1994 ЖУРНАЛ ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ Том 64, в. 3
1994 JOURNAL OF TECHNICAL PHYSICS Vol. 64, N 3

01;09

ДАВЛЕНИЕ ФЛУКТУАЦИОННОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

А.Г.Загородний, А.С.Усенко, И.П.Якименко

Получена спектральная плотность давления флуктуационного электромагнитного поля на поверхность полуограниченной системы. Показано, что в случае термодинамически равновесной системы пондеромоторная сила, действующая на границу раздела двух прозрачных сред, направлена в область среды с меньшим значением диэлектрической проницаемости. Установлено наличие температурно независящей составляющей пондеромоторной силы.

Введение

Корреляционная теория электромагнитных флуктуаций детально разработана как для неограниченных [1–4], так и ограниченных [5–8] сред. В результате многочисленных исследований было установлено, что граница существенно меняет спектры флуктуаций. Учет ограниченности системы особенно актуален при изучении корреляционных величин в приповерхностных областях, когда присутствие границы может радикальным образом изменить характер взаимодействия заряженных частиц [9]. Даже в простейшем случае полуограниченной системы возможно возникновение дальнодействующих корреляций [10] на расстояниях, значительно превышающих характерные пространственные масштабы для неограниченной среды.

Однако до последнего времени корреляционные спектры для ограниченных систем рассчитывались либо в случае термодинамического равновесия [6], либо в предположении внешней среды и без учета нулевых колебаний поля в ней. Обобщение корреляционной теории для ограниченных сред на случай, учитывающий собственные тепловые поля внешней прозрачной среды и нулевые колебания поля в ней [11–14], не только расширяет область исследований в направлении последовательного учета влияния внешней среды на результаты теории флуктуаций, но и позволяет установить область применимости многочисленных результатов корреляционной теории, полученных ранее в приближении холодной внешней среды. В частности, оказывается, что учет нулевых колебаний поля во всем пространстве устраняет влияние границы на спектры корреляций при бесконечном удалении от нее, что характерно, например, для спектров плотности энергии флуктуационного электромагнитного поля, найденных [6] при учете нулевых колебаний поля только в одной пространственной области.

Настоящая работа посвящена дальнейшему развитию теории флуктуаций в полуограниченной системе при учете температуры внешней среды и нулевых колебаний поля в ней. В первой главе найдена спектральная плотность давления флуктуационного электромагнитного поля на границу раздела двух сред, одна из которых прозрачный диэлектрик. Показано, что в случае термодинамически равновесной системы неоднородность системы не изменяет величину давления флуктуационного электромагнитного поля в неограниченной прозрачной среде. В частном случае неоднородной системы на границу раздела сред действует пондеромоторная сила, направленная в область, характеризуемую меньшим значением диэлектрической проницаемости (вторая глава). Установлено, что помимо силы, зависящей от температур контактирующих сред, пондеромоторная сила содержит составляющую, определяемую нулевыми колебаниями поля в системе.

Давление флуктуационного электромагнитного поля на граничную поверхность

Рассмотрим две однородные полуограниченные среды, граничащие вдоль плоскости $z = 0$. Область $z < 0$ (первая среда) заполнена прозрачным диэлектриком, характеризуемым диэлектрической проницаемостью $\tilde{\varepsilon}(\omega) \equiv \tilde{\varepsilon}$ и температурой $\tilde{T}$, а область $z > 0$ (вторая среда) — плазмоподобной (которую в дальнейшем для кратности будем называть плазмой), в общем случае многокомпонентной, средой с температурой T. Найдем давление флуктуационного электромагнитного поля первой среды на единицу поверхности плазменной системы. Спектральная составляющая давления $\tilde{P}(\omega, \tilde{T}, T)$, определяемая как zz-я компонента тензора энергии — импульса электромагнитного поля

$$T_{ij}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{1}{8\pi^2} \operatorname{Re}\Big(2\tilde{\varepsilon} \left\langle E_i E_j^* \right\rangle_{\mathbf{r}\omega} + 2 \left\langle B_i B_j^* \right\rangle_{\mathbf{r}\omega} -$$

$$-\delta_{ij} \left[\tilde{\varepsilon} \left\langle |E|^2 \right\rangle_{\mathbf{r}\omega} + \left\langle |B|^2 \right\rangle_{\mathbf{r}\omega}\right]\Big), \qquad i, j = x, y, z, \tag{1}$$

