

Тепловое излучение графена

© С.Ш. Рехвиашвили¹, W. Strek²

¹ Институт прикладной математики и автоматизации КБНЦ РАН,
360002 Нальчик, Россия

² Institute of Low Temperature and Structure Research, Polish Academy of Sciences,
50-422 Wrocław, Poland

e-mail: rsergo@mail.ru, w.strek@intibs.pl

Поступила в редакцию 12.05.2021 г.

В окончательной редакции 05.07.2021 г.

Принята к публикации 05.07.2021 г.

Рассмотрена задача о тепловом излучении идеального графена. В качестве основы взяты теоретические представления о поверхностных электромагнитных волнах и поверхностном импедансе. Вычислена интенсивность теплового излучения графена как функция частоты внешнего излучения. Обсуждается роль размерного эффекта теплового излучения в формировании широкополосного („белого“) излучения графеновой пены.

Ключевые слова: графен, тепловое излучение, поверхностные электромагнитные волны, коэффициенты Френеля, поляризация, поверхностный импеданс.

DOI: 10.21883/OS.2021.10.51497.2284-21

Введение

Теория теплового излучения графена в окончательном виде пока не построена. Препятствием являются двумерность этого материала и сложности в применении классической электродинамики сплошной среды. Отметим, что аналогичные проблемы возникают в теории дисперсионных сил Ван-дер-Ваальса и запаздывающих сил Казимира для графена и углеродных нанотрубок [1–3].

Графен как абсолютно черное тело рассматривался в [4,5]. Метод основывался на расчетах плотности фотонных состояний в зависимости от размерности евклидова пространства [6,7]. Полученные в [4] результаты нельзя считать в полной мере удовлетворительными. Так, авторы не описали механизм теплового излучения в двумерном случае. Как следствие, не был рассмотрен процесс испускания фотонов, и поэтому плотность мощности черного излучения осталась невычисленной. Этот пробел устранен в [5]. Был выведен аналог закона Стефана-Больцмана для двумерного черного тела. В качестве такого тела можно взять кольцо из тонкой сверхпроводящей проволоки [8]. Фотоны, отражаясь от проволоки, будут заполнять пространство внутри кольца. Такая модель применима к идеальному графену по следующим причинам. При нормальном падении электромагнитных волн графен является почти прозрачным, т.к. пропускает 97.7% излучения в широком частотном диапазоне видимого спектра [9–11]. Почти вся оставшаяся часть излучения отражается. То же самое относится и к инфракрасному диапазону, поскольку здесь выполняется условие $\lambda/d \gg 1$, где λ — длина волны излучения, $d = 0.335$ nm эффективная толщина графена. В этой связи из закона Кирхгофа следует, что тепловое излучение с поверхности графена практически отсутствует. В пользу данного заключения косвенно свидетельствуют

антифрикционные взаимодействия [12] и малые значения дисперсионных сил [13] в контактах, образованных плоскими листами графена. Ситуация совершенно иная, если внешнее излучение попадает на торец графена. В этом случае можно вести речь о поверхностных электромагнитных волнах (в общем случае с произвольной поляризацией), которые распространяются в плоскости графена. Для этих волн характерны скин-эффект, поглощение и тепловое излучение.

В [14,15] изучалось широкополосное („белое“) излучение графеновой пены. Образцы подвергались воздействию сфокусированного инфракрасного излучения. Было выявлено, что область свечения ограничивается размерами фокального пятна. С увеличением плотности мощности внешнего излучения интенсивность вторичного излучения образцов сначала экспоненциально возрастает, а затем достигает насыщения. Укажем, что математически такая зависимость описывается логистической функцией [16]. При высоких значениях интенсивности внешнего излучения имеются широкие полосы как видимого, так и инфракрасного излучения. Согласно [5], излучение имеет тепловую природу и происходит преимущественно от торцов стенок графеновой пены. Характер теплового излучения условной твердой пены в определенной мере передает модельный эксперимент, результаты которого представлены на рис. 1. В качестве образца был взят скотканый лист черной копировальной бумаги (рис. 1, a). Образец равномерно нагревался потоком горячего воздуха. Нагрев и остывание регистрировались инфракрасной камерой (рис. 1, b). Этот простой эксперимент показывает, что в первую очередь остывают внешние выступы и изломы. Внутри образца сохраняются горячие области, которые со временем также остывают. В реальных образцах пены этот про-

