

УДК 536.3
EDN: MNTNOL

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

Механизм излучения микро- и наночастиц*А. Н. Свиридов, Л. Д. Сагинов, Р. З. Хафизов*

Процессы излучения и поглощения микро- и наночастицами рассчитываются с помощью формализма модовой теории излучений с использованием зависимости добротности электрически малых радиоантенн от их относительных (по отношению к длине излучаемой волны) размеров. Рассмотрено формирование радианной сферы, заполненной эванесцентными волнами (TE, TM), вокруг поверхности излучающей частицы. Эти волны не излучаются в свободное пространство и представляют собой колебания электрических и магнитных полей на частотах $\nu < c/\lambda_{\text{cutoff}}$ (например, для сферической частицы $\lambda_{\text{cutoff}} = 2,221 \times D$, где D – диаметр). Для излучений на длинах волн больших λ_{cutoff} , частица перестает быть эффективной антенной. У таких частиц роль излучающих в дальнюю зону антенн выполняют окружающие их радиантные сферы. Частицы, размеры которых больше излучаемых длин волн, сами являются эффективными антеннами. С помощью предложенной методики проведены расчеты мощностей и коэффициентов излучений микронных и нанометровых частиц.

Ключевые слова: закон Планка; закон Стефана-Больцмана; коэффициент излучения; пространственно-спектральная мода; субволновая частица; электрически малая антенна (ESA); радиантная сфера; добротность; ближнее поле; дальнее поле; кластеры; квантовые точки; серебристые (мезосферные) облака.

DOI: 10.51368/2307-4469-2025-13-2-89-102

Введение

Для описания процессов излучения и поглощения тепла «большими¹ объектами»

Свиридов Анатолий Николаевич¹, научный консультант, к.ф.-м.н.

E-mail: sviridtol@yandex.ru

Сагинов Леонид Дмитриевич¹, в.н.с., д.ф.-м.н.**Хафизов Ренат Закирович²**, нач. исследовательского центра, к.ф.-м.н.¹ Федеральный научный агроинженерный центр ВИМ.

Россия, 109428, Москва, 1-й Институтский проезд, 5.

² АО «ОКБ «АСТРОН».

Россия, 140080, Московская обл., г. Лыткарино,

ул. Парковая, 1.

Статья поступила в редакцию 23.10.2024

После доработки 14.11.2024

Принята к публикации 22.01.2025

Шифр научной специальности: 1.3.14

© Свиридов А. Н., Сагинов Л. Д., Хафизов Р. З., 2025

(телами) используются формулы Планка, Стефана-Больцмана, Вина. Эти же процессы могут быть описаны также с помощью формализма модовой теории излучений [1, 2]. Преимущества такого подхода заключаются в том, что он позволяет естественным образом учитывать дифракционные эффекты, и позволяет рассчитывать процессы излучения и поглощения не только «больших тел», но и субволновых частиц² (СЧ). Используя этот подход, мы исходили из представления о том, что тепловое излучение, распространяющееся в свободном пространстве в телесном угле Ω в виде полихроматического пучка сечением S_{csc} в его основании, можно представить набором монохроматических лучей (пространственно-спектральных мод), число которых M_λ для любой длины волны λ этого пучка равно [1]:

² СЧ – частицы, размеры которых соизмеримы с λ_{max} , где λ_{max} – длина волны, соответствующая максимальной интенсивности излучения черного (серого) тела, нагретого до температуры T .

¹ Это объекты, геометрические размеры которых больше излучаемых ими длин волн.

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

где M_λ – число пространственных мод³ этого пучка с длиной волны λ .

Например, шаровая субволновая частица диаметром D при любых $\lambda \leq 2,221 \times D$ излучает в свободное пространство (в телесном угле $\Omega = 2\pi$) M_λ пространственно-спектральных мод, энергия каждой из которых определяется только температурой частицы T и длиной излучаемой волны и при этом не зависит от размеров частицы [3]. При $\lambda = 2,221 \times D$ в дальнюю зону будет излучаться только одна мода ($M_\lambda = 1$) с длиной волны λ и энергией $Wo(v, T)$.

Обозначим эту длину волны $\lambda_{cutoff} = 2,221 \times D$. При $\lambda > \lambda_{cutoff}$ в соответствии с (1) число свободно излучаемых мод становится меньше единицы $M_\lambda < 1$ и, следовательно, СЧ не должна излучать в дальнюю зону моды с длинами волн большими λ_{cutoff} .

Однако, в действительности (как будет показано ниже) СЧ, у которых $M_\lambda < 1$, все же излучают в дальнюю зону на каждой из длин волн $\lambda > \lambda_{cutoff}$, но всего по одной пространственно-спектральной моде. Обозначим эти моды как $M_{\lambda R}$ и назовем их *Радианными модами (RM)*. Радианные моды – это необычные моды, их энергия зависит от отношения длины излучаемой волны к геометрическому размеру источника излучения и очень быстро уменьшается при уменьшении размеров СЧ относительно длин излучаемых волн. Кроме СЧ, для которых неравенство $M_\lambda < 1$ выполняется лишь частично (только для мод с длинами волн большими λ_{cutoff}), оно выполняется всегда для таких объектов как атомы, молекулы, кластеры, квантовые точки. В радиодиапазоне к объектам, у которых неравенство $M_\lambda < 1$ также всегда выполняется, относятся электрически малые антенны (*Electric Small Antenna, ESA*) [4]. Все эти объекты излучают в дальнюю зо-

ну поперечные электромагнитные волны, отличающиеся лишь частотой. По механизму излучения в дальнюю зону их можно отнести к классу дипольных электрически малых антенн.

Субволновые частицы, поглощающие или излучающие тепловую энергию, также можно рассматривать как дипольные антенны. Действительно, СЧ, которая поглощает энергию электромагнитных волн, можно также представить как диполь, размеры которого много меньше поглощаемых длин волн. Под действием электрических и магнитных полей падающего излучения в СЧ возникают колебания токов проводимости и (или) смещения. В первом приближении эти колебания аналогичны собственным колебаниям электрического диполя [5]. Для волн с $\lambda > \lambda_{cutoff}$ субволновую частицу можно рассматривать как *ESA*, у которой $M_\lambda < 1$. Таким образом, СЧ наряду с нормальными модами (у которых $M_\lambda \geq 1$) могут излучать и *RM* (с $\lambda > \lambda_{cutoff}$).

В атомах и молекулах электроны совершают в орбиталях периодические движения вокруг положительно заряженного ядра, что в плоскости электронной орбиты соответствует периодическим колебаниям тока (зарядов) в дипольной *ESA*-антенне. Поскольку для длин волн, излучаемых атомами, молекулами, кластерами, квантовыми точками и *ESA*, всегда выполняется неравенство $\lambda \gg \lambda_{cutoff}$, эти объекты способны излучать только *RM*. Поэтому далее будем называть эти объекты *Радианными излучателями (Radian Emitters, RE)*.

В свете вышесказанного необходимо ответить на вопросы:

- почему перечисленные выше *RE* вообще могут излучать в дальнюю зону;
- почему излучается только одна пространственно-спектральная мода с длиной волны, намного превосходящей физические размеры самих *RE*;
- почему и по какому закону энергия этой моды зависит от отношения длины излучаемой волны к размеру *RE*;
- как влияет наличие *RM* на мощность и спектральный состав излучения СЧ.

Обоснование методики расчетов

Известно [6–13], что законы Планка и Стефана-Больцмана, хорошо описывающие

³ Под пространственно-спектральной модой (типом колебаний) понимают *ТЕМ*-волну с заданными частотой ν , волновым вектором K и поляризацией ρ_e , где ρ_e – единичный вектор поляризации; e – индекс, принимающий только два значения, $e = 1$ или 2 [1, 2].

тепловое излучение тел, нельзя применять в случаях, когда размеры СЧ становятся меньше λ_{\max} . Эти СЧ нельзя считать черными или серыми излучателями. Их излучательные способности и спектральный состав излучения зависят не только от материала тел, но и от их размеров и формы.