взятого при $\lim\limits_{z \to -0}$, может быть найдена, если известны корреляционные функции электрического и магнитного флуктуационных полей в первой среде. В случае, учитывающем пространственную дисперсию плазменной среды, явный вид корреляционных функций $\langle E_i E_j^* \rangle_{\mathbf{r}\omega}$, $\langle B_i B_j^* \rangle_{\mathbf{r}\omega}$ для модели зеркального отражения свободных заряженных частиц плазмы от границы раздела получен в работе [14]. Используя эти результаты, окончательные выражения для спектральной плотности давления представим в виде

$$\tilde{P}(\omega, \tilde{T}, T) = \tilde{P}_0(\omega) + \tilde{P}l^{Pl}(\omega, \tilde{T}, T), \tag{2}$$

где не зависящая от температуры величина $\tilde{P}_0(\omega)$ обусловлена нулевыми колебаниями поля и совпадает с известной температурно независящей компонентой давления в случае неограниченной прозрачной среды с диэлектрической проницаемостью $\tilde{\varepsilon}$,

$$\tilde{P}_0(\omega) = \tilde{\varepsilon}^{3/2} \cdot P_v(\omega), \qquad P_v(\omega) = \frac{U_v(\omega)}{3}, \tag{3}$$

выраженной через спектр плотности энергии нулевых колебаний поля в вакууме $U_v(\omega)$

$$U_v(\omega) = \frac{\hbar\omega^3}{2\pi^2 c^3}. \tag{4}$$

Зависящая от температур обеих сред спектральная компонента давления $\tilde{P}^{Pl}(\omega, \tilde{T}, T)$ определяется следующим образом:

$$\tilde{P}^{Pl}(\omega, \tilde{T}, T) = \tilde{P}^{Pl}(\omega, \tilde{T}) + \tilde{P}_s^{Pl}(\omega, \tilde{T}, T), \tag{5}$$

где первое слагаемое

$$\tilde{P}^{Pl}(\omega, \tilde{T}) = \frac{\tilde{U}^{Pl}(\omega, \tilde{T})}{3} \tag{6}$$

отвечает спектральной плотности давления флуктуационного электромагнитного поля в неограниченной прозрачной среде с диэлектрической проницаемостью $\tilde{\varepsilon}$, выраженной через плотность энергии равновесного излучения $\tilde{U}^{Pl}(\omega, \tilde{T})$ с температурой $\tilde{T}$ в этой среде

$$\tilde{U}^{Pl}(\omega, \tilde{T}) = \tilde{\varepsilon}^{3/2} U_v^{Pl}(\omega, \tilde{T}), \qquad U_v^{Pl}(\omega, \tilde{T}) = \frac{\hbar\omega^3}{\exp(\hbar\omega/\tilde{T}) - 1} \frac{1}{\pi^2 c^3}. \tag{7}$$

Влияние второй среды на спектральную плотность давления описывается вторым слагаемым

$$\tilde{P}_s^{Pl}(\omega, \tilde{T}, T) = \left[\tilde{U}^{Pl}(\omega, T) - \tilde{U}^{Pl}(\omega, \tilde{T})\right] \cdot \tilde{L}_P(\omega). \tag{8}$$

Здесь

$$\tilde{L}_P(\omega) = \frac{1}{2\tilde{k}^3} \int_0^{\tilde{k}} dk_\perp k_\perp \tilde{k}_z \Gamma(k_\perp, \omega), \tag{9}$$

