УДК 535.231;533.932

Голубинский П.К.

Институт технической теплофизики НАН Украины

КИНЕТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ТЕПЛООБМЕНА МЕЖДУ ПЛАЗМЕННЫМИ СРЕДАМИ

У межах методу кінетичного опису динаміки систем з модельним інтегралом зіткнень отримано спектр густини потоку енергії електромагнітного поля у системі з двох напівобмежених випромінюючих плазмових середовищ, які відокремлені пласким шаром довільної товщини. Розглянуті як хвильові так і квазістаціонарні складові флуктуаційного поля, що визначають теплообмін між нагрітими тілами.

На основании кинетического подхода с модельным интегралом столкновений найден спектр плотности потока энергии электромагнитного флуктуационного поля в системе двух полуограниченных плазмоподобных, излучающих сред разделенных плоским зазором произвольной толщины. Рассмотрен вклад волновой и квазистационарной составляющей поля в теплообмен между нагретыми телами.

On the basis of the kinetic approach with a model collision integral the expression for an energy flux density of an electromagnetic fluctuation field excited by extraneous currents in a system two semibounded plasma mediums by a disjointed flat clearance of arbitrary width is retrieved. The contribution undular and pseudo-steady component fields in heat exchange between heated skew fields surveyed.

$\vec{B}$ – вектор магнитной индукции;

c – скорость света;

$\vec{E}$ – вектор напряженности электрического поля;

e – заряд электрона;

e_{ijk} – единичный антисимметричный тензор третьего ранга;

f_m – сила осциллятора перехода между энергетическими уровнями;

$f_{0\sigma}(\nu)$ – равновесная функция распределения заряженных частиц сорта σ;

h – постоянная Планка; $\hbar = h/2\pi$;

Im (Re) – оператор выделения мнимой (действительной) части;

$\vec{k}$ – волновой вектор; $\vec{k} = \vec{k}_\perp; k_z$; $\vec{k}_\perp = k_x, k_y$;

$k_3 = \dfrac{\omega}{c}\varepsilon_3^{1/2}$, $k_{z3} = (k_3^2 - k_\perp^2)^{1/2}$, $\mathrm{Im} k_{z3} \ge 0$;

N_1, N_2 – населенности нижнего и верхнего уровня энергии;

S_σ – тепловая скорость частиц сорта σ;

T – температура, выраженная в энергетических единицах;

V_T – тепловая скорость центров масс пар заряженных частиц;

$W(Z) = 1 - Ze^{-Z^2/2}[\int\limits_0^Z e^{y^2/2}dy - i\sqrt{\pi/2}]$ – плазменная функция;

δ_{ij} – символ Кронекера;

δ – дельта функция;

$\Theta(\omega,T) = \dfrac{\hbar\omega}{2} cth(\dfrac{\hbar\omega}{2T})$ – средняя энергия квантового гармонического осциллятора, находящегося в состоянии термодинамического равновесия с термостатом, имеющим температуру T;

$\mu = m_e m_i/(m_e + m_i)$ – приведенная масса;

ν – частота столкновений;

τ_n – температуры всех подсистем частиц образующих n-тую среду;

ω – угловая частота;

ω_0 – собственная частота колебаний в двухуровневой модели атома-осциллятора;

$\omega_{p\sigma} = (4\pi e_\sigma^2 n_{0\sigma} / m_\sigma)^{1/2}$ – плазменная частота частиц сорта σ.

Индексы верхние:

n – номер среды.

Индексы нижние:

σ – индекс, характеризующий сорт частиц;

$\gamma = p,s$ – индекс, характеризующий поляризацию поля;

L, T – индексы продольной и поперечной частей тензора второго ранга *i, j = x, y, z*.

Корреляционная теория электромагнитных флуктуаций в ограниченных средах [1] позволила обобщить классический закон Кирхгофа, связывающий излучающую и поглощающую способности системы, на случай произвольных размеров тел и длин волн, и выявить особенности спектров энергии излучения. Однако, поскольку при малых расстояниях между нагретыми телами классическая теория теплообмена [2, 3], основанная на законе Кирхгофа, неприемлема, возникает необходимость в изучении теплообмена флуктуационным электромагнитным полем при произвольных расстояниях с учетом пространственной дисперсии излучающих сред, имеющих разную, в общем случае, температуру.

