

УДК 535.2

Тепловое излучение тела, подверженного флуктуирующему внешнему воздействию

А. Н. Морозов, А. В. Скрипкин

Рассмотрены флуктуации интенсивности излучения тела, которое подвержено внешнему воздействию, интенсивность которого случайно изменяется и имеет характер белого или дробового шума. Определены основные статистические характеристики излучения, такие как характеристические функции, дисперсия, спектральная плотность и др.

PACS: 05.40.Ca, 44.40.+a

Ключевые слова: тепловое излучение, флуктуации интенсивности, немарковский процесс, характеристическая функция, спектральная плотность.

Введение

Характер изменения интенсивности теплового излучения тела определяется как внутренними источниками энергии, так и падающим на тело внешним излучением. В связи с тем, что интенсивность любого излучения в принципе подвержена соответствующим флуктуациям, вызванным, например, случайными изменениями в физических процессах, рождающих излучение, наличием неоднородности среды, через которую проходит тепловой или световой поток, принципиальной неопределенностью в моментах вылета каждого отдельного фотона при излучении и т. д., то возникает задача описания характерных особенностей флуктуаций интенсивности излучения твердого тела и нахождения соответствующих статистических характеристик.

Постановка задачи

Найдем прежде всего зависимость интенсивности излучения $I(t)$ тела от интенсивности $J(t)$ падающего на него электромагнитного поля. Заметим, что для нагретого тела (в рамках приближения абсолютно черного тела) справедливо выражение

$$-\frac{C}{S} \frac{dT}{dt} = \sigma T^4, \quad (1)$$

где C — теплоемкость тела;

S — площадь его поверхности;

σ — постоянная Стефана—Больцмана.

Тогда температура нагретого тела при его остывании (в отсутствие притока тепла извне) будет описываться (как следует из выражения (1)) с помощью формулы

$$T(t) = \frac{T_0}{(1 + \alpha t)^{1/3}}, \quad (2)$$

где введено обозначение

$$\alpha = \frac{3\sigma S T_0^3}{C},$$

а T_0 — температура тела в момент времени $t = 0$.

Интенсивность излучения $I(t) = \sigma S T^4(t)$, согласно соотношению (2), определяется выражением

$$I(t) = \frac{I_0}{(1 + \alpha t)^{4/3}}, \quad (3)$$

где I_0 — интенсивность излучения тела в момент времени $t = 0$.

Отметим, что формула, аналогичная (3) (с произвольным показателем степени, равным или меньшим двух), описывает затухание люминесценции, механизм которой имеет рекомбинационный характер (так называемая формула Беккереля) [1].

Ясно, что излучение тела после воздействия на него внешнего источника постоянной интенсивности J , действующего в полуограниченном промежутке времени $t < \tau$ и прекратившего воздействие в момент времени $t = \tau$, определяется выражением

$$I(t) = \frac{J}{(1 + \alpha(t - \tau))^{4/3}}, \quad t < \tau.$$

Морозов Андрей Николаевич, профессор.
Скрипкин Алексей Владимирович, младший научный сотрудник.
Московский государственный университет им. Н. Э. Баумана.
Россия, 105005, Москва, ул. 2-я Бауманская, 5.
Тел. (499) 263-67-35. E-mail: a.scripkin@mail.ru

Статья поступила в редакцию 18 февраля 2010 г.

Тогда, исходя из принципа суперпозиции для интенсивности, излучение тела после действия бесконечно короткого импульса $J(\tau)$ в интервале $(\tau; \tau + d\tau)$ запишется формулой вида

$$dI(t) = \frac{d}{d\tau} \frac{J(\tau)}{(1 + \alpha(t - \tau))^{4/3}} d\tau.$$

Пользуясь последним выражением, для интенсивности излучения тела, подверженного произвольному внешнему воздействию $J(\tau)$, окончательно получим

$$I(t) = \frac{4\alpha}{3} \int_0^t \frac{J(\tau)}{(1 + \alpha(t - \tau))^{7/3}} d\tau. \quad (4)$$

Отметим, что формула (4) формально предполагает полное отсутствие теплового излучения тела в момент времени $t = 0$, что соответствует его нулевой температуре. Такое предположение несколько не ограничивает рассматриваемую в данной работе физическую модель излучения тела.