Описано несколько методов расчетов тепловых излучений СЧ. Однако, несмотря на наличие различных методик расчетов излучений частиц, нельзя считать, что эта задача в достаточной мере решена. В этой связи проблема разработки новых методик расчетов микро- и наночастиц остается актуальной и в первую очередь это относится к *RE*.

Трудности, связанные с пониманием природы и математическим описанием процессов излучения объектов, размеры которых значительно меньше излучаемых (принимаемых) длин волн, существуют не только в оптическом диапазоне, но и в радиодиапазоне [4, 14–20]. При создании приемопередающих модулей для мобильной связи, приёмников спутниковых навигационных систем и других устройств микроэлектроники инженеры стремятся уменьшить их размеры не только в абсолютном выражении, но и относительно длин волн, которые они излучают или принимают.

Поэтому вопрос о теоретическом пределе уменьшения размеров объектов по отношению к излучаемым или принимаемым длинам волн имеет большое научное и практическое значение. В области радиотехники ещё в 40-х годах прошлого века предпринимались попытки решения этой проблемы. В 1947 и 1959 годах Н. А. Wheeler опубликовал статьи [4, 14], в которых дал определение электрически малых антенн *ESA*. *ESA* – это антенны, для которых справедливо следующее соотношение: $K\alpha < 1$. Здесь $K = 2\pi/\lambda$ – модуль волнового вектора, α – радиус *Антенной сферы (Antenna Sphere, AS)*, охватывающей максимальный размер дипольной антенны (или радиус соответствующей полусферы для случая монополя). В этом случае для *ESA* справедливо следующее соотношение [14]:

$$(\pi \times D) / \lambda < 1. \quad (2)$$

В [14], также, было введено понятие *Радианной сферы (Radian Sphere, RS)*, которое используется в теории антенн. Поверхность

этой сферы часто интерпретируется как эталонная граница между ближним и дальним полями, создаваемыми излучающей *ESA*. На рис. 1 схематически показана дипольная *ESA* ([14,15]), заключенная в воображаемую *RS* с радиусом $r = \lambda/2\pi$, внутри которой находится *AS* с радиусом α , охватывающим максимальный размер реальной дипольной антенны. Поверхность *RS* является границей ближнего поля, создаваемого *ESA*. В объеме между сферами сосредоточена колебательная энергия электрических и (или) магнитных полей, возбуждаемых *ESA*, т. е. реактивная энергия, нераспространяющаяся в дальнюю зону. Нераспространяющиеся волны – это волны, у которых одна компонента волнового вектора является мнимой⁴. В дальней зоне эти компоненты ближнего поля отсутствуют. В то же время возбуждаемые в объеме между сферами поперечные электромагнитные волны (*TEM*) свободно распространяются в дальней зоне, за пределами *RS* и образуют поток электромагнитной энергии, излучаемый антенной.

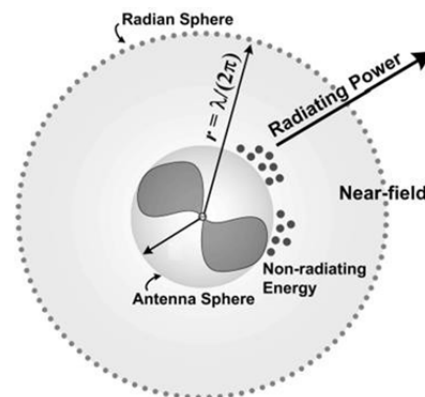


Рис. 1. Дипольная *ESA*, заключенная в воображаемую радианную сферу

Таким образом, можно считать, что *AS* сама непосредственно не излучает ЭМ энергию в дальнюю зону (в свободное пространство). Антенна нужна для создания электрического и магнитного полей в непосредственной близости от неё. А эти поля уже служат источниками излучения, в них зарождаются *TEM* электромагнитные волны, которые затем распространяются в окружающей среде. Дей-

⁴ В оптике нераспространяющиеся в дальнюю зону ЭМ волны теплового излучения, существующие на расстояниях от поверхностей меньших $\lambda/2\pi$, называют эванесцентными волнами.

ствительно, создаваемые *ESA* высокочастотные потенциалы противоположной полярности в плечах диполя, приводят к тому, что в окружающей диполь среде возбуждаются переменные электрические и магнитные поля. Их интенсивность (напряжённость) быстро убывает по мере удаления от границ *AS* и за пределами *RS* этих полей уже нет.

Пространство вокруг *AS*, ограниченное *RS*, называют ближней зоной. Колебания электрического и магнитного полей ближней зоны сдвинуты по фазе друг относительно друга на угол близкий к 90° . Таким образом для питающего антенну источника ближняя зона представляет собой преимущественно реактивную нагрузку, эквивалентную по своим свойствам высокодобротному колебательному *LC* контуру. Отметим еще раз, что в свободное пространство излучают поля ближней зоны⁵, которые создаёт *ESA*. С помощью антенны источник колебаний накачивает энергию в ближнюю зону, восполняя её потери, в том числе потери на излучение. Поля ближней зоны ограничены *RS*. Размер этой сферы – это эффективный размер излучающей виртуальной антенны.

Радио и оптические излучения, распространяющиеся в свободном пространстве, являются *ТЕМ*-волнами, отличающимися только частотными диапазонами. Учитывая вышесказанное, можно считать, что для всех перечисленных выше *RE*, излучающими антеннами являются не сами эти объекты, а создаваемые ими электрические и магнитные поля, находящиеся внутри *RS*. Размеры *RS*, которые равны $D_R = \lambda/\pi$ всегда много больше геометрических размеров самих *RE*, никак не зависят от физических размеров самих *RE* и определяются только длиной излучаемой волны.

Например, для атома водорода, имеющего диаметр $D_H = 1,58 \times 10^{-10}$ м, излучающего на длине волны $0,6562 \times 10^{-6}$ м (переход 3–2, серия Бальмера) одну *RM*, размер виртуальной излучающей антенны (т. е. размер *RS*) $D_R = \lambda/\pi = 2,089 \times 10^{-7}$ м, а отношение $D_R/D_H = 1,974 \times 10^3$. Таким образом, у атома водорода эффективный размер излучающей антенны почти в 2000 раз больше самого атома и соизмерим с излучаемой длиной волны.

В этом случае становится понятно, почему даже такой маленький (по сравнению с длиной излучаемой волны) объект как атом, может излучать в свободное пространство *ТЕМ*-волны.

Таким образом из (1) следует, что для всех *RE* (независимо от их размеров) $M_{\lambda,R}$ – число пространственно-спектральных мод, излучаемых *RS* в телесном угле 4π с длиной волны λ , всегда равно единице:

$$M_{\lambda,R} = \left(4\pi \frac{\pi(D_R)^2}{4} \right) / \lambda^2 = 1. \quad (3)$$

Представляет интерес рассмотреть (на примере *ESA*) факторы, определяющие зависимость энергии *RM* от отношения длины волны к размеру *RE*.

В 1948 году Chu L. J. формулирует фундаментальные пределы *Q*-добротности для *ESA* с линейной и круговой поляризациями, вписанных в *RS* [16]. Добротность характеризовалась отношением электромагнитной энергии *W*, накопленной внутри *RS* окружающей *ESA*, умноженной на ω , к мощности P_{rad} , излучаемой за ее пределы в дальнюю зону:

$$Q = \omega \times W / P_{rad}, \quad (4)$$

где *W* – неизлучаемая энергия, накапливаемая либо электрическим, либо магнитным полем (в зависимости от типа диполя), а ω обозначает круговую частоту электромагнитных колебаний. Chu L. J. получил приближенные выражения для добротности *ESA* в случае вертикальной линейной и круговой поляризации при $K \times \alpha \rightarrow 0$. Далее R. F. Harrington уточнил теорию Chu L. J. [17]. Он рассчитал эффекты размера антенны, усиления и минимальной *Q* для ближней и дальней зоны дифракции поля для волн линейной и круго-

⁵ Развивая эти соображения, можно представить *RS* в виде согласующего устройства между источником колебаний и внешней средой. Его входное сопротивление равно входному сопротивлению антенны в точке питания от источника колебаний, а выходное равно волновому сопротивлению среды (для вакуума это 377 Ом). Для электрических диполей очень малых размеров (например, атомов) выходное сопротивление может на много порядков быть больше волнового сопротивления вакуума [5]. В результате чего энергия кванта на возбужденном уровне излучается «заторможено», т. е. за много периодов колебаний.