где $\Gamma(k_\perp, \omega) = 1 - |R(k_\perp, \omega)|^2 = (\Gamma_p(k_\perp, \omega) + \Gamma_s(k_\perp, \omega))/2$ — коэффициент поглощения неполяризованного света полуограниченной плазмой, $|R(k_\perp, \omega)|^2 = (|R_p(k_\perp, \omega)|^2 + |R_s(k_\perp, \omega)|)/2$ — энергетический коэффициент отражения плоской неполяризованной электромагнитной волны от полуограниченной плазмы, $\Gamma_{p,s}(k_\perp, \omega) = 1 - |R_{p,s}(k_\perp, \omega)|^2$ и $|R_{p,s}(k_\perp, \omega)|^2$ — коэффициенты поглощения и энергетические коэффициенты отражения плоских p- и s-поляризованных электромагнитных волн плазменным пространством,

$$R_{p,s}(k_\perp, \omega) = -\frac{1 + r_{p,s}(k_\perp, \omega)}{1 - r_{p,s}(k_\perp, \omega)} \tag{10}$$

— френелевские коэффициенты отражения плоских однородных (при $k_\perp < \tilde{k}$) или неоднородных (при $k_\perp > \tilde{k}$) электромагнитных p- и s-поляризованных волн от полуограниченной плазмы.

Взятые со знаком минус величины $r_{p,s}(k_\perp, \omega)$ есть отношения поверхностных импедансов полуограниченной плазмы с зеркальной моделью границы и внешней среды для полей p- и s-поляризации [7,15]

$$r_p(k_\perp, \omega) = -\frac{i}{\pi}\frac{\tilde{\varepsilon}}{\tilde{k}_z}\int\limits_{-\infty}^{\infty} dk_z \left[\frac{k_\perp^2}{k^2}\frac{1}{\varepsilon_L(k,\omega)} + \frac{k_z^2}{k^2}\frac{1}{\Delta_T(k,\omega)}\right],$$

$$r_s(k_\perp, \omega) = -\frac{i}{\pi}\frac{c^2\tilde{k}_z}{\omega^2}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{dk_z}{\Delta_T(k,\omega)}, \tag{11}$$

$\Delta_T(k,\omega) = \varepsilon_T(k,\omega) - c^2k^2/\omega^2$, $\varepsilon_{L,T}(k,\omega) = \varepsilon_0 + 4\pi\sum\limits_\sigma \varkappa^\sigma_{L,T}(k,\omega)$ — продольная и поперечная диэлектрические проницаемости неограниченной плазмы; $\varepsilon_0 \equiv \varepsilon_0(\omega)$ — диэлектрическая проницаемость решетки в случае твердотельной плазмы или диэлектрическая проницаемость среды, в которую помещены свободные заряженные частицы в случае газовой плазмы; $\varkappa^\sigma_{L,T}(k,\omega)$ — продольная и поперечная электрические восприимчивости для частиц сорта σ [1,2,16]

$$\varkappa^\sigma_L(k,\omega) = \frac{1}{4\pi}\frac{\omega^2_{p\sigma}}{k^2\omega}\int\limits_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{v}\frac{(\mathbf{kv})^2\partial f_{0\sigma}(v)}{\omega - \mathbf{kv} + i\nu\sigma},$$

$$\varkappa^\sigma_T(k,\omega) = \frac{1}{8\pi}\frac{\omega^2_{p\sigma}}{k^2\omega}\int\limits_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{v}\frac{[\mathbf{kv}]^2\frac{\partial f_{0\sigma}(v)}{\partial v}}{\omega - \mathbf{kv} + i\nu_\sigma}, \tag{12}$$

$\omega_{p\sigma} = (4\pi e^2_\sigma n_{0\sigma}/m_\sigma)^{1/2}$, e_σ, m_σ, $n_{0\sigma}$, $f_{0\sigma}(v)$ — плазменная частота, заряд, масса, средняя плотность и невозмущенная функция распределения, которая в настоящей работе предполагается изотропной, для заряженных частиц сорта σ; ν_σ — эффективная частота столкновений заряженных частиц сорта σ с нейтралами; $\tilde{k} = \omega\tilde{\varepsilon}^{1/2}/c$; $\tilde{k}_z = (\tilde{k}^2 - k_\perp^2)^{1/2}$; $\operatorname{Im}\tilde{k}_z \geqslant 0$.

В термодинамическом равновесном случае $\tilde{P}^{Pl}_s(\omega, \tilde{T}, T) = 0$, следовательно, на единичную площадку граничной поверхности плазмы электромагнитное поле действует с той же силой, что и на произвольную единичную площадку в неограниченной прозрачной среде.