При наличии флуктуаций внешнего поля $J(t)$ соответствующие флуктуации интенсивности $I(t)$ излучения твердого тела описываются интегральным стохастическим уравнением (4). Ввиду того, что в общем случае интегральный оператор (4) не сводится к дифференциальным операторам, процесс излучения тела является немарковским случайным процессом [2].

Необходимо отметить, что немарковский характер флуктуаций физических величин соответствует реальным процессам, происходящим в физических или технических системах. Их марковское описание является лишь первым приближением. В качестве примера укажем, что учет взаимодействия броуновской частицы и окружающих ее частиц вязкой среды приводит к немарковскому характеру флуктуаций импульса броуновской частицы и необходимости использования интегрального стохастического уравнения для описания ее движения [3].

Заметим, что флуктуации интенсивности источника $J(t)$ не обязательно должны быть немарковскими. Более того, для большинства практически важных случаев их можно представить с помощью моделей типичных марковских процессов — белого и дробового шумов. Первый, например, имеет место в случае прохождения излучения через неоднородную среду [4] при наличии многих независимых источников и др. Пуассоновский тип флуктуаций излучения характерен тогда, когда оказывается значимым случайное изменение промежутка времени между вылетами отдельных фотонов (слабые поля, лазерное излучение и т. п.).

Предлагаемая работа посвящена описанию флуктуаций интенсивности излучения тела, под-

вергающегося внешнему воздействию, имеющему флуктуирующую составляющую интенсивности (белый или дробовой шум). Для определенности в дальнейшем будем полагать детерминированную часть внешнего излучения равной некоторой постоянной величине J_0 .

Случай белого шума внешнего воздействия

Пусть на тело падает внешнее излучение, подверженное флуктуациям интенсивности, имеющие характер белого шума. Величиной, характеризующей такие флуктуации, является интенсивность белого шума ν , которая, вообще говоря, может принимать значения в широком интервале и зависит от характера процессов, приводящих к флуктуациям интенсивности внешнего излучения.

Исходное уравнение (4), в котором теперь процесс $J(t)$ является белым шумом интенсивности ν , позволяет определить характеристические функции любого порядка для случайного процесса $I(t)$, воспользовавшись методом описания немарковских процессов, определяемых линейными интегральными преобразованиями, изложенным в работе [5]. Для одномерной характеристической функции $g_1(\lambda; t)$ флуктуаций интенсивности $I(t)$ получим выражение

$$g_1(\lambda; t) = \exp \left[iJ_0 \left(1 - \frac{1}{(1 + \alpha t)^{4/3}} \right) \lambda \right] \times \exp \left[-\frac{8\alpha}{33} \left(1 - \frac{1}{(1 + \alpha t)^{11/3}} \right) \nu \lambda^2 \right], \quad (5)$$

а для L -мерной характеристической функции $g_L(\lambda_1, \dots, \lambda_L; t_1, \dots, t_L)$ соответственно соотношение

$$g_L(\lambda_1, \dots, \lambda_L; t_1, \dots, t_L) = \exp \left[iJ_0 \sum_{l=1}^L \left(\frac{1}{(1 + \alpha(t_l - t_1))^{4/3}} - \frac{1}{(1 + \alpha t_l)^{4/3}} \right) \lambda_l \right] \times \exp \left[-\frac{8}{3} \nu \alpha \left(\frac{1}{11} \sum_{l=1}^L \left(\frac{1}{(1 + \alpha(t_l - t_1))^{11/3}} - \frac{1}{(1 + \alpha t_l)^{11/3}} \right) \times \lambda_l^2 + \frac{1}{2\alpha^{7/3}} \sum_{l,k=1, k < l}^L \frac{\lambda_l \lambda_k}{(t_l - t_k)^{7/3}} \times \left(F(-4/3, 7/3, -1/3; 1/(\alpha(t_l - t_k))) - \frac{F(-4/3, 7/3, -1/3; (1 + \alpha t_k)/(\alpha(t_l - t_k)))}{(1 + \alpha t_k)^{4/3}} \right) \right) \right], \quad (6)$$