Рассмотрим систему из двух однородных плазменных сред, занимающих области $z < 0$ (первая среда) и $z > L$ (вторая среда), разделенных плоским зазором толщины L. Зазор заполнен однородной и изотропной средой (третья среда) с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_3(\omega) \equiv \varepsilon_3$. Будем решать систему уравнений Максвелла для флуктуационных электромагнитных полей создаваемых ланжевеновскими сторонними токами, $\vec{J}^{n(e)}(\vec{r},t),\ n=1,2,3$, произвольно распределенными в областях $z < 0$, $z > L$, $0 < z < L$.

Запишем уравнения Максвелла для внутренней области (n =3):

$$\begin{aligned}
&\operatorname{rot}\vec{E}(\vec{r},\omega) = i\frac{\omega}{c}\vec{B}(\vec{r},\omega),\\
&\operatorname{rot}\vec{B}(\vec{r},\omega) = -i\frac{\omega}{c}\varepsilon_3\vec{E}(\vec{r},\omega)+\frac{4\pi}{c}\vec{J}^{(3)e}(\vec{r},\omega)
\end{aligned}\tag{1}$$

и уравнения Максвелла для внешних областей $z<0\ (n=1)$ и $z>L\ (n=2)$

$$\begin{aligned}
&\operatorname{rot}\vec{E}(\vec{r},\omega) = i\frac{\omega}{c}\vec{B}(\vec{r},\omega),\\
&\operatorname{rot}\vec{B}(\vec{r},\omega) = -i\frac{\omega}{c}\varepsilon_0^{(n)}\vec{E}(\vec{r},\omega)+\\
&+\frac{4\pi}{c}\sum_{\sigma_n=e,i,m}\left\{\vec{J}_{(\sigma_n)}^{\,ind}(\vec{r},\omega)+\vec{J}^{(n)e}(\vec{r},\omega)\right\}.
\end{aligned}\tag{2}$$

Здесь $\varepsilon_0^{(n)}$ – диэлектрическая проницаемость фона: диэлектрическая проницаемость решетки в случае твердотельной плазмы или диэлектрическая проницаемость среды, в которую помещены свободные заряженные частицы и рассматриваемая молекулярная подсистема в случае газовой плазмы.

Индуцированные токи $\vec{J}_{(\sigma_n)}^{ind}(\vec{r},t)$, создаваемые свободными заряженными частицами сорта $\sigma_n = e,i$ в n-ой среде с зарядом $e_\sigma^{(n)}$, массой $m_\sigma^{(n)}$ и средней плотностью $n_{0\sigma}^{(n)}$, рассчитываем на основе вероятностного подхода [4]:

$$\begin{aligned}
&\vec{J}_{(\sigma)}^{ind}(\vec{r},t)=\frac{e_\sigma^2 n_{0\sigma}}{m_\sigma}\int d\vec{r}`\int_{-\infty}^{t}dt`\int d\vec{v}\int d\vec{v}`\vec{v}W_\sigma(\vec{X},\vec{X}`,t-t`)\times\\
&\times\{\vec{E}(\vec{r}`,t`)+\frac{\vec{v}`}{c}\times\vec{B}(\vec{r}`,t`)\}\frac{\partial f_{0\sigma}(\vec{v},t`)}{\partial\vec{v}`},
\end{aligned}\tag{3}$$

а индуцированный поляризационный ток молекулярной подсистемы

$$\vec{J}^{mind}(\vec{r},t)=\partial\vec{P}^{ind}(\vec{r},t)/\partial t \tag{4}$$

будем описывать в терминах микроскопической фазовой плотности пар заряженных частиц, связанных потенциалом $-\mu\omega_0^2\rho^2/2$ [5]:

$$\vec{P}^{ind}(\vec{r},t)\equiv e\int d\vec{\rho}\int d\vec{v}\int d\vec{V}\vec{\rho}N(\vec{\rho},\vec{v},\vec{r},\vec{V},t), \tag{5}$$

$N(\vec{\rho},\vec{v},\vec{r},\vec{V},t)$ – микроскопическая фазовая плотность. Переменные $(\vec{r},\vec{V})$ относятся к системе центра масс пар заряженных частиц, а $(\vec{\rho},\vec{v})$ – соответствуют их внутренним степеням свободы.