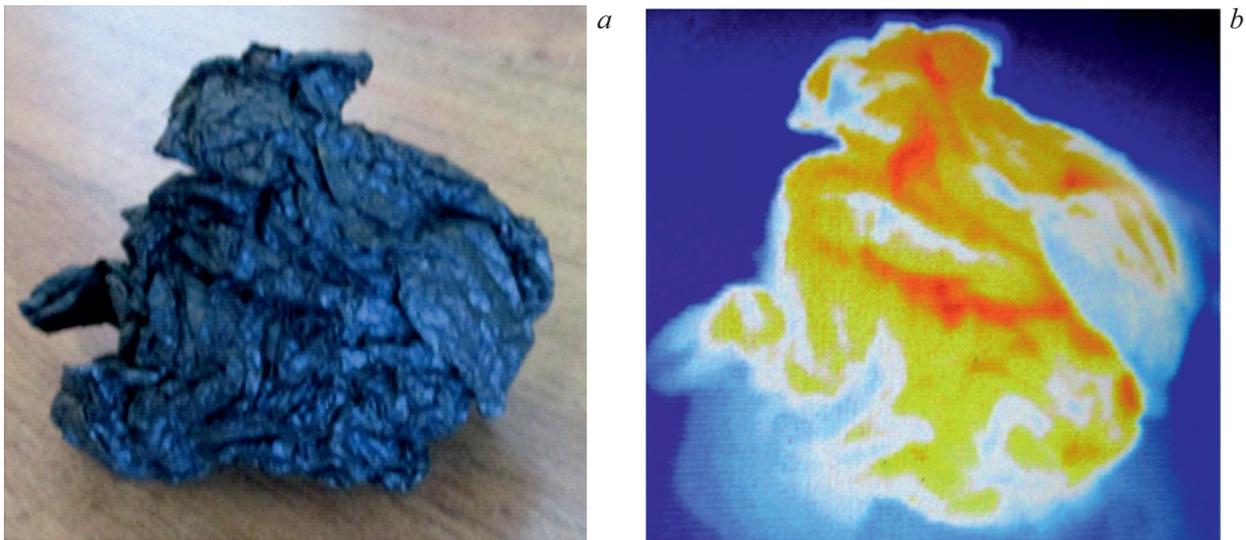


Рис. 1. Модельный эксперимент по тепловому излучению графеновой пены.

цесс, очевидно, происходит значительно быстрее из-за высокой теплопроводности графена.

В настоящей работе развиваются идеи [5,8] и рассчитывается интенсивность теплового излучения идеального графена с учетом его физических свойств и характеристик внешнего излучения. За основу принято представление об электромагнитных волнах, которые распространяются вдоль поверхности и испускаются в окружающее пространство с краев графена.

Теоретическая модель

Рассмотрим излучение с частотой ω , которое падает из вакуума на торец листа графена. Плоскость падения совпадает с плоскостью графена. Различаются два случая: 1) вектор напряженности электрического поля перпендикулярен плоскости графена (s -поляризация); 2) вектор напряженности электрического поля лежит в плоскости графена (p -поляризация). Для этих двух случаев коэффициенты отражения равны [17]:

$$R_{\perp} = \left| \frac{\cos \theta - \sqrt{\varepsilon_{\perp} - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{\varepsilon_{\perp} - \sin^2 \theta}} \right|^2, \quad (1)$$

$$R_{\parallel} = \left| \frac{\varepsilon_{\parallel} \cos \theta - \sqrt{\varepsilon_{\parallel} - \sin^2 \theta}}{\varepsilon_{\parallel} \cos \theta + \sqrt{\varepsilon_{\parallel} - \sin^2 \theta}} \right|^2, \quad (2)$$