где $F(a, b, c; x)$ — гипергеометрическая функция Гаусса [6]. Заметим, что гипергеометрическая

функция $F(a, b, c; x)$ определена при $|x| < 1$. Ввиду этого формула (6) имеет место при $\frac{1 + \alpha t_k}{\alpha(t_l - t_k)} < 1$;

второе необходимое условие $\frac{1}{\alpha(t_l - t_k)} < 1$ при этом удовлетворяется автоматически. В случае, если $\frac{1 + \alpha t_k}{\alpha(t_l - t_k)} \geq 1$, выражение (6) содержит интеграл, не берущийся в аналитических функциях.

Найденные характеристические функции (5) и (6) позволяют найти плотности вероятности и моменты любого порядка для флуктуаций интенсивности излучения $I(t)$. Пользуясь соответствующими определениями [7], для математического ожидания $\langle I(t) \rangle$ и дисперсии $D_I(t)$ найдем выражения

$$\langle I(t) \rangle = \left. \frac{\partial g_1(\lambda; t)}{\partial(i\lambda)} \right|_{\lambda=0} = J_0 \left(1 - \frac{1}{(1 + \alpha t)^{4/3}} \right); \quad (7)$$

$$D_I(t) = \langle I^2(t) \rangle - \langle I(t) \rangle^2 = \frac{16\alpha}{33} \left(1 - \frac{1}{(1 + \alpha t)^{11/3}} \right) v. \quad (8)$$

Из формул (7) и (8) видно, что установившемуся процессу излучения тела (формально имеющему место для времени $t \rightarrow \infty$) отвечают постоянные значения математического ожидания и дисперсии интенсивности излучения, равные, соответственно, нефлуктуирующей величине интенсивности внешнего поля J_0 и значению $16\alpha\sigma/33$. Рис. 1 и 2 иллюстрируют зависимости (7) и (8) для значений параметра α , соответствующих телу сферической формы из меди при различных радиусах.

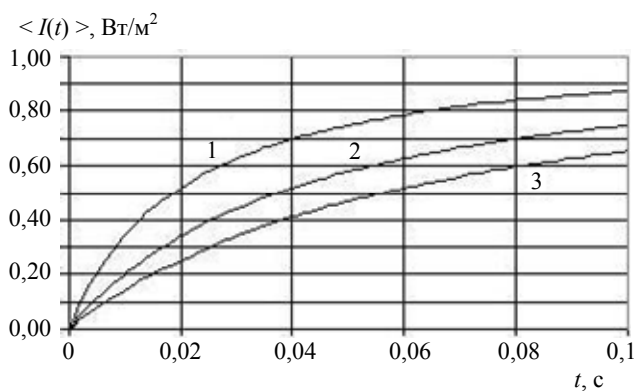


Рис. 1. Зависимость математического ожидания интенсивности $\langle I(t) \rangle$ от времени при $J_0 = 1 \text{ Вт/м}^2$, удельной теплоемкости тела $c = 380 \text{ Дж/(кг·К)}$ и его радиусе $R = 1 \text{ мкм}$ (1), $R = 2 \text{ мкм}$ (2) и $R = 3 \text{ мкм}$ (3)