Величина $W_\sigma(\vec{X},\vec{X}`,t)$ в (3) является плотностью вероятности перехода частицы сорта $\sigma$ из точки фазового пространства $\vec{X}`\equiv(\vec{r}`,\vec{v}`)$ в точку $\vec{X}\equiv(\vec{r},\vec{v})$ за время t. Будем использовать модель столкновений Бхатнагара-Гросса-Крука (БГК) [6] для описания столкновений заряженных частиц с нейтральными частицами. В этом случае $W_\sigma(\vec{X},\vec{X}`,t)$ удовлетворяет уравнению с начальным условием $W_\sigma(\vec{X},\vec{X}`,0)=\delta(\vec{X}-\vec{X}`)$ и граничным условием, соответствующим зеркальной модели отражения частиц от границ раздела сред [7]:

$$\begin{aligned}
&\left(\frac{\partial}{\partial t}+\vec{v}\frac{\partial}{\partial\vec{r}}\right)W_\sigma(\vec{X},\vec{X}`,t)=\\
&=-\nu_\sigma[W_\sigma(\vec{X},\vec{X}`,t)-f_{n\sigma}(\vec{v})\int d\vec{v}W_\sigma(\vec{X},\vec{X}`,t)],
\end{aligned}\tag{6}$$

где $f_{n\sigma}(\vec{v})=\left(\frac{m_\sigma}{2\pi T_{n\sigma}}\right)^{3/2}\exp\left(-\frac{m_\sigma v^2}{2T_{n\sigma}}\right)$ и $T_{n\sigma}=(m_\sigma T_n+m_n T_\sigma)/(m_\sigma+m_n)$;

ν_σ – эффективная частота соударений заряженных частиц сорта σ с нейтральными частицами.

Выполнив преобразование Фурье, решение этого уравнения запишем в виде двух слагаемых:

$$W_{\sigma\vec{k}\omega}(\vec{v},\vec{v}`)=i\frac{\delta(\vec{v}-\vec{v}`)}{\omega-\vec{k}\vec{v}+i\nu_\sigma}-\frac{\nu_\sigma f_{n\sigma}[1-i\nu_\sigma\int d\vec{v}f_{n\sigma}/(\omega-\vec{k}\vec{v}+i\nu_\sigma)]^{-1}}{(\omega-\vec{k}\vec{v}+i\nu_\sigma)(\omega-\vec{k}\vec{v}`+i\nu_\sigma)}, \tag{7}$$

а из (3) следует выражение для тензора диэлектрической восприимчивости:

$$\chi_{ij\,\sigma}(\vec{k},\omega)=-i\frac{\omega_{p\sigma}^2}{\omega^2}\int d\vec{v}\int d\vec{v}`v_i W_{\sigma\vec{k}\omega}(\vec{v},\vec{v}`)[\delta_{lj}(\omega-\vec{k}\vec{v}`)+k_l v`_j]\frac{\partial f_{0\sigma}(\vec{v}`)}{\partial v_l`}. \tag{8}$$

Оставляя основные члены в уравнении для флуктуаций микроскопической фазовой плотности молекул [5] с простым релаксационным интегралом столкновений, получаем:

$$\chi_{ij\,m}(\vec{k},\omega)=-\delta_{ij}\frac{\omega_{pm}^2}{2\omega}\int d\vec{V}\frac{f_0(V)}{\omega-\vec{k}\vec{V}-\omega_0+i\nu_m}, \tag{9}$$

где $f_0(V)$ – равновесная функция распределения по скоростям центров масс молекул.

Переход к квантовому описанию молекул соответствует замене в ω^2_{pm} равновесной концентрации числа молекул, на $f_m(N_1\text{-}N_2)$, что позволяет описывать неравновесные молекулярные среды ($\omega^2_{pm}<0$).