где θ — угол падения относительно нормали, ε_{\parallel} и ε_{\perp} диэлектрические проницаемости для двух направлений поляризации. Коэффициент отражения неполяризованного излучения

$$R = \frac{1}{2} (R_{\perp} + R_{\parallel}). \quad (3)$$

По закону Кирхгофа интенсивность теплового излучения связана с интенсивностью излучения от абсолютно

черного тела соотношением

$$dI = I_0 p (1 - R) d\Omega, \quad (4)$$

где I_0 — интенсивность излучения абсолютно черного тела, вычисленная в [5], p — параметр, учитывающий изотропию излучения, $d\Omega$ — элемент телесного угла. В нашем случае излучение происходит в полуокружность, поэтому для двумерного телесного угла будем иметь $d\Omega = d\theta$. С учетом этого для интенсивности излучения получаем

$$I = I_0 p \int_0^{\pi/2} [1 - R(\theta)] d\theta = I_0 p \left[\frac{\pi}{2} - \int_0^{\pi/2} R(\theta) d\theta \right], \quad (5)$$

где функция $R(\theta)$ вычисляется из (1)–(3).

Перейдем к оценке интеграла в (5). Сначала обсудим вклад волн с s -поляризацией. Электропроводность, обусловленная подвижными электронами, существует только вдоль поверхности графена, поэтому для этих волн графен подобен неполярному диэлектрику. Если предположить, что для данного направления поляризации $\varepsilon_{\perp} \rightarrow 1$, то из (1) получается $R_{\perp} \rightarrow 0$. Данное предположение качественно представляется правильным — если вектор напряженности электрического поля перпендикулярен плоскости графена, то диссипация поля будет происходить лишь за счет поляризации смещения, т.е. скорее всего будет мала. Следовательно, волны с s -поляризацией будут распространяться по поверхности графена на большие расстояния и слабо участвовать в нагреве. В случае волн с p -поляризацией возникает определенная аналогия с металлами, поэтому физическая картина выглядит по-другому. Учитывая высокое значение электропроводности графена, формула (2) может быть упрощена с применением приближения

Леонтовича. Оно заключается в том, что распространение электромагнитного поля вне хорошо проводящего тела при однородных граничных условиях можно с определенной точностью свести к решению уравнений Максвелла для внешнего пространства [17]. Другими словами, электромагнитное поле внутри тела можно не рассматривать. Приближение считается справедливым при таких условиях: а) проникновение в тело и длина волны малы по сравнению с длиной волны в окружающем пространстве, по сравнению с расстоянием от источника внешнего поля и по сравнению с радиусом кривизны поверхности; б) изменения диэлектрической и магнитной проницаемостей на расстоянии проникновения волны малы.

Введем функцию

$$Z = \frac{Z_0}{\sqrt{\varepsilon_{\parallel}}} = Z_0 \xi, \quad (6)$$

где $Z_0 \approx 120\pi \approx 377 \Omega$ — волновое сопротивление вакуума, ξ — поверхностный импеданс графена. Импедансное граничное условие имеет вид

$$\mathbf{H} = \frac{1}{Z} [\mathbf{n}, \mathbf{E}], \quad (7)$$

где \mathbf{E} и \mathbf{H} — компоненты электрического и магнитного полей снаружи графена, \mathbf{n} — единичный вектор нормали, направленный от границы вглубь материала. Из (6) и (7) получается формула для коэффициента отражения волны от торца графена

$$R_{\parallel} = \left| \frac{\cos \theta - \xi}{\cos \theta + \xi} \right|^2. \quad (8)$$

