Теплофизика высоких температур. 1973. Т. 11. № 4. С. 818.
28. *Госсорг Ж.* Инфракрасная термография. Основы, техника, применение. – М.: Мир, 1988.

Thermal radiation of subwavelength particles

A. N. Sviridov and L. D. Saginov

FSAC VIM

5, 1st Institutsky proezd, Moscow, 109428, Russia

E-mail: sviridtoly@yandex.ru

Received March 11, 2021

A method is proposed for calculating the dependences of the emissivity of subwavelength particles (SP) from various materials in the form of disks, spheres, cubes and cylinders on their sizes (D) and temperature (T), for cases when external electromagnetic radiation practically does not affect their temperature. For all the listed types of particles, the cutoff wavelengths λ_{cutoff} depending on the size of the SP and the particle shape coefficients ξ are determined. With a decrease in the particle size, from the radiation spectrum, which was originally described by Planck's law, wavelengths exceeding λ_{cutoff} are gradually excluded. This leads to a decrease in the integral radiation, a decrease in the emissivity and a shift of the radiation spectrum to the blue region. A simple scheme is also proposed for determining ε - the emission coefficients of the midrange according to the calculated graph $\varepsilon(U)$, where: $U = (\xi \times D \times T) / B$; B is the constant of the Wien displacement formula.

Keywords: blackbody, Planck's law, Stefan-Boltzmann law, Wien's displacement law, diffraction, radiation flux density, emissivity, spatial mode, mode energy.

DOI: 10.51368/1996-0948-2021-2-12-21

REFERENCES

1. G. Mie, *Ann. Phys.* **25**, 377 (1908).
2. Craig F. Bohren and Donald R. Huffman, *Absorption and Scattering of Light by Small Particles* (A Wiley-Interscience Publication John Wiley & Sons New York. Chichester. Brisbane. Toronto. Singapore, 1983).
3. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Theoretical physics. T. VII. Electrodynamics of continuous media 4th ed.* (FIZMATLIT, Moscow, 2005). p. 462.
4. Max Born and Emil Wolf, *Principles of optics* (Pergamon Press. Oxford, London, Edinburgh, New York Paris, Frankfurt, 1965).
5. Yu. V. Martynenko and L. I. Ognev. *Tech. Phys.* **75** (11), 130 (2005).
6. S. G. Coulson, In *Monthly notices of the Royal Astronomical Society* **343** (4), 1123 (2003).
8. A. S. Dmitriev, *Introduction to nanoteplophysics* (Electronic edition of BINOM. Knowledge Laboratory, Moscow, 2015).
9. L. A. Dombrovsky, *Thermophysics of high temperatures* **37** (2), 284 (1999).
10. Yu. V. Timofeev and A. V. Vasiliev, *Fundamentals of theoretical atmospheric optics* (St. Petersburg, 2007). p. 69–86, 106–118.
11. David A. B. Miller, Linxiao Zhu, and Shanhui Fan, *PNAS* **114** (17), 4336 (2017).
12. M. G. Ogurtsov, *31st VKKL* (Moscow State University, Moscow, 2010). p. 1.
13. V. I. Ermakov, V. P. Okhlopkov, and Y. I. Stozhkov, *Bulletin of Moscow University. Series 3. Physics. Astronomy*, No. 5, 41 (2007).
14. A. A. Rempel and A. A. Valeeva, *Materials and methods of Nanotechnology*. Textbook (Publishing House of the Ural University, Ekaterinburg, 2015) [in Russian].
15. A. P. Ilyin, A. V. Mostovshchikov, A. V. Korshunov, and L. O. Root, *Features of physicochemical properties of nanopowders and nanomaterials: a textbook*. Tomsk Polytechnic University. – 2nd ed., Ed. And ext. (Tomsk Polytechnic University Publishing House, Tomsk, 2017) [in Russian].

16. E. V. Gurentsov, A. V. Eremin, and M. G. Falchenko, *Physicochemical kinetics in gas dynamics*. United Institute of High Temperatures of the Russian Academy of Sciences, www.chemphys.edu.ru/pdf/2011-02-01-008.pdf [in Russian].
17. J. Winter and V. N. Tsytovich, *Phys. Usp.* **168** (8), 899 (1998).
18. A. I. Volokitin and B. N. Persson, *Phys. Usp.* **177** (9), 921 (2007).
19. V. N. Tsytovich, *Phys. Usp.* **167** (1), 57 (1997).
20. A. A. Mikhalchenko, V. I. Kuzmin, D. V. Sergachev, E. V. Kartaev, S. N. Ivanchik, and I. S. Ivanchik, *Thermophysics and aeromechanics* **21** (4), 537 (2014).
21. S. V. Boriskina, L. A. Weinstein, J. K. Tong, Wei-Chun Hsu, and Gang Chen, Department of Mechanical Engineering, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA 02139, USA 20036, USA.
22. R. M. Gagliardi and Sh. Karp, *Optical communications*. (A Wiley-Interscience Publication John Wiley & Sons, New York–London–Sydney–Toronto, 1976; Svyaz, Moscow, 1978).
23. S. A. Fridrikhov and S. M. Movnin, *Physical bases of electrical engineering* (Higher school, Moscow, 1982) [in Russian].
24. A. P. Babichev, N. A. Babushkina, et al., *Physical quantities: Directory* Ed. Grigorieva I. S., Meylikhova E. Z. (Energoatomizdat, Moscow, 1991) [in Russian].
25. A. N. Sviridov and L. D. Saginov, *Applied Physics*, No. 1, 57 (2021) [in Russian].
26. A. I. Efimova and V. B. Zaitsev, *VMU. Series 3. Physics. Astronomy*, No. 283, 83 (2018).
27. L. A. Dombrovsky and N. N. Ivenskikh, *Thermophysics of high temperatures* **11** (4), 818 (1973).
28. G. Goussorgues, *La Thermographie Infrarouge. Principes – Technique – Applications* (Deuxieme. edition – Technique et Documentation Lavoister, Paris, 1984).