вой поляризации. Тем не менее, проблема расчетов добротности *ESA* оставалась актуальной, поскольку Q напрямую связана с реактивной мощностью излучения, а расчеты реактивной части мощности излучения сложны и приближены. В последующие годы (вплоть до настоящего времени) теория и техника *ESA*-радиоантенн интенсивно развивалась усилиями многих известных исследователей: R. E. Collin and S. Rothschild [18], R. C. Hansen [19], McLean J. S. [20], которые предложили различные уточненные варианты математических выражений, описывающих зависимости добротности $Q(K \times \alpha)$ *ESA*-радиоантенн от их относительных (по сравнению с излучаемой длиной волны) размеров. Все эти зависимости практически совпадают при $K \times \alpha < 0,3$ и показывают быстрое увеличение добротности *ESA*-радиоантенн (и, соответственно, уменьшение доли энергии, излучаемой в дальнюю зону) по мере уменьшения $K \times \alpha$. Зависимости $Q(K \times \alpha)$ показывают теоретический предел уменьшения размеров антенн по отношению к излучаемым длинам радиоволн. Следует отметить, что этот предел имеет фундаментальный характер и вероятно обусловлен дифракционными эффектами. Это подтверждается тем, что в приведенных ниже формулах (8) и (9) добротность $Q(K \times \alpha)$ зависит только от размеров антенны и длины излучаемой волны.

Разработка математической модели для расчета мощности и коэффициента излучения СЧ

Ранее было отмечено, что оптические, инфракрасные и радиоизлучения, распространяющиеся в свободном пространстве, являются *ТЕМ* волнами, отличающимися только частотными диапазонами, поэтому природа фундаментальных ограничений, показывающих увеличение доли энергии неизлучаемой в дальнюю зону (по отношению к излучаемой энергии) при уменьшении относительных размеров, одинакова для как *ESA* радиоантенн, так и для СЧ и *RE*.

Исходя из этих соображений, в [21] мы предложили использовать для разработки новой методики расчетов тепловых излучений СЧ следующие выражения для Q , описываю-

щие зависимости добротности *ESA*-радиоантенн от их относительных геометрических размеров [17]:

$$Q = \frac{1}{2K^3\alpha^3} + \frac{1}{K\alpha} + \sqrt{\frac{1}{4K^6\alpha^6} + \frac{1}{K^2\alpha^2}}, \quad (5)$$

$$Q_1 = \frac{1}{K^3\alpha^3} + \frac{1}{K\alpha}. \quad (6)$$

Результаты расчетов Q по выражению (5) очень мало отличаются от результатов расчетов по часто приводимому во многих работах [15, 18] упрощенному выражению (6). Поэтому в дальнейшем мы будем использовать выражение (6).

Следует обязательно отметить, что *ESA*-антенны не обеспечивают полностью взаимность между режимами излучения и приема. Результаты, полученные для *ESA* передающих антенн, не могут быть в полной мере распространены на аналогичные приемные *ESA*-антенны, поскольку предположение о сферичности⁶ излучаемых волн не является справедливым для принимаемых волн, так как фронт электромагнитных волн, принимаемых из дальней области поля, практически плоский. Это не позволяет строго использовать теорему взаимности между режимами излучения и приема. Поэтому зависимости $Q(K \times \alpha)$, выведенные для описания процессов излучения *ESA*-радиоантенн, мы в дальнейшем будем использовать для построения математической модели, описывающей только излучения СЧ и *RE*. Процессы поглощения теплового излучения СЧ будем рассчитывать с использованием модовой теории [1, 3, 22].

Выполним расчеты излучаемой мощности в зависимости от частот излучаемых волн и диаметра графитового шарика, температура которого равна T . Приведем основные соотношения, применяемые в дальнейших расчетах, в которых используются следующие обозначения (размерность в СИ): h , k , σ , c – соответственно, постоянные Планка, Больц-

⁶ В сферических волнах электромагнитная энергия вблизи поверхности излучателя в основном сосредоточена в ближних полях (реактивных полях), которые не вносят вклада в дальнее поле, что соответственно приводит к снижению коэффициента излучения.

мана, Стефана-Больцмана и скорость света; D – диаметр шарика; S_{csa} – площадь поперечного сечения шарика, $S_{csa} = \pi D^2/4$; Ω – телесный угол в котором излучает (поглощает) полусфера поверхности шарика; ε_i – коэффициент поглощения материала из которого сделан шарик.

Для расчета теплового потока, излучаемого СЧ, используем результаты работ [10, 21, 22]. Мы исходили из представления о том, что тепловое излучение, распространяющееся в свободном пространстве в телесном угле Ω в виде полихроматического пучка сечением S_{csa} в его основании, можно представить набором монохроматических лучей (пространственно-спектральных мод), число которых равно $M(\nu, D)$ (1). Пусть:

$W_o(\nu, T)$ – энергия одной пространственной моды с частотой ν , излучаемой черным телом с температурой T [1]:

$$W_o(\nu, T) = \frac{h\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (7)$$

$\Psi_{abc}(\nu, T, D)$ – сумма энергии, излучаемой в свободное пространство и неизлучаемой энергии⁷, накопленной в RS на частоте ν за время, равное $1/2\pi\nu$.

$\Psi_{abc}(\nu, T, D)$ 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}), на энергию каждой моды $W_o(\nu, T)$, причем это произведение необходимо умножить на 4. (Множитель 4 появляется при учете излучения двумя полусферами поверхности шарика и учете двух возможных поляризаций излучаемых мод).

$$\Psi_{abc}(\nu, T, D) = 4\varepsilon_i W_o(\nu, T) \times M(\nu, D), \quad (8)$$

где $M(\nu, D) = \frac{S_{csa} \Omega \nu^2}{c^2}$

Следует отметить, что $\Psi_{abc}(\nu, T, D)$ может также быть рассчитана с использованием формулы Планка по следующему выражению:

$$\Psi_{abc}(\nu, T, D) = \varepsilon_i \pi D^2 \times P_{Plank}(\nu, T). \quad (9)$$

$$\text{Здесь } P_{Plank}(\nu, T) = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2 \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}. \quad (10)$$

Формулы (8) и (9) справедливы только для тех частот $\nu \geq c/\lambda_{cutoff}$, при которых длины излучаемых волн будут меньше или равны λ_{cutoff} .

Моды с этими частотами свободно излучаются в дальнее поле, т. к. в этих случаях $M \geq 1$ и выходное сопротивление излучателя равно волновому сопротивлению среды. Для частот $\nu < c/\lambda_{cutoff}$ (как было отмечено выше) $M < 1$ и виртуальной излучающей антенной становится не поверхность частицы, а электрические и магнитные поля внутри RS . В этих случаях энергия каждой пространственно-спектральной RM становится зависимой от отношения длины излучаемой волны к геометрическому размеру частицы и быстро уменьшается при увеличении этого отношения.

Тогда,

$$\begin{aligned} P_{abc}(\nu, T, D) &= \omega \times \Psi_{abc}(\nu, T, D) = \\ &= 2\pi\nu \times \Psi_{abc}(\nu, T, D) \end{aligned} \quad (11)$$

где $P_{abc}(\nu, T, D)$ – сумма мощности, излучаемой частицей в свободное пространство и неизлучаемой реактивной мощности электрических и (или) магнитных колебаний на частоте ν внутри RS . Далее, если $\Psi_R(\nu, T, D)$ – неизлучаемая в свободное пространство энергия (реактивная энергия) электрических и (или) магнитных колебательных полей на частоте ν , накопленная за время $1/2\pi\nu$ внутри RS , а $P_R(\nu, T, D)$ – неизлучаемая в свободное пространство мощность (реактивная мощность) электрических и (или) магнитных колебаний на частоте ν внутри RS , то

$$\begin{aligned} P_R(\nu, T, D) &= \omega \times \Psi_R(\nu, T, D) = \\ &= 2\pi\nu \times \Psi_R(\nu, T, D). \end{aligned} \quad (12)$$

⁷ Неизлучаемая энергия образует RS и накапливается в ней при частотах $\nu < c/\lambda_{cutoff}$.