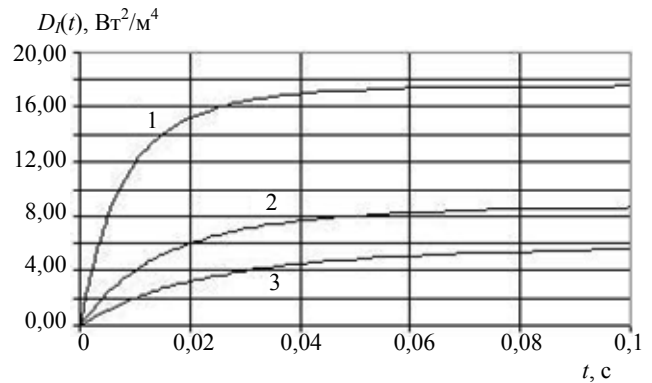


Рис. 2. Зависимость дисперсии $D_I(t)$ флуктуаций интенсивности $I(t)$ от времени при $v = 1 \text{ Вт}^2\text{/с}^4$, удельной теплоемкости тела $c = 380 \text{ Дж/(кг·К)}$ и его радиусе $R = 1 \text{ мкм}$ (1), $R = 2 \text{ мкм}$ (2) и $R = 3 \text{ мкм}$ (3)

Для центральных моментов более высокого порядка можно найти следующие выражения:

$$\langle (\langle I \rangle - I)^n \rangle = 0, \quad n \text{ — нечетное};$$

$$\langle (\langle I \rangle - I)^n \rangle = (n-1)!! D^{n/2}(t), \quad n \text{ — четное},$$

что соответствует в каждый момент времени обычному гауссову процессу.

Корреляционная функция $K(t, t - \tau)$ флуктуаций интенсивности $I(t)$ определяется с помощью характеристической функции второго порядка $g_2(\lambda_1, \lambda_2; t_1, t_2)$. Из (6) получим

$$K(t, t - \tau) = \left(1 - \frac{1}{(1 + \alpha(t - \tau))^{4/3}} \right) \times \left(\frac{1}{(1 + \alpha t)^{4/3}} - \frac{1}{(1 + \alpha t)^{4/3}} \right) J_0^2 + \frac{v}{2\alpha^{4/3}\tau^{7/3}} \times \left(F(-4/3, 7/3, -1/3; 1/\alpha\tau) - \frac{F(-4/3, 7/3, -1/3; (1 + \alpha(t - \tau))/\alpha\tau)}{(1 + \alpha(t - \tau))^{4/3}} \right). \quad (9)$$

Согласно вышеизложенному по отношению к формуле (6), выражение (9) справедливо при $\frac{1 + \alpha(t - \tau)}{\alpha\tau} < 1$ или $\tau > \frac{t + 1/\alpha}{2}$.

На рис. 3 изображены графики функции $K(t, t - \tau)$, задаваемые соотношением (9) при $\tau > \frac{t + 1/\alpha}{2}$

или получаемые численно в другом интервале, а также нормированные на величину J_0^2 при различных значениях времени t .

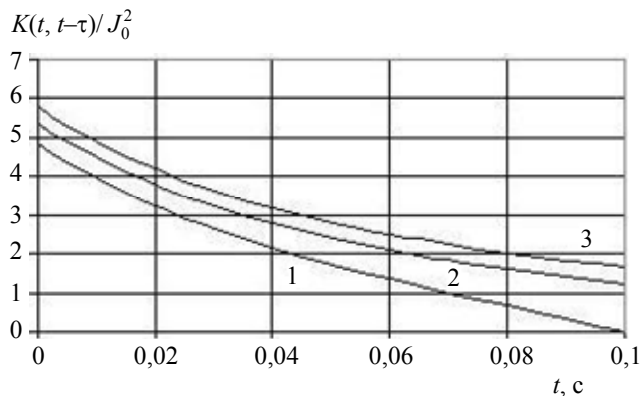


Рис. 3. Графики функции $K(t, t-\tau)/J_0^2$ при $\alpha = 10 \text{ c}^{-1}$ и $t = 0,1 \text{ c}$ (1), $t = 0,2 \text{ c}$ (2) и $t = 1 \text{ c}$ (3)

