

УДК 535.14

Термодинамика квантованного электромагнитного поля в поглощающих средах

Б. А. Векленко

Институт высоких температур РАН, Москва, Россия

Рассмотрен термодинамический потенциал Гиббса квантованного электромагнитного поля в поглощающих средах, который вследствие некогерентного характера процессов вынужденного излучения не может быть представлен в терминах стандартного показателя преломления сред с мнимой компонентой. В полной мере это относится к энтропии электромагнитного поля, теплоемкости, уравнению состояния, а также к стационарным поперечным силам. В теории возникает так называемый причинный показатель преломления, отличающийся от стандартного показателя преломления своими аналитическими свойствами. Условие идеальности фотонного газа в диссипативных средах нельзя определить без использования причинного показателя преломления.

Вопрос о свойствах квантованного электромагнитного поля в поглощающих средах имеет давнюю историю: он возник сразу после появления распределения Планка. Обобщение распределения Планка на прозрачные среды достаточно тривиально. Неудачные попытки обобщения этого распределения на поглощающие среды предпринимались неоднократно. Здесь можно упомянуть формулы Лауэ и Фрагштайна, которые рассмотрены в работе [1]. В такой задаче возникают качественно новые проблемы нефизического плана. Поскольку все явления природы допускают описание на основе гамильтонова формализма, то, строго говоря, поглощающих (диссипативных) сред не существует. Введение конечной мнимой составляющей в зависящую от частоты диэлектрическую проницаемость всегда связано с использованием тех или иных приближений. Каким образом такие приближения проявляют себя в распределении Планка? Само по себе введение конечной мнимой составляющей в диэлектрическую проницаемость ставит вопрос о поглощении средой (диссипации) флуктуаций электромагнитного поля. Но коль скоро в состоянии термодинамического равновесия флуктуации поля от времени зависеть не могут, то в такой приближенной теории возникает вопрос о виртуальных источниках флуктуаций, т. е. о корреляторе искусственно вводимых виртуальных токов $j^V(r, t)$. Именно на этом пути осуществил половинчатое решение проблемы С. М. Рытов [2] в 1952 г., предложив формулу

$$\langle j^V(r, t) j^{V'}(r', t) \rangle \propto \delta_{VV'} \delta(r - r'), \quad (1)$$

обобщающую результат его предыдущей в соавторстве с М. А. Леонтовичем работы [3] по исследованию дифференциальной записи флуктуационной формулы Найквиста [4].

Кoeffициент пропорциональности в (1) универсален и может быть найден путем сопоставления итогов решения некоторой модельной задачи с заранее известным ответом. Локальный характер формулы (1) позволяет рассчитывать флуктуационное равновесное электромагнитное поле для сред любой конфигурации. Для коррелятора напряженностей $E^V(r, t)$ — электромагнитного поля в однородной поглощающей среде в [5] была получена формула

$$\langle E^V E^{V'} \rangle_{k\omega} = i \left(\delta_{VV'} - \frac{k^V k^{V'}}{k^2} \right) \frac{\hbar \omega^2 e^{\frac{\hbar \omega}{T}}}{e^{\frac{\hbar \omega}{T}} - 1} \times \left(\frac{1}{\omega^2 \varepsilon(\omega) - c^2 k^2} - \frac{1}{\omega^2 \varepsilon^*(\omega) - c^2 k^2} \right), \quad (2)$$

используемая и в настоящее время в монографиях [6, 7] и научной литературе [8]. В формуле (2) через $\varepsilon(\omega)$ обозначена комплексная диэлектрическая проницаемость среды

$$\langle E^V E^{V'} \rangle_{k\omega} = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ik(r-r') + i\omega(t-t')} \langle E^V(r, t) E^{V'}(r', t') \rangle d(r-r') d(t-t').$$

Для простоты изложения электромагнитное поле считается поперечным. На основе равенства (1) Е. М. Лифшицем [9] была построена теория, обобщающая для диэлектрических сред теорию сил Казимира [10]. Теория Лифшица нашла, казалось

бы, свое подтверждение в методе квантовых функций Грина [11]. Кроме того, формула (2), как показано в работе [6], следует из флуктуационно-диссипационной теоремы (ФДТ) Каллена-Вельтона [12]. Вместе с тем несмотря на столь серьезное обоснование результатов, следующих из (1), возникает ряд недоуменных вопросов. Прежде всего правая часть формулы (1) предполагает точное знание координаты токов, левая часть — предполагает точное знание импульсов электронов, обуславливающих эти токи. Налицо нарушение соотношения неопределенностей Гейзенберга.

Таким образом, все следствия формулы (1) должны ограничиваться областью классической физики и не могут претендовать на квантовое обобщение. Но силы Казимира по своей природе принципиально квантовые, и теория Лифшица "повисает" в воздухе. Действительно, результаты работ последних лет для возбужденных сред [13—15] противоречат выводам этой теории.