Тензор диэлектрической проницаемости нелокальной среды связан с тензором диэлектрической восприимчивости известным соотношением:

$$\varepsilon_{ij}(\vec{k},\omega)=\varepsilon_0\delta_{ij}+\sum_{\sigma=e,i,m}\chi_{ij\,\sigma}(\vec{k},\omega). \tag{10}$$

Спектральная плотность потока энергии излучения через единичную площадку ограничивающей поверхности, характеризующая теплообмен флуктуационным электромагнитным полем в интервале положительных частот $d\omega$, определяется нормальной компонентой вектора Умова-Пойнтинга

$$P_z(\omega)d\omega=\frac{c}{4\pi^2}\mathrm{Re}\,e_{zij}<E_iB_j^*>_{\vec{r}\omega}d\omega. \tag{11}$$

Электромагнитные поля в зазоре представляют собой суперпозицию полей создаваемых сторонними токами, распределенными в зазоре, и полей сторонних токов во внешних средах (n = 1, 2). Последние определяются через Фурье компоненты флуктуационных полей на границах $\vec{E}_{\vec{k}_\perp\omega}(z=0)$ и $\vec{E}_{\vec{k}_\perp\omega}(z=L)$.

На основании найденного распределения флуктуационных полей [8-10], выражение для спектральной плотности потока энергии теплового поля для неизотермических плазменных сред можно представить в виде суперпозиции спектральных плотностей потоков энергии p- и s-поляризаций

$$P_z(\omega)\equiv P(\omega,\tau_1,\tau_2,L)=\sum_{\gamma=p,s}[P_\gamma^{(\upsilon)}(\omega,\tau_1,\tau_2,L)+ +P_\gamma^{(qs)}(\omega,\tau_1,\tau_2,L)]. \tag{12}$$

Первое слагаемое соответствует волновым ($k_\perp<k_3$), а второе – ($k_\perp>k_3$) квазистационарным полям в зазоре:

$$P_\gamma^{(\upsilon)}(\omega,\tau_1,\tau_2,L)= =\frac{\pi}{k_3^2}\int_0^{k_3}dk_\perp[I_0(\omega,T_{1\gamma}^{eff}(k_\perp,\omega))- -I_0(\omega,T_{2\gamma}^{eff}(k_\perp,\omega))]\times \times k_\perp\frac{\Gamma_\gamma^{(3,1)}(k_\perp,\omega)\Gamma_\gamma^{(3,2)}(k_\perp,\omega)}{|d_\gamma(k_\perp,\omega)|^2}, \tag{13}$$

$$P_\gamma^{(qs)}(\omega,\tau_1,\tau_2,L)=\frac{4\pi}{k_3^2}\int_{k_3}^{\infty}dk_\perp[I_0(\omega,T_{1\gamma}^{eff}(k_\perp,\omega))-I_0(\omega,T_{2\gamma}^{eff}(k_\perp,\omega))]\times$$
$$k_\perp\times\frac{\mathrm{Im}R_\gamma^{(3,1)}(k_\perp,\omega)\mathrm{Im}R_\gamma^{(3,2)}(k_\perp,\omega)}{|d_\gamma(k_\perp,\omega)|^2}\quad e^{2ik_{z3}L}. \tag{14}$$

$$\Gamma_\gamma^{(n,m)}(k_\perp,\omega)=1-|R_\gamma^{(n,m)}(k_\perp,\omega)|^2. \tag{15}$$

Величина $\Gamma_\gamma^{(n,m)}(k_\perp,\omega)$ имеет смысл коэффициента поглощения полуограниченной m-той средой γ- поляризованной электромагнитной волны, падающей на нее под углом θ из n-той прозрачной среды с диэлектрической проницаемостью ε_n.

$$d_\gamma(k_\perp,\omega)=1-R_\gamma^{(3,1)}(k_\perp,\omega)R_\gamma^{(3,2)}(k_\perp,\omega)\exp(2ik_{z3}L); \tag{16}$$

$$I_0(\omega,T)=\frac{\omega^2\varepsilon_3}{4\pi^3c^2}\frac{\hbar\omega}{\exp(\hbar\omega/T)-1} \tag{17}$$