При этом для $P_{rad}(\nu, T, D)$ – мощности, излучаемой частицей в свободное пространство на частоте ν , выражение для добротности $Q(\nu, D)$ запишется в соответствии с (4) и (6) в следующем виде:

$$Q_1(\nu, D) = \frac{\omega \times \Psi_R(\nu, T, D)}{P_{rad}(\nu, T, D)} = \frac{c^3}{\pi^3 D^3 \nu^3} + \frac{c}{\pi D \nu}. \quad (13)$$

Будем считать, что

$$P_{abc}(\nu, T, D) = P_R(\nu, T, D) + P_{rad}(\nu, T, D), \quad (14)$$

$$\text{тогда } P_{rad}(\nu, T, D) = \frac{P_{abc}(\nu, T, D)}{Q_1(\nu, D) + 1} \quad (15)$$

$$\text{и } P_R(\nu, T, D) = Q_1(\nu, D) \times P_{rad}(\nu, T, D). \quad (16)$$

Приведем для сравнения следующие выражения для вычисления спектральных мощностей, использующие формулы Планка с учетом площади поверхности шара:

$$P_{Pabc}(\nu, T, D) = 2\pi\nu\epsilon_i\pi D^2 P_{Plank}(\nu, T) \quad (17)$$

$$P_{Prad}(\nu, T, D) = \frac{P_{Pabc}(\nu, T, D)}{Q_1(\nu, D) + 1} \quad (18)$$

Где $P_{Pabc}(\nu, T, D)$ – сумма мощности, излучаемой частицей в свободное пространство и неизлучаемой реактивной мощности электрических и (или) магнитных колебаний на частоте ν внутри Радианной сферы, а $P_{Prad}(\nu, T, D)$ – мощность, излучаемая частицей в свободное пространство на частоте ν , рассчитанные с помощью формулы Планка.

Отметим, что приведенные выше выражения справедливы для одночастотного режима как для ESA-радиоантенн, так и для СЧ.

Нагретые тела излучают в широком спектральном диапазоне. Поэтому для описания этих процессов проведем (в диапазоне частот $10^{12} \div 5 \times 10^{15}$ Гц) интегрирование энергий – энергии СЧ, излучаемой в свободное пространство и неизлучаемой энергии внутри RS. В результате получим выражения для соответствующих мощностей теплового излучения:

$$\Phi_{abc}(\nu, T, D) = \int_{10^{12}}^{5 \times 10^{15}} \Psi_{abc}(\nu, T, D) d\nu \quad (19)$$

$$\Phi_R(\nu, T, D) = \int_{10^{12}}^{5 \times 10^{15}} \frac{1}{2\pi\nu} Q_1(\nu, D) P_{rad}(\nu, T, D) d\nu \quad (20)$$

$$\Phi_{rad}(\nu, T, D) = \int_{10^{12}}^{5 \times 10^{15}} \frac{1}{2\pi\nu} \frac{P_{abc}(\nu, T, D)}{Q_1(\nu, D) + 1} d\nu. \quad (21)$$

Здесь $\Phi_{abc}(\nu, T, D)$ – сумма мощности, излучаемой в свободное пространство и неизлучаемой мощности, поступающих в RS, $\Phi_R(\nu, T, D)$ – неизлучаемая в свободное пространство мощность (реактивная мощность) электрических и магнитных колебаний полей внутри RS, $\Phi_{rad}(\nu, T, D)$ мощность, излучаемая частицей в свободное пространство. Приведем для сравнения следующие выражения для мощностей, использующие формулы Стефана-Больцмана и Планка:

$$\Phi_{SB}(T) = \epsilon_i \pi D^2 \sigma T^4 \quad (22)$$

$$\Phi_{Prad}(\nu, T, D) = \epsilon_i \pi D^2 \int_{10^{12}}^{5 \times 10^{15}} \frac{P_{Plank}(\nu, T)}{Q_1(\nu, D) + 1} d\nu \quad (23)$$

Где $\Phi_{SB}(T)$ – сумма мощности, излучаемой в свободное пространство и неизлучаемой мощности поступающей в RS, рассчитанная по формуле Стефана-Больцмана;

$\Phi_{Prad}(\nu, T, D)$ – мощность, излучаемая частицей в свободное пространство, рассчитанная с использованием формулы Планка.

Еще раз отметим, что формулы $\Phi_{abc}(\nu, T, D)$ и $\Phi_{SB}(T)$ пригодны для расчетов мощностей, излучаемых в дальнюю зону только для частот $\nu \geq c/\lambda_{cutoff}$, при которых длины излучаемых волн будут меньше или равны λ_{cutoff} .

Обсуждение результатов расчетов излучений СЧ

На рис. 2 приведены зависимости излучаемой и неизлучаемой (реактивной) мощности

от частоты ν , рассчитанные для графитового шарика диаметром 3×10^{-6} м, нагретого до температуры $T = 1273$ К.

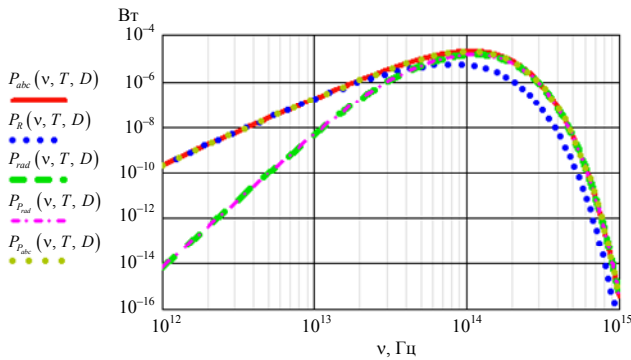


Рис. 2. Зависимости $P_{abc}(\nu, T, D)$, $P_R(\nu, T, D)$, $P_{rad}(\nu, T, D)$ от частоты ν рассчитаны с использованием представления излучаемого потока энергии набором пространственно-спектральных мод; для сравнения показаны зависимости $P_{Prad}(\nu, T, D)$, $P_{Pabc}(\nu, T, D)$, рассчитанные с использованием формулы Планка. Все зависимости рассчитывались при $D = 3 \times 10^{-6}$ м, $\epsilon_i = 0,7$ и $T = 1273$ К

Результаты расчетов показывают, что:

$P_{abc}(\nu, T, D)$ – зависимость, построенная на основе представления мощности теплового потока в виде набора мощностей монохроматических лучей (пространственных мод), полностью совпадает с $P_{Pabc}(\nu, T, D)$ – зависимостью на основе формулы Планка⁸. При этом для $\nu \geq 4,5 \times 10^{13}$ Гц (т. е. при $\nu \geq c/\lambda_{cutoff}$) зависимости $P_{abc}(\nu, T, D)$ и $P_{Pabc}(\nu, T, D)$ практически совпадают с зависимостью излучаемой мощности $P_{rad}(\nu, T, D)$. При $\nu < 4,5 \times 10^{13}$ Гц (т. е. при $\nu < c/\lambda_{cutoff}$) $P_{rad}(\nu, T, D)$ мощность, излучаемая в свободное пространство, становится меньше неизлучаемой мощности $P_R(\nu, T, D)$ и по мере уменьшения ν уменьшается быстрее, чем это показывают зависимости $P_{abc}(\nu, T, D)$ и $P_{Pabc}(\nu, T, D)$.

Это подтверждает, что при $M < 1$ нельзя пользоваться формулой Планка для расче-

та спектральных мощностей излучений объектов, которые мы выше назвали RE.