В (8) необходимо определить ξ в зависимости от действительной ε'_{\parallel} и мнимой $\varepsilon''_{\parallel}$ частей диэлектрической функции ε_{\parallel} . Общее выражение имеет вид

$$\xi = \xi' + i\xi'' = \frac{\cos(0.5 \arctg(\varepsilon''_{\parallel}/\varepsilon'_{\parallel}))}{\sqrt[4]{\varepsilon_{\parallel}'^2 + \varepsilon_{\parallel}''^2}} - i \frac{\sin(0.5 \arctg(\varepsilon''_{\parallel}/\varepsilon'_{\parallel}))}{\sqrt[4]{\varepsilon_{\parallel}'^2 + \varepsilon_{\parallel}''^2}}. \quad (9)$$

Как и требуется, в (9) имеют место условия $\xi' > 0$ и $\xi'' < 0$. На низких частотах должно выполняться условие $\varepsilon''_{\parallel} \gg \varepsilon'_{\parallel}$, поэтому из (9) находим

$$\xi \approx (1 - i) \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon''_{\parallel}}}. \quad (10)$$

Далее воспользуемся моделью оптической проводимости графена [18], в соответствии с которой диэлектрическая проницаемость есть

$$\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon'_{\parallel} + i\varepsilon''_{\parallel} = 1 + i \frac{\pi c \alpha}{\omega d}, \quad (11)$$

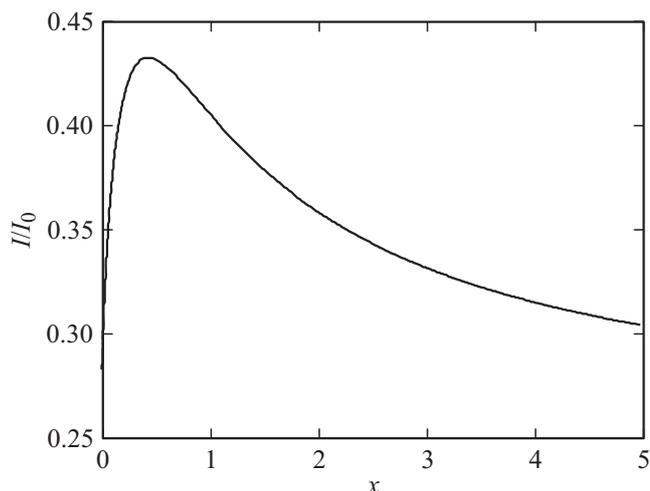


Рис. 2. Относительная интенсивность излучения графена, рассчитанная по формуле (14).

где α — постоянная тонкой структуры, c — скорость света в вакууме. При записи (11) подразумевалось, что оптическая проводимость в ближней инфракрасной области и при ненулевой температуре имеет универсальное значение [18]: $\sigma = q^2/(4\hbar d) \approx 1.82 \cdot 10^5 \text{ S/m}$, где q — заряд электрона, \hbar — постоянная Планка. Из (10) и (11) получаем

$$\xi = (1 - i) \sqrt{\frac{\omega d}{2\pi c \alpha}}, \quad (12)$$

$$\omega \ll \frac{\pi c \alpha}{d}. \quad (13)$$

Условие (13) надежно выполняется для всего инфракрасного диапазона электромагнитных волн ($\omega/(2\pi) \ll 3265 \text{ THz}$).

Если излучение происходит с границы хорошо проводящего двумерного полупространства в вакуум, то в (4) и (5) нужно принять $p = 1/\pi$. Из (5), (8) и (12) окончательно приходим к формуле

$$I = I_0 \left[\frac{1}{4} + \frac{2x}{\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{\cos(\theta) d\theta}{(\cos(\theta) + x)^2 + x^2} \right], \quad (14)$$

$$x = \sqrt{\frac{\omega d}{2\pi c \alpha}}.$$

Интеграл в (14) существует, однако не выражается через элементарные функции. При больших x он имеет асимптотику $1/x$. Результаты расчета по (14) показаны на рис. 2. У функции имеется один максимум, которому отвечают значения $x = 0.441$ и $I/I_0 = 0.433$. В [14,15] использовался инфракрасный лазер с длиной волны 975 nm. Для этого случая $x = 0.217$ и $I/I_0 = 0.414$, т.е. относительная интенсивность излучения незначительно отличается от найденного максимума. Отсюда