Отметим, что простое пренебрежение нулевыми колебаниями поля в области $z < 0$, как это делалось прежде, приводит к возникновению влияния неоднородности системы на спектральное распределение температурно независящей составляющей давления: при таком подходе величина $\tilde{P}_0(\omega)$ меняется на $[1 + 3\tilde{L}_P(\omega)] \cdot \tilde{P}_0(\omega)$.

В частном случае, когда второй средой является идеальный проводник, выражение (2) сводится к результату работы [6] для одностороннего давления флуктуационного электромагнитного поля в неограниченной системе. Вывод [6] о том, что наличие второй среды не изменяет давления флуктуационного электромагнитного поля, оказывается справедлив не только в частном случае идеального проводника, но и распространяется на весь частотный диапазон $\omega < \omega_{pe}/\varepsilon_0^{1/2}$, если область $z > 0$ заполнена холодной бесстолкновительной плазмой.

Интегральную величину одностороннего давления флуктуационного электромагнитного поля первой среды на единицу граничной поверхности также удобно представить в виде суммы парциальных давлений

$$\tilde{P}(\tilde{T}, T) = \int\limits_0^\infty d\omega \tilde{P}(\omega, \tilde{T}, T) \equiv \tilde{P}_0 + \tilde{P}^{Pl}(\tilde{T}, T), \tag{13}$$

определяемых соответственно нулевыми колебаниями поля $\tilde{P}_0$ и температурами контактирующих сред $\tilde{P}^{Pl}(\tilde{T}, T)$.

Неоднородная прозрачная среда

Если область $z > 0$ также заполнена прозрачной средой, имеющей диэлектрическую проницаемость $\varepsilon(\omega) \equiv \varepsilon$, то величина $\tilde{L}_P(\omega)$ зависит от частоты только через относительный показатель преломления $n = (\varepsilon/\tilde{\varepsilon})^{1/2}$

$$\tilde{L}_P(\omega) \to \tilde{L}_P(n) = \frac{1}{2\tilde{k}^3} \int\limits_0^K dk_\perp k_\perp \tilde{k}_z \Gamma(k_\perp, \omega), \tag{14}$$

где $K = \min(k, \tilde{k})$ — наименьшее значение из k и $\tilde{k}$, а в качестве величин $r_{p,s}(k_\perp, \omega)$ следует использовать известные отношения поверхностных импедансов двух диэлектрических сред для полей p- и s-поляризации

$$r_p(k_\perp, \omega) = -\frac{\tilde{\varepsilon}}{\varepsilon}\frac{k_z}{\tilde{k}_z}, \qquad r_s(k_\perp, \omega) = -\frac{\tilde{k}_z}{k_z}, \tag{15}$$

$k = \omega\varepsilon^{1/2}/c$, $k_z = (k^2 - k_\perp^2)^{1/2}$, $\operatorname{Im} k_z \geqslant 0$.

Аналогично тому, как в предыдущем разделе работы было найдено давление флуктуационного электромагнитного поля первой среды, рассчитывается и давление флуктуационного электромагнитного поля второй среды $P(\omega, T, \tilde{T})$ на граничную поверхность. Окончательные результаты представляются в виде

$$P(\omega, T, \tilde{T}) = P_0(\omega) + P^{Pl}(\omega, T, \tilde{T}), \qquad P(T, \tilde{T}) = P_0 + P^{Pl}(T, \tilde{T}), \tag{16}$$

где

$$P_0(\omega) = \varepsilon^{3/2} P_v(\omega), \qquad P^{Pl}(\omega, T, \tilde{T}) = P^{Pl}(\omega, T) + P_s^{Pl}(\omega, T, \tilde{T}),$$

$$P^{Pl}(\omega,T)=\frac{U^{Pl}(\omega,T)}{3}, \qquad U^{Pl}(\omega,T)=\varepsilon^{3/2}U_v^{Pl}(\omega,T),$$

$$P_s^{Pl}(\omega,T,\tilde{T})=\left[U^{Pl}(\omega,\tilde{T})-U^{Pl}(\omega,T)\right]L_P(n^{-1}),$$

$$L_P(n^{-1})=\frac{1}{2k^3}\int\limits_0^K dk_\perp k_\perp k_z\Gamma(k_\perp,\omega). \tag{17}$$

