

01;02

О структуре ближнего и дальнего равновесного электромагнитного поля вблизи плоской границы полупространства, заполненного однородной диэлектрической (магнитной) средой

© Г.В. Дедков, А.А. Кясов

Кабардино-Балкарский государственный университет, Нальчик
E-mail: gv_dedkov@mail.ru

Поступило в Редакцию 19 октября 2005 г.

Получено наиболее общее выражение для плотности мод электромагнитного поля вблизи плоской границы полупространства, заполненного диэлектрической (магнитной) средой, граничащей с вакуумом. Среда характеризуется зависящими от частоты диэлектрической и магнитной проницаемостями.

PACS: 11.10.-z

Плотность мод электромагнитного поля (или плотность электромагнитных состояний — ПЭС) вблизи поверхности конденсированных тел существенно отличается от таковой вдали от них, на расстояниях, значительно превышающих характерную длину волны излучения. То же самое относится к структуре электромагнитного поля в мезо- и наноструктурированных средах. Локальное изменение плотности ПЭС влияет на вероятности элементарных квантовых процессов испускания фотонов веществом. К таким процессам относятся изменения спектров, вероятностей переходов, модификация интенсивности спонтанного (неравновесного) и равновесного теплового излучения, комбинационного и рэлеевского рассеяния [1–6].

В случае равновесного электромагнитного излучения в вакууме ПЭС не зависит от координат и определяется классическим выражением $D(\omega) = \omega^2/\pi^2 c^3$. В общем случае пространственно-неоднородной среды ПЭС зависит от координат точки \mathbf{r} и определяется в соответствии

с выражением [7]

$$U(\mathbf{r}, \omega) = D(\mathbf{r}, \omega) \frac{\hbar\omega}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1}, \quad (1)$$

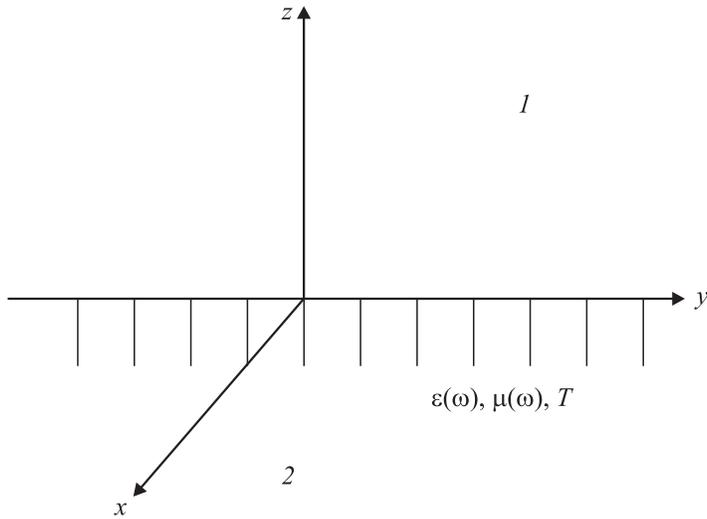
где $U(\mathbf{r}, \omega)$ — отнесенная к единице объема спектральная плотность энергии электромагнитного поля, \hbar , k_B — постоянные Планка и Больцмана, T — температура среды.

В соответствии с определением (1), для вычисления локальной ПЭС достаточно найти функцию $U(\mathbf{r}, \omega)$.

Нахождение функции $D(\mathbf{r}, \omega)$ в каждом конкретном случае, вообще говоря, является весьма сложной задачей. Как оказывается, даже ее расчет вблизи плоской границы полубесконечной однородной и изотропной поляризующейся среды встречается с определенными трудностями. Так, в недавней работе [8] ПЭС вычислялась внутри плоской вакуумной щели между двумя полупространствами, характеризующимися различной температурой и восприимчивостью. В своем расчете авторы использовали обобщенный закон Кирхгофа. Частный случай полубесконечной среды, граничащей с вакуумом, вытекает из общего результата [8] при устремлении ширины щели к бесконечности. В свою очередь, авторы [9] вычислили ПЭС для системы „полубесконечная среда–вакуум“ через мнимую часть следа диады электромагнитного поля. Поскольку детальное сравнение выражений для ПЭС, полученных обеими группами авторов, технически затруднительно, вопрос о корректном представлении функции $D(\mathbf{r}, \omega)$ для рассматриваемого случая остается открытым.

В связи с этим представляет интерес решить данную задачу, используя альтернативный метод, развитый в наших недавних работах по флуктуационно-электромагнитным силам [10,11]. Это является главной целью настоящей работы. Кроме того, мы стремимся показать, что наш метод обладает большой общностью, позволяя успешно решать обширный комплекс задач, связанных со статическими и динамическими эффектами флуктуационно-электромагнитных взаимодействий [10–12]. Как в итоге оказывается, наше конечное выражение для ПЭС (при $\mu(\omega) = 1$) полностью совпадает с результатами работы [9], в которой рассматривалась немагнитная среда.