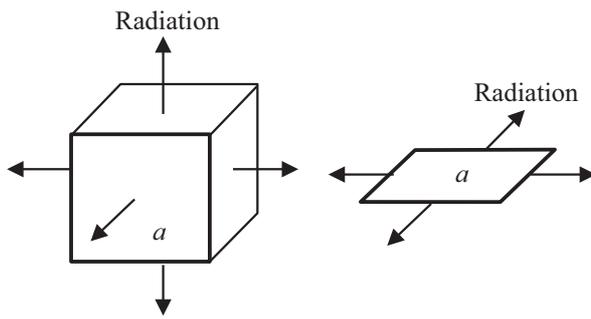


Рис. 3. Излучающие микрочастицы.

можно заключить, что выбранный в [14,15] лазер теоретически хорошо подходит для нагрева графеновой пены. В точке максимума частота излучения и толщина скин-слоя, определяемая по формуле $\delta = \sqrt{2cd/(\pi a \omega)}$, составляют 1270 THz и 33 nm, что удовлетворяет всем необходимым условиям применимости теории. При определенных значениях температуры и частоты внешнего излучения малое значение δ может указывать на аномальный характер скин-эффекта [19]. Приближение Леонтовича в данном случае работает, но формула (12) для поверхностного импеданса должна быть дополнительно обоснована или даже пересмотрена.

Наконец, рассмотрим размерный эффект черного излучения на конкретном примере. Запишем законы Стефана–Больцмана для трехмерного и двумерного (см. [5,7]) случаев

$$P_{3D} = \frac{\pi^2 (k_B T)^4}{60c^2 \hbar^3} S, \quad P_{2D} = \frac{2\xi(3)(k_B T)^3}{c(\pi \hbar)^2} L,$$

где k_B — постоянная Больцмана, T — температура, S — площадь, L — периметр,

$$\xi(3) = \sum_{n=1}^{\infty} n^{-3} \approx 1.202$$

— постоянная Аперри. Пусть при температуре $T = 1000$ К имеются две микрочастицы со свойствами абсолютно черного тела в форме куба и квадрата (рис. 3), для которых $S = 6a^2$ и $L = 4a$, где $a = 1 \mu\text{m}$ — линейный размер микрочастиц. Расчеты дают значения $P_{3D} = 340 \text{ nW}$ и $P_{2D} = 769 \text{ nW}$. Видно, что мощности излучения одинаковых по размеру частиц отличаются более, чем в два раза. С уменьшением температуры и размеров частиц этот эффект проявляется еще сильнее. Таким образом, имеются основания полагать, что размерный эффект теплового излучения может являться причиной низкотемпературного и яркого свечения графеновой пены, которое наблюдалось экспериментально в [14,15].

Заключение

В настоящей работе с применением понятия поверхностных электромагнитных волн разработана качественно новая теоретическая модель теплового излучения графена с учетом его электропроводности и частоты внешнего инфракрасного излучения. Предполагалось, что основной вклад в радиационный нагрев вносят электромагнитные волны с p -поляризацией, у которых вектор напряженности электрического поля лежит в плоскости графена. Для этих волн использовалось импедансное граничное условие, что оправдывается высокой электропроводностью и малой толщиной скин-слоя.

По данной работе с учетом [5,8] можно сформулировать следующие выводы. Широкополосное излучение графеновой пены, обнаруженное экспериментально в [14,15], вероятнее всего вызвано не сильным повышением температуры, а физическими свойствами материала и проявлением размерного эффекта теплового излучения. Не исключается также температурно-активированная люминесценция графеновой пены. Без учета вклада волн с s -поляризацией интенсивность теплового излучения идеального графена составляет свыше 43% от интенсивности излучения двумерного абсолютно черного тела. Улучшенная теоретическая модель теплового излучения графена должна учитывать электромагнитные волны с s -поляризацией и температурные зависимости характеристик материала. По нашему мнению, имеются перспективы применения широкополосного излучения графеновой пены в оптоэлектронике и плазменной электронике на основе графена, которые сейчас активно развиваются [20].