– интенсивность излучения абсолютно черного тела с температурой T в среду с диэлектрической проницаемостью ε_3; $T_\gamma^{neff}(\vec{k}_\perp,\omega)$ – эффективная температура n-той среды для γ – поляризованной электромагнитной волны, которая определяется следующими соотношениями:

$$(\exp(\hbar\omega/T_s^{neff}(\vec{k}_\perp,\omega))-1)^{-1}=-(\frac{2c}{\omega})^2\frac{1}{\mathrm{Re}(k_{z3}^{-1}r_s^{(n,3)}(\vec{k}_\perp,\omega))}\sum_{\sigma=e,i,m}(\exp(\hbar\omega/T_\sigma^{(n)})-1)^{-1}\times$$
$$\int_{-\infty}^{\infty}dk_z\frac{\mathrm{Im}\,\chi_T^{\sigma_n}(\vec{k}\;,\omega)}{|\Delta_T^{(n)}(\vec{k}\;,\omega)|^2}, \tag{18}$$

$$(\exp(\hbar\omega/T_p^{neff}(\vec{k}_\perp\;,\omega))-1)^{-1}=-\frac{4\varepsilon_3}{\mathrm{Re}(k_{z3}r_p^{(n,3)}(\vec{k}_\perp,\omega))}\sum_{\sigma=e,i,m}(\exp(\hbar\omega/T_\sigma^{(n)})-1)^{-1}\times$$
$$\int_{-\infty}^{\infty}dk_zk^{-2}\{\frac{k_\perp^2\,\mathrm{Im}\,\chi_L^{\sigma_n}(\vec{k}\;,\omega)}{|\varepsilon_L^{(n)}(\vec{k}\;,\omega)|^2}+\frac{k_z^2\,\mathrm{Im}\,\chi_T^{\sigma_n}(\vec{k}\;,\omega)}{|\Delta_T^{(n)}(\vec{k}\;,\omega)|^2}\},\quad n=1,2. \tag{19}$$

Величины $R_\gamma^{(3,n)}=\dfrac{1+r_\gamma^{(n,3)}(k_\perp,\omega,z_n=0)}{1-r_\gamma^{(n,3)}(k_\perp,\omega,z_n=0)}$, $n=1,2$ (20)

имеют смысл френелевских коэффициентов отражения плоских поляризованных волн падающих из внешней области, занятой средой с диэлектрической проницаемостью ε_3, от полупространства, занимающего область $z<0$ (при $n=1$) или $z>L$ (при $n=2$). В случае изотропных сред:

$$r_p^{(n,3)}(k_\perp,\omega,z_n)=-\frac{i\varepsilon_3}{\pi k_{z3}}\int_{-\infty}^{\infty}dk_z[\frac{k_\perp{}^2}{\varepsilon_L^{(n)}(k,\omega)}+\frac{k_z{}^2}{\Delta_T^{(n)}(k,\omega)}]\frac{\exp(ik_zz_n)}{k^2}\;, \tag{21}$$

$$r_s^{(n,3)}(k_\perp,\omega,z_n)=-\frac{ic^2k_{z3}}{\pi\omega^2}\int_{-\infty}^{\infty}dk_z\frac{\exp(ik_zz_n)}{\Delta_T^{(n)}(k,\omega)},\quad \Delta_T^{(n)}(k,\omega)=\varepsilon_T^{(n)}(k,\omega)-(\frac{ck}{\omega})^2, \tag{22}$$

где для свободных заряженных частиц ($\sigma = e,\ i$) и интеграла столкновений, соответствующего модели БГК:

$$\chi_{L\sigma}(k,\omega) = \frac{k_{D\sigma}^2}{k^2} W(Z_\sigma)\{1 - \frac{i\nu_\sigma[W(Z)-1]}{\omega + i\nu_\sigma W(Z)}\},$$
$$Z = \frac{\omega + i\nu_\sigma}{kS}, \quad S^2 = \frac{T_{n\sigma}}{m_\sigma}, \tag{23}$$

$$\chi_{T\sigma}(k,\omega) = \frac{\omega_{p\,\sigma}^2}{\omega(\omega + i\nu_\sigma)}[W(Z_\sigma)-1],$$
$$Z_\sigma = \frac{\omega + i\nu_\sigma}{kS_\sigma}, \quad S_\sigma{}^2 = \frac{T_\sigma}{m_\sigma}. \tag{24}$$

Для молекулярной компоненты из (9) в нулевом приближении по kV_T/ν_m (приближение холодных молекул), следует:

$$\chi_{ij\,m}\ \ (\omega) = -\delta_{ij}\,\frac{\omega_{pm}^2}{2\omega(\omega - \omega_0 + i\nu_m)}, \tag{25}$$