Выражение $P_{Prad}(\nu, T, D)$ полностью идентично выражению $P_{rad}(\nu, T, D)$, полученному нами с использованием представления излучаемого потока энергии набором пространственно-спектральных мод. Таким образом, для расчета спектральных мощностей излучения СЧ любых размеров и при любых температурах можно использовать любую из зависимостей: $P_{Prad}(\nu, T, D)$ или $P_{rad}(\nu, T, D)$.

Из (15) и графиков (см. рис. 2) $P_{rad}(\nu, T, D)$ следует, что уменьшение ν , (т. е. уменьшение относительных размеров частицы по отношению к λ) приводит к уменьшению (по сравнению с $P_{Pabc}(\nu, T, D)$, рассчитанной с использованием формулы Планка) мощностей излучения на длинных волнах и, следовательно, к увеличению относительной доли коротких волн в спектре. Таким образом, цвет излучающей частицы становится «более синим», чем это следует из формулы Планка.

На рис. 3 приведены излучаемая, полная и неизлучаемая (реактивная) мощности в зависимости от диаметра графитового шарика, нагретого до температуры $T = 1273$ К.

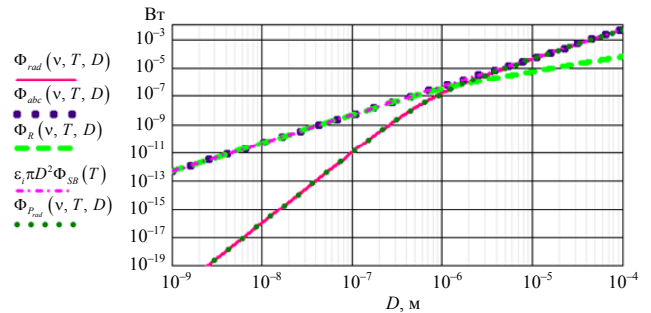


Рис. 3. Зависимости $\Phi_{rad}(\nu, T, D)$, $\Phi_{abc}(\nu, T, D)$, $\Phi_R(\nu, T, D)$ интегральных мощностей: излучаемой, полной и неизлучаемой (реактивной) мощности от диаметра графитового шарика, нагретого до температуры $T = 1273$ К. Зависимости $\Phi_{SB}(T)$ и $\Phi_{Prad}(\nu, T, D)$ рассчитаны (для сравнения) с использованием формул Стефана-Больцмана и Планка

Результаты расчетов показывают, что, зависимость $\Phi_{abc}(\nu, T, D)$, рассчитанная с использованием представления излучаемого потока энергии набором пространственно-спектральных мод, полностью совпадает с зависимостью $\epsilon_i \pi D^2 \Phi_{SB}(T)$, рассчитанной по

⁸ Это доказывает полную идентичность полученной (с использованием представления излучаемого потока энергии набором пространственных спектральных мод) нами формулы $\Psi_{abc}(\nu, T, D) = 4\epsilon_i W_0(\nu, T) \times M(\nu, D)$ с формулой Планка. Таким образом, $\Psi_{abc}(\nu, T, D)$ это другой вариант написания формулы Планка.

формуле Стефана-Больцмана⁹. При $D > 3 \times 10^{-6}$ м эти зависимости совпадают с $\Phi_{rad}(v, T, D)$ – зависимостью интегральной мощности излучения от диаметра шарика. Но при $D < 3 \times 10^{-6}$ м зависимости $\Phi_{abc}(v, T, D)$ и $\epsilon_i \pi D^2 \Phi_{SB}(T)$ дают неправильные результаты. Таким образом, формула Стефана-Больцмана неприменима для расчета интегральной мощности излучений при малых размерах СЧ (в рассматриваемом примере при $D < 3 \times 10^{-6}$ м).

Зависимость $\Phi_{rad}(v, T, D)$, рассчитанная с использованием представления излучаемого потока энергии набором пространственно-спектральных мод, полностью совпадает с зависимостью $\Phi_{Prad}(v, T, D)$, рассчитанной с использованием формулы Планка. Таким образом, для расчета интегральных мощностей излучения СЧ любых размеров и при любых температурах можно использовать любую из зависимостей $\Phi_{rad}(v, T, D)$ или $\Phi_{Prad}(v, T, D)$.

На рис. 4 приведена $\epsilon(v, T, D)$ – зависимость коэффициента излучения графитового шарика, нагретого до температуры 1273 К от его диаметра. Расчет проводился по следующему выражению:

$$\epsilon(v, T, D) = \frac{\Phi_{rad}(v, T, D)}{\pi D^2 \Phi_{SB}(T)} \quad (24)$$

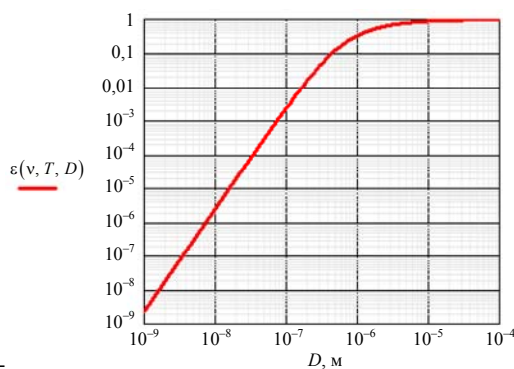


Рис. 4. Зависимость коэффициента излучения $\epsilon(v, T, D)$ графитового шарика, нагретого до температуры 1273 К, от его диаметра

⁹ Это доказывает полную идентичность полученной (с использованием представления излучаемого потока энергии набором пространственных спектральных мод) нами формулы: $\Phi_{abc}(v, T, D) = \int_{10^{12}}^{5 \times 10^{15}} \Psi_{abc}(v, T, D) dv$ с формулой Стефана-Больцмана. Таким образом $\Phi_{abc}(v, T, D)$ – это другой вариант написания формулы Стефана-Больцмана.

Видно, что излучательная способность практически не зависит от размеров шарика при $D > (4,5-5) \times 10^{-6}$ м. На этом участке шарик можно считать «большим» объектом и его излучение полностью описывается формулами Планка и Стефана-Больцмана. При $D < (4,5-5) \times 10^{-6}$ м коэффициент излучения становится зависимым от размеров шарика и для расчетов его излучения уже нельзя применять формулы Планка и Стефана-Больцмана. При $D < 4 \times 10^{-7}$ м коэффициент излучения уменьшается примерно пропорционально D^3 . Уменьшение размеров приводит к увеличению относительной доли Радианных мод в спектре излучения шарика и следствием этого является соответствующее уменьшение коэффициента излучения.

Оценка радиационных времен Радианных излучателей и обсуждение результатов

Как было отмечено выше, СЧ (наряду с обычными модами) могут излучать (при $\lambda > \lambda_{cutoff}$) и Радианные моды. Однако RE – Радианные излучатели (к ним относится и атом водорода) способны излучать только RM.

Воспользуемся боровской моделью атома и проведем (по известным формулам, приведенным во многих работах) оценочные расчеты D – диаметров орбиталий, ω – угловых частот колебаний и τ – радиационных времен жизни следующих возбужденных состояний атома водорода:

$n = 2$, переход $2p \rightarrow 1s$ (Серия Лаймана, $\lambda = 1215,7 \times 10^{-10}$ м);

$n = 3$, переход $3p \rightarrow 2s$ (Серия Бальмера, $\lambda = 6562,82 \times 10^{-10}$ м);

$n = 4$, переход $4f \rightarrow 3d$ (Серия Пашена, $\lambda = 18750 \times 10^{-10}$ м).