Обоснование формулы (2) с помощью безусловно точной ФДТ оказывается также уязвимым, так как ФДТ доказывается для гамильтоновых систем, в которых отсутствуют диссипативные процессы. По этой причине само название ФДТ неудачно. Вопрос о том, как поведет себя ФДТ, связывающая корреляционную функцию системы с гриновскими функциями [16], в условиях диссипативных систем очень неясен. Есть веские основания полагать, что ФДТ неустойчива по отношению к аппроксимациям, содержащим диссипативные параметры. На это обстоятельство впервые обратил внимание Ю. Л. Климонтович [17], проводились и другие исследования, например в работах [18, 19].

Существуют и другие основания считать, что описание флуктуаций квантованного электромагнитного поля в средах посредством стандартной диэлектрической проницаемости с конечной мнимой компонентой оказывается несостоятельным. Диэлектрическая проницаемость представляет собой атрибут классической физики, связывающий напряженность электрического поля \mathbf{E} с вектором смещения \mathbf{D} согласно равенству $\mathbf{D} = \epsilon\mathbf{E}$. Но в условиях термодинамического равновесия средние $\langle \mathbf{E} \rangle$ и $\langle \mathbf{D} \rangle$ обращаются в ноль, и приведенное определение теряет смысл. Ввести комплексную диэлектрическую проницаемость $\epsilon(\omega)$ в гейзенберговскую систему уравнений квантовой электродинамики не представляется возможным по причине нарушения основополагающих коммутационных соотношений квантовой теории. Можно попытаться определить $\epsilon(\omega)$ с помощью метода квантовых функций Грина [11, 20]. Но для вывода замкнутых уравнений в этом методе насильственно разрывают квантовые корреляторы фотон-фотон, что вле-

чет за собой неконтролируемые погрешности, а иногда и качественно неверные результаты. Надо иметь в виду, что введение диэлектрической проницаемости в систему уравнений классической электродинамики позволяет исключить из этой системы динамические переменные среды. Возникшая замкнутая система уравнений относительно амплитуд электромагнитного поля призвана описывать зависимость в некотором смысле усредненных амплитуд от времени и координат. К описанию флуктуаций диэлектрическая проницаемость $\epsilon(\omega)$, таким образом, отношения не имеет. Почему же согласно (2) на $\epsilon(\omega)$ налагается эта дополнительная нагрузка? Диэлектрическая проницаемость $\epsilon(\omega)$ способна описывать флуктуации лишь в том случае, если динамика флуктуаций совпадает с динамикой основных сигналов электромагнитного поля. В приближении классической физики это действительно так.

В квантовом случае математическое ожидание матрицы плотности описывает эволюцию сигнала, а ее дисперсия описывает флуктуации. Между математическим ожиданием и дисперсией в общем случае никакой связи нет, что указывает на отсутствие в квантовой теории флуктуаций электромагнитного поля места для $\epsilon(\omega)$. Для описания квантовых флуктуаций нужна иная специфическая функция частоты, назовем ее другим причинным [18, 21] показателем преломления сред.

Для уточнения проблем, возникающих при построении теории на основе "физических соображений", необходимо исходя из фундаментальных принципов построить непротиворечивую квантовую термодинамику электромагнитного поля для однородных поглощающих сред.

Мы используем метод Г-операторов [22, 23], обладающий рядом преимуществ. Прежде всего в этом методе квантовые функции Грина, сохранив свои известные достоинства, связанные с суммированием диаграмм Фейнмана, позволяют избежать разрыва квантовых корреляторов фотон-фотон. Это дает возможность правильного описания процессов вынужденного излучения в средах. Процессы вынужденного излучения, изменяющие внутреннее квантовое состояние атома или молекулы, в квантовом смысле некогерентны [24, 25]. Между процессами вынужденного излучения и процессами упругого рассеяния фотонов интерференционных явлений, вопреки предсказаниям классической теории, не возникает [25], что не может не сказаться на результатах.

С другой стороны, метод Г-операторов обладает техническими достоинствами. В стандартной теории квантовых функций Грина для термодинамического потенциала Ω возникает технически не суммируемый ряд [11]. Производные от Ω по не-

которым параметрам могут быть выражены через гринавские функции, допускающие операцию суммирования диаграмм [11, 26]. Но возникает вопрос об обратном интегрировании по этим параметрам, и вновь дает о себе знать проблема разрыва корреляторов фотон-фотон. В Г-технике этих проблем нет. Итоговые выражения для Ω оказываются простыми, что помогает избежать излишних аппроксимаций и упрощает анализ.