Рассмотрим плоскую границу раздела между вакуумом (верхнее полупространство) и однородной изотропной средой (нижнее полупространство), имеющей температуру T . Среду будем характеризовать ком-



Используемая координатная система: 1 — вакуум, 2 — поверхность.

плесными диэлектрической $\varepsilon(\omega)$ и магнитной $\mu(\omega)$ восприимчивостью (см. рисунок).

Плотность энергии флуктуационного электромагнитного поля в единице объема вакуумного полупространства на расстоянии z от границы среды представим в виде

$$U(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk_x}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk_y}{2\pi} \left[\frac{(\mathbf{E}^2)_{\omega\mathbf{k}} + (\mathbf{B}^2)_{\omega\mathbf{k}}}{8\pi} \right], \quad (2)$$

где $(\mathbf{E}^2)_{\omega\mathbf{k}}$, $(\mathbf{B}^2)_{\omega\mathbf{k}}$ — спектральные плотности флуктуационных электрического и магнитного поля, соответствующие операторам поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$, выражающиеся стандартным образом через компоненты запаздывающей функции Грина для фотона в среде [13]

$$(E_i(z)E_j(z'))_{\omega\mathbf{k}} = \frac{i}{2} \coth \frac{\omega\hbar}{2k_B T} \frac{\omega^2}{c^2} [D_{ij}(\omega\mathbf{k}, z, z') - D_{ji}^*(\omega\mathbf{k}, z', z)]$$

$$(i, j = x, y, z), \quad (3)$$

$$\begin{aligned}
(\mathbf{B}_i(z)E_j(z'))_{\omega\mathbf{k}} &= \frac{i}{2} \coth \frac{\omega\hbar}{2k_B T} \frac{\omega^2}{c^2} \\
&\times \text{rot}_i \text{rot}'_{jm} [D_{lm}(\omega\mathbf{k}, z, z') - D_{ml}^*(\omega\mathbf{k}, z, z')], \quad (4) \\
\text{rot}_{il} &= e_{ipl} \frac{\partial}{\partial x_p}, \quad \text{rot}'_{jm} = e_{jqm} \frac{\partial}{\partial x'_q}, \quad \frac{\partial}{\partial(x, y)} = i(k_x, k_y), \\
\frac{\partial}{\partial(x', y')} &= -i(k_x, k_y), \quad \frac{\partial}{\partial(z, z')} = -q_0, \quad q_0 = (k^2 - \omega^2/c^2)^{1/2}.
\end{aligned}$$

В приведенных формулах e_{ipl} — антисимметричный тензор Леви–Чивита, c — скорость света в вакууме, $k^2 = k_x^2 + k_y^2$, а (k_x, k_y) — двумерный волновой вектор. Компоненты гриновской функции фотона находятся из уравнений [13]

$$\left(\text{rot}_{im} \text{rot}_{ml} - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega) \delta_{il} \right) D_{ik}(\omega, \mathbf{r}, \mathbf{r}') = -4\pi\hbar\mu(\omega) \delta_{ik} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad (5)$$

$$D_{ik}(\omega, \mathbf{r}, \mathbf{r}') = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk_x}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk_y}{2\pi} D_{ik}(\omega\mathbf{k}, z, z') \exp[i(k_x(x-x') + k_y(y-y'))]. \quad (6)$$

Решая уравнение (5) с соответствующими граничными условиями при $z = 0$ и принимая во внимание (3), (4), получим

$$\begin{aligned}
(\mathbf{E}^2)_{\omega\mathbf{k}} &= \frac{4\pi\omega^2}{c^2} \hbar \coth \left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T} \right) \text{Im} \left(\frac{1}{q_0} \right) + 2\pi\hbar \coth \left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T} \right) \\
&\times \text{Im} \left\{ \frac{\exp(-2q_0 z)}{q_0} [(2k^2 - \omega^2/c^2)\Delta_e(\omega) + (\omega^2/c^2)\Delta_m(\omega)] \right\}, \quad (7)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
(\mathbf{B}^2)_{\omega\mathbf{k}} &= \frac{4\pi\omega^2}{c^2} \hbar \coth \left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T} \right) \text{Im} \left(\frac{1}{q_0} \right) + 2\pi\hbar \coth \left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T} \right) \\
&\times \text{Im} \left\{ \frac{\exp(-2q_0 z)}{q_0} [(2k^2 - \omega^2/c^2)\Delta_m(\omega) + (\omega^2/c^2)\Delta_e(\omega)] \right\}, \quad (8)
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
\Delta_e(\omega) &= \frac{q_0 \varepsilon(\omega) - q}{q_0 \varepsilon(\omega) + q}, \quad \Delta_m(\omega) = \frac{q_0 \mu(\omega) - q}{q_0 \mu(\omega) + q}, \\
q &= (k^2 - (\omega^2/c^2)\varepsilon(\omega)\mu(\omega))^{1/2}.
\end{aligned}$$

С учетом (1), (7), (8) окончательно запишем (далее предполагаем $\omega > 0$)

$$U(z, \omega) = 0.5(2\pi)^{-4} \int d^2k [(\mathbf{E}^2)_{\omega\mathbf{k}} + (\mathbf{B}^2)_{\omega\mathbf{k}}] = \rho_1(\omega) + \rho_2(z, \omega). \quad (9)$$