В результате получим:

$$D_{2p} = 4,423 \times 10^{-10} \text{ м}; \quad \omega_{2p-1s} = 1,549 \times 10^{16} \text{ рад/с};$$

$$\tau_{2p} = 1,001 \times 10^{-10} \text{ с};$$

$$D_{3p} = 9,521 \times 10^{-10} \text{ м}; \quad \omega_{3p-2s} = 2,871 \times 10^{15} \text{ рад/с};$$

$$\tau_{3p} = 3,446 \times 10^{-9} \text{ с};$$

$$D_{4f} = 16,92 \times 10^{-10} \text{ м}; \quad \omega_{4f-3d} = 1,01 \times 10^{15} \text{ рад/с};$$

$$\tau_{4f} = 2,525 \times 10^{-8} \text{ с}.$$

Теперь, используя предложенные нами представления о том, что атом является RE – Радианным излучателем и полученные выше

численные величины D и ω , проведем для сравнения оценочный расчет радиационных времен жизни тех же возбужденных состояний атома водорода по формуле:

$$\tau = \frac{W}{P_{rad}(v, D)} = \frac{Q_1(v, D) + 1}{\omega} = \frac{Q_1(v, D) + 1}{2\pi\nu} \quad (25)$$

где W – энергия кванта излучения с длиной волны λ .

В результате получим:

$$\tau_{2p} = 4,242 \times 10^{-11} \text{ с}; \quad \tau_{3p} = 3,679 \times 10^{-9} \text{ с}; \quad \tau_{4f} = 4,322 \times 10^{-8} \text{ с}.$$

Проведем также расчет этих времен жизни по следующей формуле, приведенной в [23]:

$$\frac{1}{\tau_{fi}} = \frac{2,678 \times 10^9}{(n_f n_i)^2} \text{ с}^{-1}. \quad (26)$$

В результате получим:

$$\tau_{2p} = 1,4937 \times 10^{-9} \text{ с}; \quad \tau_{3p} = 1,3443 \times 10^{-8} \text{ с}; \quad \tau_{4f} = 5,377 \times 10^{-8} \text{ с}.$$

И, наконец, для сравнения приведем результаты экспериментальных измерений тех же времен, приведенные в [24]:

$$\tau_{2p} = 1,6 \times 10^{-9} \text{ с}; \quad \tau_{3p} = (5,2-5,8) \times 10^{-9} \text{ с}; \quad \tau_{4f} = (7,25-7,3) \times 10^{-8} \text{ с}.$$

Видно, что проведенные по формуле (25), оценки времен спонтанного излучения с нижних возбужденных уровней (каждый из которых принадлежал к одной из трех спектральных серий излучения атома водорода) не противоречат результатам расчетов по боровской модели атома, расчетам по формуле (26) и экспериментальным данным. Вероятно, спонтанное время жизни возбужденного уровня атома, как это следует из формулы (25), которая характеризует его антенные возможности, определяется только D – диаметром орбитали электрона на этом уровне и частотой (энергией) излучения. Излучение одного кванта энергии происходит в виде цуга длительностью, например, $\tau_{3p} = 3,679 \times 10^{-9}$ с, за время которого электрон успевает совершить ($\omega \times \tau = 1,0562 \times 10^7$) 10 миллионов оборотов (колебаний) относительно ядра, т. е. за один период излучается лишь одна десяти-миллионная доля энергии кванта. Такое «заторможенное» излучение связано (как мы от-

мечали выше, проводя аналогию с *ESA*) с очень малыми размерами атома по отношению к длине излучаемой волны, в результате чего излучающей антенной становится не сам атом, а *RS* вокруг атома, излучающая «заторможенную» и, следовательно, «маломощную» *RM*. Как это видно из формулы (25), скорость (и, следовательно, мощность) излучения атома, а также любого другого *RE*, (например, кластера или квантовой точки) можно было бы гипотетически увеличить в сотни тысяч раз, если «присоединить» к нему антенну с размерами, равными половине длины излучающей волны. (Например, разместить на расстоянии меньшем диаметра *RS* оптическую наноантенну [25, 26]).

Другой путь увеличения скорости (мощности) излучения (как скопления *RE*, так и каждого *RE* в этом скоплении), заключается в объединении отдельных *RE*-излучателей, таким образом, чтобы L – расстояние между ними было меньше диаметра *RS* $L < D_R = \lambda/\pi$. В этом случае электрические поля возбужденных атомов могут взаимодействовать – складываться или вычитаться, поэтому скопление N таких частиц может излучать синхронно, как излучают атомы в каждой спектрально-пространственной моде «большого» тела. Интенсивность их суммарного излучения будет много больше (в соответствии с формулой (27) и с учетом того, что энергия суммы полей пропорциональна квадрату результирующего электрического поля), чем сумма N излучений отдельных атомов, находящихся на расстояниях существенно больших диаметров их *RS*.

Сделаем оценки скоростей излучения для скоплений атомов, находящихся на расстояниях друг от друга меньших D_R .

Пример 1

Предположим, что мы поместили в прозрачный для рассматриваемого излучения шар n атомов водорода, расположенных на расстояниях друг от друга, равных $D_R/5$. Пусть: $D_S = \lambda/2 = Z \times (D_R/5)$, где D_S – диаметр шара; Z – число атомов на длине диаметра; $N_v = n/5$, где N_v – число возбужденных на уровень $3p$ атомов водорода; $\lambda = 6562,82 \times 10^{-10}$ м.

$$P_{rad}(v, D) = \frac{\omega \times W}{Q_1(v, D) + 1} = \frac{2\pi\nu \times h\nu}{Q_1(v, D) + 1}. \quad (27)$$

Используя формулы (25) и (27), рассчитаем τ – время излучения и P_v – мощность излучения возбужденных атомов, находящихся внутри шара. В результате получим: $\tau = 7,24 \times 10^{-16}$ с; $P_v = 0,0287$ Вт; (при $n = 343$, давлении $p = 19$ атм. и температуре $T = 300$ K).

В случае если бы эти возбужденные атомы находились на расстояниях друг от друга больших D_R , каждый атом излучал бы независимо от другого со средним временем жизни $\tau = 3,678 \times 10^{-9}$ с. Тогда $P_\Sigma = 5,65 \times 10^{-9}$ Вт, где P_Σ – суммарная мощность излучения отдельных N_v атомов.

Таким образом, N_v атомов газа в шаре излучают синхронно как одна антенна¹⁰ с размерами $D_S = \lambda/2$, в результате чего достигается (как в рассматриваемом примере) увеличение скорости и соответственно мощности излучения почти на 6 порядков, по сравнению с тем же количеством возбужденных атомов, излучающих независимо друг от друга.

Пример 2

Оценим по формуле (25) τ_c – среднее время излучения атомов вольфрама в кластере диаметром $D_c = 3,62 \times 10^{-9}$ м, содержащем $n = 1545$ атомов. Температура кластера $T = 4000$ K; $\lambda_{\max} = 0,724 \times 10^{-6}$ м; диаметр атома вольфрама $D = 2 \times 10^{-10}$ м. Для сравнения, оценим также по этой же формуле τ_a – среднее время излучения атомов вольфрама, которые находятся в парообразном состоянии при температуре $T = 4000$ K, на расстояниях друг от друга больших D_R . В результате получим: $\tau_c = 9,92 \times 10^{-11}$ с; $\tau_a = 5,88 \times 10^{-7}$ с; $\tau_a/\tau_c = 5,93 \times 10^3$.

Таким образом, скорость (и соответственно мощность) излучения 1545 атомов, объединенных в кластер (в нашем примере) более чем на 3 порядка превосходит скорость, а также мощность излучения каждого из 1545 отдельных атомов в паре. Это обусловлено тем, что диаметр кластера много больше диаметра отдельного атома и, следовательно, кластер является более эффективной антенной, чем отдельный атом. Вероятно, этим объясняется перспективность использования кластеров в газоразрядных источниках света [27] и роль пылинок в энергетическом балансе плазмы [8]. Кластеры в газоразрядной плазме практически не влияют на ее электрические параметры, однако ее излучение в основном создается кластерами.