Исследуемый гамильтониан

В качестве модели рассмотрим поперечное электромагнитное поле, находящееся в состоянии термодинамического равновесия и взаимодействующее с атомным газом. Пусть гамильтониан системы \hat{H} в системе единиц $\hbar = c = 1$ имеет вид

$$\hat{H} = \hat{H}^0 + \hat{H}^{\text{int}}, \quad \hat{H}^0 = \hat{H}_a + \hat{H}_{ph}, \quad \hat{H}_{ph} = \sum_{\mathbf{k}\lambda} \hat{H}_{\mathbf{k}\lambda},$$

$$\hat{H}_{\mathbf{k}\lambda} = k \left(\hat{\alpha}_{\mathbf{k}\lambda}^+ \hat{\alpha}_{\mathbf{k}\lambda} + \frac{1}{2} \right), \quad \hat{H}_a = \sum_{i\mathbf{p}} \varepsilon_i(\mathbf{p}) \hat{\beta}_{i\mathbf{p}}^+ \hat{\beta}_{i\mathbf{p}},$$

$$\varepsilon_i(\mathbf{p}) = \varepsilon_i + p^2 / 2M,$$

где \hat{H}_a и \hat{H}_{ph} — гамильтонианы свободного атомного газа и свободного электромагнитного поля, соответственно;

$\hat{\alpha}_{\mathbf{k}\lambda}$ и $\hat{\alpha}_{\mathbf{k}\lambda}^+$ — операторы уничтожения и рождения квантов в состоянии (\mathbf{k}, λ) , соответственно;

\mathbf{k} — волновой вектор фотона;

Вспользуемся калибровкой с нулевым скалярным потенциалом [11]. Предположим, что среда заполнена атомарным газом, причем атомы в целях простоты обладают одним валентным электроном, ε_i — внутренняя энергия атома, M — его масса, \mathbf{p} — импульс атома. Будем считать, что взаимодействие электромагнитного поля с атомами носит квазирезонансный характер, и опустим в гамильтониане взаимодействия член с $\hat{\mathbf{A}}^2(\mathbf{r})$, тогда

$$\hat{H}^{\text{int}} = -\frac{e}{m} \int \hat{\psi}^+(\mathbf{r}, \mathbf{R}) \hat{p}^V \hat{A}^V(\mathbf{r}) \hat{\psi}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) d\mathbf{r} d\mathbf{R}.$$

Здесь

$$\hat{\psi}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \sum_{j\mathbf{p}} \psi_j(\mathbf{r} - \mathbf{R}) \frac{e^{i\mathbf{p}\mathbf{R}}}{\sqrt{V}} \hat{b}_{j\mathbf{p}};$$

$$\hat{A}^V(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{k}\lambda} \frac{e_{\mathbf{k}\lambda}}{\sqrt{2kV}} \left(\hat{\alpha}_{\mathbf{k}\lambda} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} + \hat{\alpha}_{\mathbf{k}\lambda}^+ e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} \right);$$

$$\hat{p}^V = -i\nabla^V,$$

где $e_{\mathbf{k}}^\lambda$ — единичный вектор фотона линейной поляризации ($\lambda = 1, 2$);

Ψ_j — волновая функция электрона в атоме;
 e и m — заряд и масса электрона, соответственно;

\mathbf{r} и \mathbf{R} — координаты валентного электрона и атомного остатка, соответственно;

$\hat{\beta}_{j\mathbf{p}}$ и $\hat{\beta}_{j\mathbf{p}}^+$ — операторы, описывающие рождение и уничтожение атомов в состояниях (j, \mathbf{p}) , соответственно;

V — объем квантования.

Для разреженных (температурно-невырожденных) газов можно считать, что операторы $\hat{\beta}_{j\mathbf{p}}$ и $\hat{\beta}_{j\mathbf{p}}^+$ подчиняются перестановочным соотношениям полей Бозе-Эйнштейна. Под повторяющимся индексом подразумевается суммирование.

Метод Г-операторов

Этот метод изложен в работе [23], поэтому напомним определения и свойства, непосредственно используемые в дальнейшем. Введем функции

$$\Phi^0(\mathbf{N}|\zeta) = \prod_{\mathbf{k}\lambda} \varphi(N_{\mathbf{k}\lambda}|\zeta_{\mathbf{k}\lambda}),$$

описывающие в представлении вторичного квантования свободное электромагнитное поле в конфигурации, определяемой вектором $\mathbf{N} = \dots, N_{\mathbf{k}\lambda}, \dots$, где $N_{\mathbf{k}\lambda}$ — числа заполнения мод (\mathbf{k}, λ) . Вектор ζ определяется компонентами $\zeta = \dots, \zeta_{\mathbf{k}\lambda}, \dots$, $\varphi(N|\zeta)$ — волновые функции квантового осциллятора.