что соответствует однородно уширенной линии излучения, а в обратном предельном случае

$$\chi_{Lm}(k,\omega) = \frac{\omega_{pm}^2}{2\omega_0 kV_T}\frac{\omega_0 - \omega}{kV_T} +$$
$$+ i\sqrt{\frac{\pi}{2}}\,\frac{\omega_{pm}^2}{2\omega_0 kV_T}\exp\left[\frac{(\omega-\omega_0)^2}{2(kV_T)^2}\right], \tag{26}$$

получаем выражение, определяющее неоднородно уширенную (доплеровскую) линию излучения.

Корреляционные функции Фурье компонент случайных токов для задачи с границами $\left\langle J_i(k_z)J^*{}_j(k'{}_z)\right\rangle^e_{\vec{k}_\perp,\omega}$ выражаются через корреляционные функции Фурье компонент случайных токов безграничной задачи $\left\langle J_i J^*{}_j\right\rangle^e_{\vec{k}\ ,\omega}$ [8] и для внешних областей имеют вид:

$$\left\langle J_i(k_z)J^*{}_j(k'{}_z)\right\rangle^e_{\vec{k}_\perp,\omega} = 2\pi[\delta(k_z - k'{}_z) +$$
$$+ (1-2\delta_{jz})\delta(k_z + k'{}_z)]\left\langle J_i J^*{}_j\right\rangle^e_{\vec{k}\ ,\omega}, \tag{27}$$

а для внутренней области

$$\left\langle J_i(k_z)J^*{}_j(k'{}_z)\right\rangle^e_{\vec{k}_\perp,\omega} =$$
$$= 2L[\delta_{l,l'} + (1-2\delta_{jz})\delta_{l,-l'}]\left\langle J_i J^*{}_j\right\rangle^e_{\vec{k}_l,\omega}. \tag{28}$$

Корреляционные функции Фурье компонент случайных токов в неограниченной среде определяем на основании флуктуационно-диссипативной теоремы [5]:

$$\left\langle J_i J_j^*\right\rangle^{(n)e}_{\vec{k}\omega} = \sum_{\sigma=e,i,m}\left\langle J_i J_j^*\right\rangle^{(n)e}_{\vec{k}\omega\,(\sigma\ )}, \quad n = 1,2\,; \tag{29}$$

$$\left\langle J_i J_j^*\right\rangle^{(n)e}_{\vec{k}\omega\,(\sigma)} = \frac{\omega}{2\pi}\Theta(\omega, T_\sigma^{(n)})\,\mathrm{Im}\,\chi_{ij\,\sigma}^{(n)}(\vec{k},\omega),$$
$$\sigma = e,i,m\,; \tag{30}$$

$$\left\langle J_i J_j^*\right\rangle^{(3)e}_{\vec{k}\omega} = \frac{\omega}{2\pi}\Theta(\omega, T_3)\,\delta_{ij}\,\mathrm{Im}\,\varepsilon_3. \tag{31}$$

На основании принятой модели некоррелируемых источников теплового излучения, находящихся в разных средах (29), выражение для спектральной плотности потока энергии в зазоре, можно представить в виде суперпозиции

$$P(\omega,\tau_1,\tau_2,L) = P_1(\omega,\tau_1,L) - P_2(\omega,\tau_2,L) \tag{32}$$

спектральных плотностей противоположно направленных потоков энергии первой и второй сред, учитывающих переотражение однородных и неоднородных электромагнитных волн от границ раздела.

В пределе большой толщины прозрачной среды ($L\to\infty$) квазистационарная составляющая плотности потока энергии отсутствует и тогда

$$P_\gamma\ (\omega,\tau_1,\tau_2,\infty) \equiv P_\gamma^{(\upsilon)}(\omega,\tau_1,\tau_2,\infty) =$$
$$= \frac{\pi}{k_3^2}\int_0^{k_3} dk_\perp[I_0(\omega, T_{1\gamma}^{eff}(k_\perp,\omega)) - I_0(\omega, T_{2\gamma}^{eff}(k_\perp,\omega))]\times \tag{33}$$
$$\times \frac{k_\perp}{[\Gamma_\gamma^{(3,1)}(k_\perp,\omega)]^{-1} + [\Gamma_\gamma^{(3,2)}(k_\perp,\omega)]^{-1} - 1}.$$

Это выражение обобщает соотношения для теплового потока между средами, разделенными прозрачным бесконечным зазором на случай, учитывающий пространственную дисперсию и неизотермичность разных сортов частиц излучающих тел.