Пример 3

С помощью формулы (25) можно также сделать оценки τ_{COD} – минимальных радиационных

времен квантовых точек, определяемых только их антенными размерами. В качестве примера приведем результаты такой оценки для углеродных квантовых точек (CQD), характеристики которых приведены в [28]. В качестве исходных примем следующие значения: $\lambda = 0,594 \times 10^{-6}$ м, $D = 1,5 \times 10^{-10}$ м, $D_S = 2,88 \times 10^{-9}$ м (где λ – длина излучаемой волны, D – диаметр атома углерода, D_S – диаметр квантовой точки). В результате расчета получим: $\tau_{COD} = 92,9 \times 10^{-12}$ с. В случае если то же количество возбужденных атомов углерода находилось в виде пара, на расстояниях, друг от друга существенно превышающих D_R , радиационная длительность излучения каждого отдельного атома была бы: $\tau_a = 6,57 \times 10^{-7}$ с. Однако, результаты наших оценочных расчетов τ_{COD} , в которых учитывались только антенные возможности CQD, сильно отличаются от результатов измерений τ_{COD} , приведенных в различных работах [29], в которых исследовались CQD, возбуждаемые оптическим излучением.

Измеренные τ_{COD} – длительности затухания люминесценции CQD¹¹ имеют большой разброс и находятся в пределах: $\tau_{COD} = 0,68 \times 10^{-9}$ с – 45×10^{-9} с. Тем не менее, эти времена существенно (почти на 1÷2 порядка) меньше τ_a – длительности излучения изолированных атомов углерода, поэтому квантовая точка из n атомов должна иметь почти на два порядка более высокую мощность излучения, чем суммарная мощность излучения n отдельных атомов. Таким образом, n атомов, объединенных в квантовую точку, также являются эффективным источником излучения с очень узкой спектральной линией.

Интересна роль пылинок (часть из которых могут излучать как кластеры, а часть как квантовые точки) в свечении Серебристых облаков.

В [10] была предложена следующая гипотеза о природе свечения Серебристых облаков. Серебристые облака представляют собой скопления межпланетных частиц с высокими температурами сублимации (вероятно, это

¹¹ На время флуоресценции CQD влияют два фактора противоположной направленности: увеличение размера квантовой точки приводит (см. формулу (26)) к улучшению ее антенных свойств и к уменьшению времени флуоресценции. Однако точки большего размера имеют более близко расположенные энергетические уровни, на которых может быть захвачена пара электрон-дырка. Следовательно, электронно-дырочные пары в более крупных точках живут дольше, поэтому более крупные точки могут иметь более длительные времена жизни.

¹⁰ Этот вывод справедлив также и для любых скоплений атомов, образующих капельки или твердые частицы.

смесь углеродных, оливиновых, пироксеновых, кремниевых и железных частиц) с размерами менее 0,2–0,25 мкм, нагретых солнечным и земным излучением до высоких температур.

Нам представляется, что квантовые точки из углерода, кремния, железа и других элементов (некоторые из которых могут быть покрыты ледяной пленкой [30]), присутствующие в скоплениях межпланетной и межзвездной пыли на высотах 70–100 км [31]), также вносят свой вклад в свечение Серебристых облаков. Действительно, частицы на высотах 70–90 км облучаются солнечным излучением с длинами волн от 180 нм и более, которое может служить источником оптического возбуждения различных по составу и размерам квантовых точек (КТ). Более крупные КТ диаметром 5–6 нм излучают более длинные волны таких цветов, как оранжевый или красный. КТ меньшего размера (2–3 нм) излучают более короткие волны, создавая синий и зелёный свет. Результирующий цвет будет определяться распределением частиц по размерам и их химическим составом.

Однако, эта гипотеза требует дальнейшего теоретического обоснования и экспериментальной проверки.

Заключение

В заключение остановимся на механизме излучения микро и наночастиц и отметим основные результаты работы.

Механизм излучения микро и наночастиц определяется $\delta = D/\lambda$ – отношением их геометрических размеров D к длинам излучаемых волн λ .

При $\delta \gg 1$ частицы являются эффективными антеннами, их выходное сопротивление равно волновому сопротивлению среды (для вакуума это 377 Ом). Они излучают и поглощают энергию излучения как большие тела. Для них справедливы законы Планка, Стефана-Больцмана, Вина. Их излучение можно описать набором спектрально-пространственных мод (*ТЕМ*-волн) свободно распространяющихся в дальней зоне. При этом энергия каждой из этих мод (назовем их «нормальными» модами) определяется только температурой тела, длиной излучаемой волны, а также материалом частицы.

При $\delta \ll 1$ частицы (*Электрически малые антенны – ESA*) не являются эффективными антеннами, например для диполей очень малых размеров (атомов, кластеров, квантовых точек, *ESA*), их выходное сопротивление может на много порядков быть больше волнового сопротивления вакуума. Поэтому такие частицы сами непосредственно не излучают *ТЕМ*-волны в дальнюю зону. Виртуальной излучающей антенной становится не поверхность частицы, а электрические и магнитные поля внутри *RS*, размеры которой на 2–3 порядка превосходят размеры самой частицы и соизмеримы с длиной излучаемой волны. Эта *Радиянная сфера* излучает на каждой длине волны одну *Радиянную моду*, причем энергия каждой излучаемой *Радиянной моды* зависит от δ и очень быстро уменьшается при уменьшении δ . Такие частицы и *ESA* мы назвали *Радиянными излучателями – RE*.

Субволновые частицы при $\delta > 1$ имеют выходное сопротивление близкое к волновому сопротивлению вакуума и, следовательно, являются эффективными антеннами. Они излучают (как и большие тела) нормальные моды. При этом энергия каждой из этих мод определяется только температурой тела, длиной излучаемой волны, а также материалом частицы.

При $\delta < 1$ эти же субволновые частицы перестают быть эффективными антеннами, их размеры становятся существенно меньше их *Радиянных сфер*, которые начинают играть роль виртуальных излучающих антенн и излучать *Радиянные моды*. В этих случаях энергия каждой излучаемой *Радиянной моды* зависит от δ и очень быстро уменьшается при уменьшении δ .

На основе описанных выше представлений о механизме излучения микро и наночастиц была предложена новая методика расчетов мощностей и коэффициентов излучения СЧ и методика оценочных расчетов мощностей и характерных времен излучения *RE*.

В работе показано, что процессы излучения и поглощения микро и наночастиц в оптическом диапазоне могут быть рассчитаны с помощью формализма модовой теории излучений с использованием зависимости добротности электрически малых радиоантенн (*ESA*) от их относительных (по отношению к длине излучаемой волны) размеров. Преимущества