Проведя обратное преобразование Фурье одномерной характеристической функции $g_1(\lambda; t)$, определяемой посредством выражения (5), находим формулу для одномерной функции плотности вероятности распределения величины интенсивности $I(t)$ вида

$$p(I, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} g_1(\lambda; t) \exp(-i\lambda I) d\lambda = \frac{1}{\sqrt{2\pi D(t)}} \exp\left(-\frac{(I - \langle I \rangle)^2}{2D(t)}\right),$$

которая, как и следовало ожидать, имеет характер гауссовой функции.

На рис. 4 показаны графики плотности $p(I, t)$ для различных моментов времени t . Хорошо видно, что с течением времени график плотности вероятности флуктуаций $I(t)$ "дрейфует" вдоль оси интенсивности I , "размазываясь" по ширине и стремясь при $t \rightarrow \infty$ к стационарной гауссовой кривой, которая соответствует установившемуся процессу излучения тела.

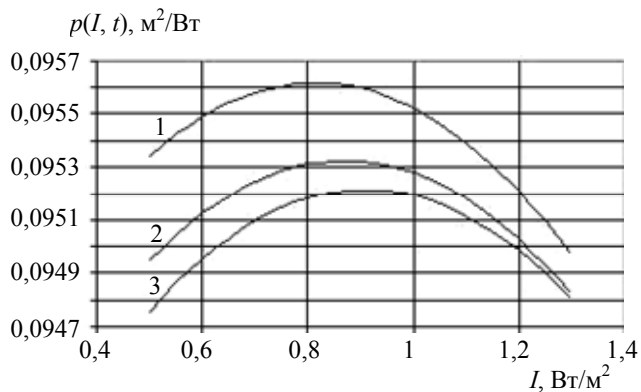


Рис. 4. Графики плотности $p(I, t)$ для сферического тела из меди радиусом $R = 1 \text{ мкм}$ в моменты времени $t = 0,07 \text{ c}$ (1), $t = 0,1 \text{ c}$ (2) и $t = 0,13 \text{ c}$ (3)

Находя преобразование Лапласа исходного выражения (4), можно определить спектральную

плотность флуктуаций интенсивности установившегося процесса теплового излучения тела или стационарную спектральную плотность $G_I(\omega)$, являющуюся квадратом величины преобразования Лапласа функции $I(t)$, в случае, если параметр преобразования равен $i\omega$. Для образа $\hat{I}(s)$ из (7) получим

$$\hat{I}(s) = \frac{4}{3} \left(\frac{s}{\alpha}\right)^{4/3} e^{s/\alpha} \Gamma\left(-\frac{4}{3}, \frac{s}{\alpha}\right) \hat{J}(s), \quad (10)$$

где s — фурье-образ времени t ;

$\hat{J}(s)$ — образ функции $J(t)$;

$\Gamma(x, y)$ — дополнительная неполная гамма-функция, определяемая с помощью выражения

$$\Gamma(x, y) = \int_y^{\infty} t^{x-1} e^{-t} dt. \quad (11)$$

Из соотношения (10) при учете (11) и того факта, что спектральная плотность белого шума равна его интенсивности, для $G_I(\omega)$ получим

$$G_I(\omega) = \frac{16}{9} \left(\frac{\omega}{\alpha}\right)^{8/3} \Gamma^2\left(-\frac{4}{3}, \frac{\omega}{\alpha}\right) v. \quad (12)$$

Графики спектральной плотности $G_I(\omega)$ флуктуаций интенсивности излучения $I(t)$ в зависимости от частоты ω при различных значениях параметра α изображены на рис. 5.