Поскольку односторонние давления $\tilde{P}(\tilde{T},T)$ и $P(T,\tilde{T})$ не уравновешивают друг друга, то на единичную площадку граничной поверхности между двумя прозрачными средами действует сила

$$\mathbf{F}(\tilde{T},T)=\mathbf{e}_z F(\tilde{T},T), \qquad F(\tilde{T},T)=F_0+F^{Pl}(\tilde{T},T), \tag{18}$$

где

$$F_0=\tilde{P}_0-P_0=\frac{\hbar}{6\pi^2c^3}\int\limits_0^\infty d\omega\omega^3\left(\tilde{\varepsilon}^{3/2}-\varepsilon^{3/2}\right), \tag{19}$$

$$F^{Pl}(\tilde{T},T)=\tilde{P}^{Pl}(\tilde{T},T)-P^{Pl}(T,\tilde{T})=\frac{\pi^2}{45\hbar^3c^3}\times$$

$$\times\left\{\left(\tilde{\varepsilon}^{3/2}\tilde{T}^4-\varepsilon^{3/2}T^4\right)+\left(T^4-\tilde{T}^4\right)\frac{3c^3}{2\omega^3}\cdot\int\limits_0^K dk_\perp k_\perp\left(\tilde{k}_z+k_z\right)\Gamma(k_\perp,\omega)\right\}, \tag{20}$$

$\mathbf{e}_z$ — единичный орт вдоль оси z.

Различие односторонних давлений $\tilde{P}_0$ и P_0, действующих сверху и снизу на граничную поверхность, приводит к возникновению не зависящей от температуры силы $\mathbf{F}_0$, обусловленной нулевыми колебаниями поля. Эта сила направлена в область среды с меньшим значением диэлектрической проницаемости. При пренебрежении частотной дисперсией сред ($\tilde{\varepsilon}$, ε постоянны) величина F_0 расходится как $\lim\limits_{\omega\to\infty}\omega^4$ за счет бесконечного значения верхнего предела в интеграле (19). Если учитывается частотная дисперсия сред и асимптотики величин $\tilde{\varepsilon}(\omega)$, $\varepsilon(\omega)$ можно представить в виде

$$\lim_{\omega\to\infty}\varepsilon(\omega)=1-\lim_{\omega\to\infty}\frac{\alpha}{\omega^m}, \qquad \lim_{\omega\to\infty}\tilde{\varepsilon}(\omega)=1-\lim_{\omega\to\infty}\frac{\tilde{\alpha}}{\omega^{\tilde{m}}}, \tag{21}$$

то расходимость F_0 устраняется только при $m, \tilde{m} > 4$. Меньшие значения $m, \tilde{m}$ (например, в приближении холодной плазмы $m = 2$) лишь понижают степень расходимости.

Возникновение данной расходимости связано с используемой моделью, для которой среда считается однородной вплоть до самой границы и которая скачком меняет свои свойства при переходе через нее. Вместе с тем между двумя средами всегда имеется переходной слой конечной толщины, обеспечивающий непрерывное изменение диэлектрических свойств среды. В приближении резкой границы переходной слой моделируется плоскостью, разделяющей две однородные среды, и сила (18) флуктуационного электромагнитного поля есть сила, действующая именно на эту плоскость. Если для полей, длины волн которых больше толщины переходного слоя, приближение резкой границы оправдано, то для полей с меньшей длиной волны следует использовать иную, более отвечающую реальной системе модель границы. В качестве простейшей модели, носящей исключительно оценочный характер, можно предложить модель, для которой граница является резкой, если длина волны больше толщины переходного слоя, и отсутствует в противоположном случае. Для данной модели верхний предел в интеграле (19) конечен и значение его $\omega_{\max}$ выбирается из учета свойств контактирующих сред. Например, для газовой системы ($z < 0$), ограниченной при $z = 0$ непроницаемой поверхностью, величина $\lambda_{\min}$ ($\lambda_{\min} = 2\pi c/\omega_{\max}$) должна быть по крайней мере больше нескольких постоянных решетки стенки.