В частном случае изотермических сред, когда $T_\sigma^{(n)} = T_m^{(n)} = T_n$, эффективные температуры обеих поляризаций совпадают и равны температуре соответствующей среды $T_\gamma^{neff}(\vec{k}_\perp, \omega) = T_n$, выражения упрощаются:

$$P_\gamma^{(\upsilon,qs)}(\omega, \tau_1, \tau_2, L) = \\ = [I_0(\omega, T_1) - I_0(\omega, T_2)] N_\gamma^{(\nu,qs)}(\omega, L), \tag{34}$$

$$N_\gamma^{(\upsilon)}(\omega, L) = \frac{\pi}{k_3^2} \int_0^{k_3} dk_\perp k_\perp \times \\ \times \frac{\Gamma_\gamma^{(3,1)}(k_\perp, \omega) \Gamma_\gamma^{(3,2)}(k_\perp, \omega)}{|d_\gamma(k_\perp, \omega)|^2}, \tag{35}$$

$$N_\gamma^{(qs)}(\omega, L) = \frac{4\pi}{k_3^2} \int_{k_3}^{\infty} dk_\perp k_\perp \times \\ \times \frac{\operatorname{Im} R_\gamma^{(3,1)}(k_\perp, \omega) \operatorname{Im} R_\gamma^{(3,2)}(k_\perp, \omega)}{|d_\gamma(k_\perp, \omega)|^2} e^{2ik_{z3}L}. \tag{36}$$

В случае, когда $\varepsilon_3 = 1$ выражения (34) – (36) совпадают с выражениями, полученными на основе обобщенного закона Кирхгофа [11], описывающими теплообмен флуктуационным электромагнитным полем между средами, разделенными вакуумным зазором.

В случае тонких зазоров доминирует вклад от квазистационарной составляющей поля $(k_\perp > k_3)$. Если излучающие тела описывать локальными материальными уравнениями, то тогда из (21) и (22) следует

$$r_s^{(n,m)}(k_\perp, \omega) = -k_z^m / k_z^n, \\ r_p^{(n,m)}(k_\perp, \omega) = -k_z^n \varepsilon^m(\omega) / k_z^m \varepsilon^n(\omega) \tag{37}$$

и плотность потока энергии излучения обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними [12]. Действительно, перейдя к безразмерной переменной интегрирования в (36) согласно $k_\perp = [(x/L)^2 + k_3^2]^{1/2}$ получаем:

$$N_\gamma^{(qs)}(\omega, L) = \frac{4\pi}{k_3^2 L^2} \int_0^{\infty} dx\, x \frac{\operatorname{Im} R_\gamma^{(3,1)}(k_\perp, \omega) \operatorname{Im} R_\gamma^{(3,2)}(k_\perp, \omega)}{|d_\gamma(k_\perp, \omega)|^2} e^{-2x}. \tag{38}$$

Теперь выражения $\operatorname{Im} R_s^{(3,n)}(k_\perp, \omega)$ и $\operatorname{Im} R_p^{(3,n)}(k_\perp, \omega)$, определяемые (20), (37), с учетом того, что

$$k_z^n = L^{-1} \sqrt{\omega^2 L^2 c^{-2} [\varepsilon^n(\omega) - \varepsilon_3] - x^2}, \\ n = 1, 2; \quad k_{z3} = ixL^{-1} \tag{39}$$

упрощаются, и для значений

$$x >> \frac{\omega L}{c} |\sqrt{\varepsilon^n(\omega) - \varepsilon_3}|, \tag{40}$$