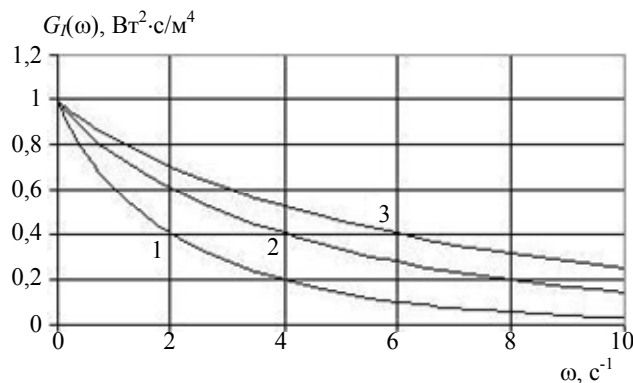


Рис. 5. Графики спектральной плотности $D_I(\omega)$ флуктуаций интенсивности излучения $I(t)$ в зависимости от частоты ω при $\alpha = 10 \text{ c}^{-1}$, $\alpha = 20 \text{ c}^{-1}$, $\alpha = 30 \text{ c}^{-1}$

Таким образом, если флуктуации интенсивности внешнего излучения имеют характер белого шума, изменения интенсивности теплового излучения тела в каждый момент времени являются гауссовыми. После длительного воздействия (порядка нескольких $1/\alpha$) статистические характеристики изменений интенсивности излучения тела перестают изменяться с течением времени, соответствуя стационарному гауссову процессу теплового излучения тела.

Случай дробового шума внешнего воздействия

Пусть теперь флуктуации внешнего теплового воздействия вызваны изменением числа фотонов, испускаемых источником такого излучения в единицу времени. Интенсивность внешнего теплового поля $J(t)$ в этом случае будет описываться моделью пуассоновского процесса. Обозначим через N_0 среднее число падающих на тело фотонов в единицу времени. Тогда среднее значение интенсивности внешнего излучения J_0 (приходящегося на всю площадь тела) определится произведением $N_0\varepsilon_0$, в котором ε_0 — среднее значение энергии фотонов, испускаемых источником.

Считаем, что процесс испускания источником фотонов является установившимся, т. е. распределение испускаемых фотонов по энергиям не зависит от времени. Обозначая в этом случае одномерную стационарную характеристическую функцию флуктуаций энергии фотонов через $h(\mu)$, для одномерной $g_1(\lambda; t)$ и L -мерной $g_L(\lambda_1, \dots, \lambda_L; t_1, \dots, t_L)$ характеристических функций случайных изменений интенсивности излучения тела $I(t)$ при пуассоновском характере возбуждающего излучения $J(t)$, получим

$$g_1(\lambda; t) = \exp \left[N_0 \int_0^t \left(h \left(\frac{4\alpha}{3} \frac{\lambda}{(1 + \alpha(t - \tau))^{7/3}} \right) - 1 \right) d\tau \right]; \quad (13)$$

$$g_L(\lambda_1, \dots, \lambda_L; t_1, \dots, t_L) = \exp \left[N_0 \int_0^{\min(t_1, \dots, t_L)} \left(h \times \left(\frac{4\alpha}{3} \sum_{k=1}^L \frac{\lambda_k}{(1 + \alpha(t_k - \tau))^{7/3}} \right) - 1 \right) d\tau \right]. \quad (14)$$

В дальнейшем будем рассматривать два практически важных случая распределения фотонов по энергиям: случай моноэнергетического потока фотонов с энергией ε_0 и случай потока фотонов, энергия которых имеет гауссово распределение с дисперсией σ_ε^2 около среднего значения ε_0 . Первый случай имеет место, например, при испускании фотонов лазером, работающим в надпороговом режиме; само излучение при этом проходит через слабо рассеивающую оптическую среду. Второй случай справедлив, в частности, для излучения, которое проходит через среду с сильным рассеянием, вызванным, например, флуктуациями плотности частиц, составляющих атмосферу, или присутствием молекулярных центров рассеяния и т. п.