В равновесном случае второе слагаемое в выражении (20) отсутствует

$$F^{Pl}(T,T) \equiv F^{Pl}(T) = \frac{\pi^2 T^4}{45\hbar^3 c^3}\left(\tilde{\varepsilon}^{3/2} - \varepsilon^{3/2}\right) \tag{22}$$

и сила $\mathbf{F}^{Pl}(T)$, так же как и сила $\mathbf{F}_0$, направлена в среду с меньшей диэлектрической проницаемостью. Таким образом, в случае термодинамически равновесной системы полная пондеромоторная сила $\mathbf{F}(T)$ определяется суперпозицией одинаково направленных сил $\mathbf{F}_0$ и $\mathbf{F}^{Pl}(T)$. Если при расчете F_0 полагать величины $\tilde{\varepsilon}$, ε постоянными, то отношение данных сил составляет

$$\frac{F_0}{F^{Pl}(T)} \simeq 30\left(\frac{\lambda_T}{\lambda_{\min}}\right)^4, \tag{23}$$

где $\lambda_T = c\hbar/T$.

Выражение (23) позволяет оценить в рамках данного приближения условие, когда вклад силы $\mathbf{F}_0$ в пондеромоторную силу становится существенным (естественно, в дальнейшем выражение (23) должно быть скорректировано с учетом частотной дисперсии сред). Например, при комнатной температуре ($T = 20°$ C) $\lambda_T \simeq 7.8 \cdot 10^{-4}$ см, и представляется возможным выполнение условия $F_0 \gg F^{Pl}(T)$, когда пондеромоторная сила определяется главным образом величиной F_0. Это позволяет при измерениях выделить в явном виде пондеромоторную силу F_0, связанную с нулевыми колебаниями поля.

Авторы выражают глубокую благодарность С.М.Рытову за обсуждение работы и ценные замечания.

Список литературы

[1] *Шафранов В.Д.* // Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А.Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. Вып. 3. С. 3–140.
[2] *Ситенко А.Г.* Электромагнитные флуктуации в плазме. Харьков, 1965. 184 с.
[3] *Климонтович Ю.Л.* Кинетическая теория неидеального газа и неидеальной плазмы. М.: Наука, 1975. 372 с.
[4] *Климонтович Ю.Л.* Кинетическая теория электромагнитных процессов. М.: Наука, 1980. 376 с.

[5] *Рытов С.М.* Теория электрических флуктуаций и теплового излучения. М.: Изд-во АН СССР, 1953. 232 с.
[6] *Левин М.Л., Рытов С.М.* Теория равновесных флуктуаций в электродинамике. М.: Наука, 1967. 308 с.
[7] *Якименко И.П.* // Проблемы теории плазмы. Киев: Наукова думка, 1976. С. 80–96.
[8] *Климонтович Ю.Л., Вильхельмссон Х., Якименко И.П., Загородний А.Г.* Статистическая теория плазменно-молекулярных систем. М., 1980. 224 с.
[9] *Усенко А.С., Якименко И.П.* // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. Вып. 21. С. 1308–1311.
[10] *Загородний А.Г., Якименко И.П.* // Физика многочастичных систем. Киев: Наукова думка, 1982. Вып. 1. С. 72–89.
[11] *Загородний А.Г., Усенко А.С., Якименко И.П.* Препринт Института теор. физики. № 91-71Р. Киев, 1991.
[12] *Загородний А.Г., Усенко А.С., Якименко И.П.* Препринт Института теор. физики. № 91-75Р. Киев, 1991.
[13] *Usenko A.S., Yakimenko I.P., Zagorodny A.G.* // Contributed Papers of Workshop on Turbulence and Nonlinear Processes in Plasmas / Ed by A.G. Sitenko. 1992. P. 134–137.
[14] *Загородний А.Г., Усенко А.С., Якименко И.П.* Препринт Института теор. физики. № 92-37Р. Киев, 1991.
[15] *Силин В.П., Рухадзе А.А.* Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. М.: Госатомиздат, 1961. 244 с.
[16] *Ишимару С.* Основные принципы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1975. 288 с.

Институт
теоретической физики им.М.М.Боголюбова
Киев

Поступило в Редакцию
6 мая 1993 г.