дающих основной вклад в (38), принимают вид:

$$\operatorname{Im} R_s^{(3,n)}(k_\perp, \omega) \cong \left(\frac{k_0 L}{2x}\right)^2 \operatorname{Im} \varepsilon^n(\omega), \tag{41}$$

$$\operatorname{Im} R_p^{(3,n)} \cong \operatorname{Im} R^n + \varepsilon_3 \operatorname{Im}\left(\frac{R^n \varepsilon^n(\omega)}{\varepsilon_3 + \varepsilon^n(\omega)}\right) \times \\ \times \left(\frac{k_0 L}{2x}\right)^2, \quad R^n = \frac{\varepsilon_3 - \varepsilon^n(\omega)}{\varepsilon_3 + \varepsilon^n(\omega)}. \tag{42}$$

Отличный от нуля предел в (42) при $L \to 0$ приводит к расходимости значения $N_p^{(qs)}(\omega, L)$ и, следовательно, к аномально большому уровню потока энергии, что связано с неоправданным пренебрежением пространственной дисперсией при больших значениях $k_\perp$ в случае тонких зазоров. Учет же пространственной дисперсии излучающих сред снимает расходимость в спектре *p*- поляризованного излучения.

В частном случае прозрачных одинаковых сред ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3$) с разными температурами различие между поляризациями отсутствует и выражение для теплового потока между непосредственно контактирующими средами допускает дальнейшее упрощение, совпадающее с результатами работы [12]:

$$N(\omega) = N^{(\upsilon)}(\omega) + N^{(qs)}(\omega) = \pi / 2, \\ P(T_1, T_2) = \int_0^{\infty} d\omega P(\omega, T_1, T_2, 0) = \\ = \frac{\varepsilon \pi^2}{60 c^2 \hbar^3} (T^4{}_1 - T^4{}_2). \tag{43}$$

Выводы

В работе в рамках кинетического описания флуктуационных процессов в ограниченных системах получены общие выражения, описывающие процесс теплообмена электромагнитным полем между нагретыми, в общем случае анизотропными не изотермическими плазменно-молекулярными средами, разделенными прозрачным зазором произвольной толщины. Полученные выражения учитывают пространственную дисперсию излучающих сред.

Показано, что спектральная плотность потока энергии полностью определяется френелевскими коэффициентами отражения *p*- и *s*-поляризованных электромагнитных волн от полуограниченных плазменно-молекулярных сред и эффективными температурами в случае неизотермических сред.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Левин М.Л., Рытов С.М.* Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике. – М.: Наука, 1967. – 268 с.

2. *Оцисик С.Н.* Сложный теплообмен. – М.: Мир, 1976. – 342 с.

3. *Крейт Ф., Блэк У*. Основы теплопередачи. – М.: Мир, 1983. – 228 с.

4. *Якименко И.П.* Проблемы теории плазмы. Под ред. Ситенко А.Г. – Киев: Наукова думка, 1972. – С. 80.

5. *Климонтович Ю.Л.* Кинетическая теория электромагнитных процессов. – М.: Наука, 1980. – 367 с.

6. *Bhatnagar P.L., Gross E.P., Krook M.* A model for collision processes in gases. Small amplitude processes in charged and neutral one-component system. // Phys. Rev. – 1954. – V. 94, №3. – P. 511-525.

7. *Загородний А.Г., Кривцун И.В., Якименко И.П.* Излучение полупространства слабоионизованной плазмы. // УФЖ. – 1977. – Т.22, №9. – С. 1533-1540.

8. *Голубинский П.К., Загородний А.Г., Пегова В.С., Якименко И.П.* Флуктуации в ограниченных плазменно-молекулярных системах. // УФЖ. – 1983. – Т. 28, №7. – С. 1001-1007.

9. *Голубинский П.К., Загородний А.Г., Пегова В.С., Якименко И.П.* Излучение полупространства и слоя неравновесной плазмы с активными молекулами // УФЖ. – 1983. – Т. 28, №8. – С. 1065-1172.

10. *Голубинский П.К., Усенко А.С.* Теплообмен флуктуационным электромагнитным полем между двумя средами. Препринт №94. – Киев: Ин-т теоретической физики, 1994.

11. *Левин М.Л., Полевой В.Г., Рытов С.М.* К теории теплообмена, обусловленного флуктуационным электромагнитным полем. // ЖЕТФ. –1980. –Т.79, № 6(12). – С. 2087-2095.

12. *Полевой В.Г.* Теплообмен флуктуационным электромагнитным полем. – М.: Наука, 1990. – 204 с.

Получено 21.05.2010 г.