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Bordag M., Klimchitskaya G.L., Mohideen U., Mostepanenko V.M. Advances in the Casimir Effect. Oxford University Press, 2009. 749 p.
- [2] Gomez-Santos G. // Phys. Rev. B. 2009. V. 80. P. 245424. doi 10.1103/PhysRevB.80.245424
- [3] Drosdoff D., Woods L.M. // Phys. Rev. B. 2010. V. 82. P. 155459. doi 10.1103/PhysRevB.82.155459
- [4] Heetae Kim, Seong Chu Lim, Young Hee Lee // Physics Letters A. 2011. V. 375. N 27. P.2661–2664. doi 10.1016/j.physleta.2011.05.051
- [5] Рехвиашвили С.Ш., Алиханов А.А., Алисултанов З.З. // Поверхность. Рентгеновские, синхронные и нейтронные исследования. 2018. № 4. С. 43–47; Rekhviashvili S.Sh., Alikhanov A.A., Alisultanov Z.Z. // J. Synch. Investig. 2018. V. 12. P. 332–335. doi 10.1134/S1027451018020325
- [6] Grassi A., Sironi G., Strini G. // Astrophys. Space Sci. 1986. V. 124. P. 203. doi 10.1007/BF00649761
- [7] Landsberg P.T., De Vos A. // J. Phys. A: Math. Gen. 1989. V. 22. P. 1073. doi 10.1088/0305-4470/22/8/021

- [8] *Рехвиашвили С.Ш.* // Опт. и спектр. 2020. Т. 128. № 9. С. 1323–1326; *Rekhviashvili S.Sh.* // Opt. Spectrosc. 2020. V. 128. P. 1435–1438. doi 10.1134/S0030400X20090167
- [9] *Kuzmenko A.B., Van Heumen E., Carbone F., Van der Marel D.* // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. P. 117401. doi 10.1103/PhysRevLett.100.117401
- [10] *Nair R.R., Blake P., Grigorenko A.N., Novoselov K.S., Booth T.J., Stauber T., Peres N.M.R., Geim A.K.* // Science. 2008. V. 320 (5881). P. 1308. doi 10.1126/science.1156965
- [11] *Фальковский Л.А.* // УФН. 2008. Т. 178. № 9. С. 923–934; *Falkovsky L.A.* // Phys. Usp. 2008. V. 51. P. 887–897. doi 10.1070/PU2008v051n09ABEH006625
- [12] *Liu L., Zhou M., Jin L., Li L., Mo Y., Su G., Li X., Zhu H., Tian Y.* // Friction. 2019. V. 7. P. 199–216. doi 10.1007/s40544-019-0268-4
- [13] *Dappe Y.J., Basanta M.A., Flores F., Ortega J.* // Phys. Rev. B. 2006. V. 74. P. 205434. doi 10.1103/PhysRevB.74.205434
- [14] *Strek W., Tomala R., Lukaszewicz M., Cichy B., Gerasymchuk Y., Gluchowski P., Marciniak L., Bednarkiewicz A., Hreniak D.* // Sci. Rep. 2017. V. 7. P. 41281. doi 10.1038/srep41281
- [15] *Strek W., Tomala R.* // Physica B: Condensed Matter. 2020. V. 579. P. 411840. doi 10.1016/j.physb.2019.411840
- [16] *Hosmer D.W., Lemeshow S.* Applied Logistic Regression. John Wiley & Sons, 2000. 375 p.
- [17] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
- [18] *Weber J.W., Bol A.A., Van de Sanden M.C.M.* // Appl. Phys. Lett. 2014. V.105. P. 013105. doi 10.1063/1.4889852
- [19] *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Физическая кинетика. М.: Наука, 1979. 528 с.
- [20] *Junaid M., Md Khir M.H., Wijaksono G., Ullah Z., Tansu N., Saheed M.S.M., Kumar P., Hing Wah L., Magsi S.A., Siddiqui M.A.* // Molecules. 2020. V. 25. P. 4217. doi 10.3390/molecules25184217