В формуле (9) функция $\rho_1(\omega)$ не зависит от z и определяется первыми слагаемыми в (7), (8). Вычисляя $\rho_1(\omega)$, получаем спектральную плотность энергии равновесного излучения с температурой T , отнесенную к единице объема вакуумной среды, включая ее нулевую энергию

$$\rho_1(\omega) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1} \right). \quad (10)$$

Для функции $\rho_2(z, \omega)$ соответственно на основании (7)–(9) запишем

$$\begin{aligned} \rho_2(z, \omega) = & \frac{\hbar}{4\pi^2} \coth\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right) \int_0^{\omega/c} dk k^3 \operatorname{Re} \left[\frac{\exp(2i|q_0|z)}{|q_0|} (\Delta_e(\omega) + \Delta_m(\omega)) \right] \\ & + \frac{\hbar}{4\pi^2} \coth\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right) \int_{\omega/c}^{\infty} dk k^3 \operatorname{Im} \left[\frac{\exp(-2q_0 z)}{q_0} (\Delta_e(\omega) + \Delta_m(\omega)) \right]. \quad (11) \end{aligned}$$

Формулы (8)–(10) в точности совпадают с результатами [9] при $\mu(\omega) = 1$, если учесть, что функции $\Delta_e(\omega)$, $\Delta_m(\omega)$ эквивалентны френелевским коэффициентам отражения R_s и R_p электромагнитных волн, соответствующим компонентам электромагнитного поля с различной поляризацией (в обозначениях [9]).

Очевидно, при $z \rightarrow \infty$ доминирующим в (9) является вклад в ПЭС, связанный с функцией $\rho_1(\omega)$. Однако даже на достаточно больших расстояниях от поверхности нелокальное слагаемое $\rho_2(z, \omega)$ может давать весьма заметный осциллирующий в полупространстве $z > 0$ вклад в ПЭС (первый интеграл (11)). Диапазон расстояний от поверхности, при котором ПЭС стремится к $D(\omega) = \omega^2/\pi^2 c^3$, можно оценить из условия $\omega_0 z/c \approx 1$, где ω_0 — характерная частота электромагнитного спектра. Следовательно, если поверхность поддерживает определенную моду, то осциллирующий вклад этой моды в ПЭС будет проявляться на расстояниях порядка длины волны этой моды, а конкретная зависимость

ПЭС от расстояния до поверхности среды будет определяться видом функций $\varepsilon(\omega)$, $\mu(\omega)$.

В пределе ближнего электромагнитного поля, когда $\omega_0 z/c \rightarrow 0$, основной вклад в $\rho_2(z, \omega)$ дает второе слагаемое (11). В этом случае ПЭС определяется выражением

$$D(z, \omega) = \frac{\hbar}{8\pi^2 z^3} \frac{1}{\omega} \left[\operatorname{Im} \left(\frac{\varepsilon(\omega) - 1}{\varepsilon(\omega) + 1} \right) + \operatorname{Im} \left(\frac{\mu(\omega) - 1}{\mu(\omega) + 1} \right) \right]. \quad (12)$$

Формула (12) предсказывает резонансное увеличение ПЭС при условиях $\operatorname{Re}[\varepsilon(\omega)] = -1$ и $\operatorname{Re}[\mu(\omega)] = -1$, причем каждая резонансная мода с частотой ω_0 характеризуется своим „радиусом действия“ $z_0 = c/\omega_0$.

Список литературы

- [1] Barnett S.M., Loudon R. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 2444.
- [2] Carminati R., Greffet J.-J. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 1660.
- [3] Cornelius Ch.M., Dowling P. // Phys. Rev. 1999. V. A59. P. 4736.
- [4] Климов В.В., Дюкля М., Летохов В.С. // Квант. электроника 2001. Т. 31. № 7. С. 569.
- [5] Garonenko S.V. // Phys. Rev. 2002. V. B65. 140303(R).
- [6] Гапоненко С.В. // Изв. РАНБ. Сер. физ. 2004. Т. 68. № 1. С. 116.
- [7] Schegrov A.V., Joulain K., Carinatti R., Greffet J.-J. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 1548.
- [8] Dorofeyev I., Fuchs H., Jersch J. // Phys. Rev. 2002. E65. 026610.
- [9] Joulain K., Carminati R., Mulet J.-P., Greffet J.-J. // Phys. Rev. 2003. V. B68. P. 245405.
- [10] Дедков Г.В., Кысов А.А. // ФТТ. 2003. Т. 45. С. 1815.
- [11] Dedkov G.V., Kyasov A.A. // Phys. Low-Dim. Struct. 2003. V. 1/2. P. 1.
- [12] Dedkov G.V., Kyasov A.A. // Phys. Lett. 2005. V. A339. P. 212.
- [13] Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Статистическая физика. Ч. 2. М.: Физматлит, 2002. 493 с.