Если энергия каждого падающего на тело фотона одинакова и равна ε_0 , то плотность распределения фотонов по энергиям $w(\varepsilon)$ принимает простой вид дельта-функции: $w(\varepsilon) = \delta(\varepsilon - \varepsilon_0)$, а соответствующая ей характеристическая функция определяется соотношением

$$h(\mu) = \exp(i\varepsilon_0\mu). \quad (15)$$

Подстановка (15) в выражения (13) и (14) с последующим разложением экспонент в ряд приводит к следующим характеристическим функциям процесса $I(t)$:

$$g_1(\lambda; t) = \exp \left[N_0 \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\alpha^{n-1} (4i\varepsilon_0\lambda)^n}{3^n n! (7n/3 - 1)} \times \left(1 - \frac{1}{(1 + \alpha t)^{7n/3 - 1}} \right) \right) \right]; \quad (16)$$

$$g_L(\lambda_1, \dots, \lambda_L; t_1, \dots, t_L) = \exp \left[N_0 \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{(4i\alpha\varepsilon_0)^n}{3^n n!} \times \int_0^{\min(t_1, \dots, t_L)} \left(\sum_{k=1}^L \frac{\lambda_k}{(1 + \alpha(t_k - \tau))^{7/3}} \right)^n d\tau \right) \right]. \quad (17)$$

Моменты первого (математическое ожидание) и второго (дисперсия и корреляционная функция) порядка, получаемые из (16) и (17), математически в точности совпадают с найденными выше зависимостями (7)–(9), в которых произведены замены $J_0 = N_0\varepsilon_0$ и $v = N_0\varepsilon_0^2$. Однако центральные моменты третьего и более высоко нечетного порядка уже не будут, как раньше, равняться нулю, а центральные моменты четвертого и последующих четных порядков выражаются не только с помощью центрального момента второго порядка (дисперсии). В частности,

$$\begin{aligned} \langle (\langle I \rangle - I)^3 \rangle &= -\frac{32}{243} \alpha^2 N_0 \varepsilon_0^3, \\ \langle (\langle I \rangle - I)^4 \rangle &= 256 \alpha^2 N_0 \varepsilon_0^4 \left(\frac{N_0}{363} + \frac{\alpha}{675} \right). \end{aligned}$$

Пусть теперь энергия испускаемых фотонов подвержена гауссовым флуктуациям с дисперсией D_ε и средним значением ε_0 . Функция плотности вероятности $w(\varepsilon)$, отвечающая гауссову распределению фотонов по энергиям, принимает вид

$$w(\varepsilon) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D_\varepsilon}} \exp \left(-\frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)^2}{2D_\varepsilon} \right),$$

а соответствующая ей характеристическая функция флуктуаций энергии фотонов

$$h(\mu) = \exp(i\varepsilon_0\mu) \exp\left(-\frac{1}{2}D_\varepsilon\mu^2\right).$$

Подставляя последнюю формулу в выражения (13) и (14), найдем одномерную $g_1(\lambda; t)$ и L -мерные $g_L(\lambda_1, \dots, \lambda_L; t_1, \dots, t_L)$ характеристические функции случайных изменений интенсивности теплового излучения $I(t)$ при гауссовом распределении энергии падающих на тело фотонов, представляющих собой пуассоновский поток с интенсивностью N_0 :

$$g_1(\lambda; t) = \exp\left[N_0 \int_0^t \exp\left(\frac{4i\alpha\varepsilon_0\lambda}{3(1+\alpha(t-\tau))^{7/3}}\right) \times \exp\left(-\frac{8}{9}D_\varepsilon \frac{\alpha^2\lambda^2}{(1+\alpha(t-\tau))^{14/3}}\right) - 1\right] d\tau, \quad (18)$$

$$g_L(\lambda_1, \dots, \lambda_L; t_1, \dots, t_L) = \exp\left[N_0 \int_0^t \exp\left(\frac{4}{3} \sum_{k=1}^L \frac{i\alpha\varepsilon_0\lambda_k}{(1+\alpha(t_k-\tau))^{7/3}}\right) \times \exp\left(-\frac{8}{9} \sum_{k=1}^L \frac{D_\varepsilon \alpha^2\lambda_k^2}{(1+\alpha(t_k-\tau))^{14/3}}\right) - 1\right] d\tau.$$