такого подхода заключаются в том, что он позволяет естественным образом учитывать дифракционные эффекты, и позволяет рассчитывать процессы излучения и поглощения не только «больших тел», но и микро и наночастиц. Дано описание методик, приведены результаты расчетов и их обсуждение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гальярди Р. М., Карп Ш. Оптическая связь. – М.: Связь, 1978.
2. Фридрихов С. А., Мовнин С. М. Физические основы электротехники. – М.: Высшая школа, 1982. С. 148.
3. Свиридов А. Н., Сагинов Л. Д. / Прикладная физика. 2021. № 2. С. 12–21.
4. Wheeler H. A. / Proc. of the IRE. 1947. December. P. 1479–1488.
5. Хлебцов Б. Н. / Математическое моделирование, компьютерный и натурный эксперимент в естественных науках. 2016. № 2. URL:mathmod.esrae.ru/2-10
6. Mie G. / Annalen der Physik. 1908. Vol. 25. P. 377.
7. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. – М.: Мир, 1986.
8. Мартыненко Ю. В., Огнев Л. И. / ЖТФ. 2005. Т. 75. № 11. С. 130–132.
9. Elzoukal M., Yang Ch., Albert A., Lubner S., Prasher R. / Cell Reports Physical Science. 2020. Vol. 1. № 12. P. 100259.
10. Sviridov A. N., Saginov L. D. / Journal of Communications Technology and Electronics. 2022. Vol. 67. Suppl. 1. P. S83–S88.
11. Свиридов А. Н., Сагинов Л. Д. / Прикладная физика. 2021. № 3. С. 17–25.
12. Свиридов А. Н., Сагинов Л. Д. / Прикладная физика. 2023. № 2. С. 44–55.
13. Князев Б. А., Кузьмин А. В. / Вестник НГУ. Серия: Физика. 2007. Т. 2. № 1. С. 108–122.
14. Wheeler H. A. / Proc. of the IRE. 1959. Vol. 47. P. 1325–1331.
15. Davis W. A., Yang T., Caswell E. D., Stutzman W. L. / IET Microwaves Antennas & Propagation. 2011. Vol. 5. № 11. P. 1297–1302. doi: 10.1049/iet-map.2010.0604
16. Chu L. J. / Journal of Applied Physics. 1948. Vol. 19 December. P. 1163–1175.
17. Harrington R. F. / J. Res. Nat. Bur. Stand. 1960. Vol. 64-D. Jan/Feb. P. 1–12.
18. Collin R. E., Rothschild S. / IEEE Trans. Ant. Prop. 1964. Vol. AP-12. Jan. P. 23–27.
19. Hansen R. C. / Proceedings of the IEEE. 1981. Vol. 69. № 2. P. 170–182.
20. McLean J. S. / IEEE Trans. Ant. Prop. 1996. Vol. 44. № 5. P. 672–676.
21. Свиридов А. Н., Сагинов Л. Д. / Прикладная физика. 2024. № 2. С. 18–30.
22. Sviridov A. N., Saginov L. D. / Journal of Communications Technology and Electronics. 2023. Vol. 68. Suppl. 2. P. S176–S183.
23. Mills R. L. / The grand unified theory of classical physics. Vol. 1. – Library of Congress Control Number 2023905641. 2023.
24. Веролайнен Я. Ф., Николаич А. Д. / УФН. 1982. Т. 137. № 2. С. 305–338. doi: 10.3367/UFNr.0137.198206d.0305
25. Харинцев С. С. Оптические антенны. – Казань: Казан. Университет, 2015.
26. Kumar N. / Electrical Engineering and Computer Sciences. 2013. May 17. <http://www.eecs.berkeley.edu/Pubs/TechRpts/2013/EECS-2013-107.html>
27. Смирнов Б. М. / УФН. 1997. Т. 167. № 11. С. 1169–1200.
28. Liu G., Zavelani-Rossi M., Han G., Haiguang Zhao, Vomiero A. / J. Mater. Chem. A. 2023. № 16. P. 8950–8960.
29. Ермолаев В. Л. / Оптика и спектроскопия. 2018. Т. 125. № 2. С. 247–263.
30. Бронитэн В. А. Серебристые облака и их наблюдение. – М.: Наука, 1984.
31. Новости. Астрономия для всех. Серебристые облака 20.06.2018. URL <https://www.roscosmos.ru/25217/>

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

Mechanism of emission of micro- and nanoparticles*A. N. Sviridov¹, L. D. Saginov¹ and R. Z. Khafizov²*¹FSAC VIM

5, 1st Institutsky proezd, Moscow, 109428 Russia

²ODB «ASTROHN» JSC

1, Parkovaya st., Lytkarino, Moscow Region, 140080 Russia

Received 23.10.2024; revised 14.11.2024; accepted 22.01.2025

The processes of emission and absorption by micro- and nanoparticles are calculated using the formalism of mode theory of radiation, employing the dependence of the quality factor

of electrically small radio antennas on their relative sizes (with respect to the wavelength being emitted). The formation of a Radiant sphere filled with evanescent waves (TE, TM) around the surface of the emitting particle is considered. These waves are not radiated into free space and represent oscillations of electric and magnetic fields at frequencies $\nu < c/\lambda_{\text{cutoff}}$ (for example, for a spherical particle, $\lambda_{\text{cutoff}} = 2.221 \times D$, where D is the diameter). For emissions at wavelengths greater than λ_{cutoff} , the particle ceases to be an effective antenna. In such cases, the surrounding Radiant spheres act as the emitting antennas in the far field. Particles whose sizes exceed the emitted wavelengths themselves are effective antennas. Using the proposed methodology, calculations of the powers and emission coefficients of micron and nanometer particles have been conducted.

Keywords: Planck's law; Stephan-Boltzmann law; emissivity; spatial-spectral mode; subwavelength particle; electrically small antenna (ESA); radiant sphere; quality factor; near field; far field; clusters; quantum dots; noctilucous (mesospheric) clouds.

REFERENCES

- Gagliardi R. M. and Karp Sh., Optical communication, New York, London, John Wiley & sons, 1976; Moscow, Svyaz, 1978.
- Friedrichov S. A. and Movnin S. M., Physical foundations of electrical engineering. Moscow, Higher School, 1982. pp. 148 [in Russian].
- Sviridov A. N. and Saginov L. D., Applied Physics, № 2, 12–21 (2021) [in Russian].
- Wheeler H. A., Proc. of the IRE, December, 1479–1488 (1947).
- Khlebtsov B. N., Mathematical modeling, computer and physical experiments in natural sciences, № 2 (2016) URL: mathmod.esrae.ru/2-10 [in Russian].
- Mie G., Annalen der Physik **25**, 377 (1908).
- Boren K. and Hafman D., Absorption and scattering of light by small particles, Moscow, Mir, 1986 [in Russian].
- Martynenko Yu. V. and Ognev L. I., ZhTF (Technical Physics) **75** (11), 130–132 (2005) [in Russian].
- Elzukul M., Jan Ch., Albert A., Lubner S. and Prasher R., Cell Reports Physical Science **1** (12), 100259 (2020).
- Sviridov A. N. and Saginov L. D., Journal of Communications Technology and Electronics **67** (Suppl. 1), S83–S88 (2022).
- Sviridov A. N. and Saginov L. D., Applied Physics, № 3, 17–25 (2021) [in Russian].
- Sviridov A. N. and Saginov L. D., Applied Physics, № 2, 44–55 (2023) [in Russian].
- Knyazev B. A. and Kuzmin A. V., Bulletin of the NSU. Series: Physics **2** (1), 108–122 (2007) [in Russian].
- Wheeler H. A., Proc. IRE **47** (Aug), 1325–1331 (1959).
- Davis W. A., Yang T., Caswell E. D. and Stutzman W. L., IET Microwaves Antennas & Propagation **5** (11), 1297–1302 (2011). doi: 10.1049/iet-map.2010.0604
- Chu L. J., Journal of Applied Physics **19** (December), 1163–1175 (1948).
- Harrington R. F., J. Res. Nat. Bur. Stand. **64-D** (Jan/Feb), 1–12 (1960).
- Collin R. E. and Rothschild S., IEEE Trans. Ant. Prop. **AP-12** (Jan.), 23–27 (1964).
- Hansen R. C., Proceedings of the IEEE **69** (2), 170–182 (1981).
- McLean J. S., IEEE Trans. Ant. Prop. **44** (5), 672–676 (1996).
- Sviridov A. N. and Saginov L. D., Applied Physics, № 2, 18–30 (2024) [in Russian].
- Sviridov A. N. and Saginov L. D., Journal of Communications Technology and Electronics **68** (Suppl. 2), S176–S183 (2023).
- Mills R. L. The grand unified theory of classical physics. Volume 1. Library of Congress Control Number 2023905641 (2023).
- Verolainen Y. F. and Nikolaich A. D., Advances in Physical Sciences **137** (3), 305–338 (1982) [in Russian].
- Khlebtsov B. N. Optical properties of metallic nanoparticles. Kazan. Kazan University, 2015 [in Russian].
- Kumar N. Electrical Engineering and Computer Sciences. May 17, 2013. URL: <http://www.eecs.berkeley.edu/Pubs/TechRpts/2013/EECS-2013-107.html>
- Smirnov B. M., Physics-Uspekhi **40** (11), 1117–1147 (1997).
- Liu G., Zavelani-Rossi M., Han G., Haiguang Zhao and Vomiero A., J. Mater. Chem. A, № 16, 8950–8960 (2023).
- Ermolaev V. L., Optics and spectroscopy **125** (2), 247–263 (2018) [in Russian].
- Bronshten V. A. Silvery clouds and their observation. Moscow, Nauka Publ., 1984 [in Russian].
- News. Astronomy is for everyone. Silver clouds on 06/20/2018. URL: <https://www.roscosmos.ru/25217/>