Среднее значение интенсивности излучения $\langle I(t) \rangle$, как и следовало ожидать, согласно (18) определяется формулой, аналогичной (7) (если $J_0 = N_0\varepsilon_0$). Дисперсия интенсивности $D_I(t)$ также будет задаваться выражением (8), в котором, однако, вместо интенсивности флуктуаций внешнего излучения ν следует брать соотношение

$$\nu = N_0(2\varepsilon_0^2 + D_\varepsilon),$$

в которое входит дисперсия флуктуаций энергии падающих на тело фотонов, испускаемых источником внешнего излучения.

Спектральная плотность флуктуаций интенсивности установившегося процесса теплового излучения тела может быть найдена аналогично полученной ранее зависимости (12), в которой величина ν равна спектральной плотности пуассоновского процесса. Как известно [8], она равна сумме интенсивностей флуктуаций, связанных с

пуассоновским потоком фотонов, и флуктуаций, связанных с распределением фотонов по энергиям, т. е.

$$\nu = \varepsilon_0^2 N_0 + \nu_\varepsilon N_0^2,$$

где ν_ε — интенсивность гауссовых флуктуаций энергии фотонов.

Таким образом, учет пуассоновского характера флуктуаций промежутков времени между вылетами фотонов, испускаемых источником излучения, действующего на тело, приводит к нестационарному негауссову характеру флуктуаций интенсивности его теплового излучения. Моменты третьего и более высокого порядков для флуктуаций интенсивности излучения тела претерпевают существенные изменения по сравнению с аналогичными характеристиками, получаемыми в том случае, если внешнее излучение испытывает изменения, свойственные белому шуму.

Заключение

Проведенное модельное описание теплового излучения тела показывает, что действие внешних возмущений, имеющих характер марковских процессов с независимыми приращениями, приводит к немарковскому типу флуктуаций интенсивности излучения, к ее нестационарности и негауссовости. Полученные в работе результаты служат иллюстрацией того, что случайные процессы, происходящие в реальных физических системах, являются, вообще говоря, немарковскими, а использование для их описания марковской модели следует рассматривать лишь как первое приближение.

Литература

1. Фок М. В. Введение в кинетику люминесценции кристаллофосфоров. — М.: Наука, 1964.
2. Морозов А. Н. Необратимые процессы и броуновское движение. — М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 1997.
3. Морозов А. Н., Скрипкин А. В. // Известия вузов. Физика. 2009. Т. 52. № 2. С. 66.
4. Гурвич А. С., Кон А. И., Миронов В. Л., Хмелевцов С. С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. — М.: Наука, 1976.
5. Морозов А. Н. // Вестник МГТУ. Естественные науки. 2004. № 3. С. 47.
6. Никифоров А. Ф., Уваров В. Б. Специальные функции математической физики. — М.: Наука, 1984.
7. Пугачев В. С., Сеницын И. Н. Стохастические дифференциальные системы. — М.: Наука, 1990.
8. Гудмен Дж. Статистическая оптика. — М.: Мир, 1988.

Thermal radiation of the body subjected to the fluctuating external influence

A. N. Morozov, A. V. Skripkin

Bauman Moscow State University, 5 2-nd Bauman str., Moscow, 105005, Russia

E-mail: a.skripkin@mail.ru

Considered are fluctuations of a radiation intensity of the body which is subjected to the external influence having a character of the white or shot noise. The general statistical characteristics of radiation, such as characteristic functions, dispersion, spectral density, etc, are defined.

PACS: 05.40.Ca, 44.40.+a

Keywords: thermal radiation, intensity fluctuations, non-Markovian process, characteristic function, spectral density

Bibliography — 8 references.

Received February 18, 2010