Пусть операторы $\hat{A}^+(\mathbf{N})$ и $\hat{A}(\mathbf{N})$, действующие в некотором вспомогательном Г-пространстве, порождают и уничтожают состояние электромагнитного поля, описываемое вектором \mathbf{N} . Физические состояния в этом пространстве строятся на векторах состояний $\hat{A}^+(\mathbf{N})|>_{\Gamma}^0$, где $|>_{\Gamma}^0$ — вакуумный базисный вектор в Г-пространстве.

Состояния $\hat{A}^+(\mathbf{N}) \hat{A}^+(\mathbf{N})|>_{\Gamma}^0$ в физических задачах не возникают. С помощью унитарного оператора

$$\hat{O} = \hat{\Phi}^+(\zeta)|>_{\Gamma}^0, \quad \hat{\Phi}(\zeta) = \sum_{\mathbf{N}} \hat{A}(\mathbf{N}) \Phi^0(\mathbf{N}|\zeta),$$

$$\left[\hat{A}(\mathbf{N}); \hat{A}^+(\mathbf{N}') \right] = \delta_{\mathbf{N}\mathbf{N}'}$$

весь формализм квантовой электродинамики из стандартного пространства чисел заполнения можно перевести в Г-пространство. Очевидно, что

при действии на любое физическое состояние $\langle \cdot \rangle_\Gamma$, составленное из векторов $\hat{A}^+(\mathbf{N}) \rangle_\Gamma^0$, оказывается, что

$$\langle \hat{\Phi}^+(\zeta) \hat{\Phi}(\zeta') \rangle_\Gamma = \delta(\zeta, \zeta'). \quad (3)$$

В Γ -пространстве гамильтониан системы выглядит следующим образом [23]:

$$\begin{aligned} \hat{H}^0 &= \hat{H}_a + \sum_{\mathbf{N}} \varepsilon(\mathbf{N}) \hat{A}^+(\mathbf{N}) \hat{A}(\mathbf{N}); \\ \hat{H}^{\text{int}} &= -\frac{e}{m} \int \hat{\Phi}^+ \hat{\psi}^+ \hat{p}^v \hat{A}^v(\mathbf{r}) \hat{\psi} \hat{\Phi} d\mathbf{R} d\mathbf{r} d\zeta; \\ \varepsilon(\mathbf{N}) &= \sum_{\mathbf{k}\lambda} k \left(N_{\mathbf{k}\lambda} + \frac{1}{2} \right), \quad d\zeta = \prod_{\mathbf{k}\lambda} d\zeta_{\mathbf{k}\lambda}. \end{aligned}$$

Для операторов рождения и уничтожения фотонов удобно иметь в виду представление

$$\hat{\alpha}_{\mathbf{k}\lambda}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\zeta_{\mathbf{k}\lambda} - \frac{\partial}{\partial \zeta_{\mathbf{k}\lambda}} \right); \quad \hat{\alpha}_{\mathbf{k}\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\zeta_{\mathbf{k}\lambda} + \frac{\partial}{\partial \zeta_{\mathbf{k}\lambda}} \right).$$

Метод Мацубары. Функции Грина

Вспользуемся в Γ -представлении методом Мацубары [20], в представлении Гейзенберга—Мацубары согласно определению имеем

$$\begin{aligned} \check{\Phi}(\zeta, \tau) &= e^{(\hat{H} - \mu \hat{N})\tau} \hat{\Phi}(\zeta) e^{-(\hat{H} - \mu \hat{N})\tau}; \\ \check{\Phi}(\zeta, \tau) &= e^{(\hat{H} - \mu \hat{N})\tau} \hat{\Phi}^+(\zeta) e^{-(\hat{H} - \mu \hat{N})\tau}, \end{aligned}$$

где \hat{N} — оператор числа атомов газа;
 μ — химический потенциал.

В представлении взаимодействия Мацубары имеем

$$\begin{aligned} \hat{\Phi}(\zeta, \tau) &= e^{(\hat{H}^0 - \mu \hat{N})\tau} \hat{\Phi}(\zeta) e^{-(\hat{H}^0 - \mu \hat{N})\tau}; \\ \hat{\Phi}(\zeta, \tau) &= e^{(\hat{H}^0 - \mu \hat{N})\tau} \hat{\Phi}^+(\zeta) e^{-(\hat{H}^0 - \mu \hat{N})\tau}. \end{aligned}$$

Будучи выписанными в явной форме, эти операторы имеют вид

$$\begin{aligned} \hat{\Phi}(\zeta, \tau) &= \sum_{\mathbf{N}} \hat{A}(\mathbf{N}) e^{-\varepsilon(\mathbf{N})\tau} \Phi^0(\mathbf{N}|\zeta); \\ \hat{\Phi}(\zeta, \tau) &= \sum_{\mathbf{N}} \hat{A}^+(\mathbf{N}) e^{\varepsilon(\mathbf{N})\tau} \Phi^0(\mathbf{N}|\zeta). \end{aligned}$$

Обычным способом [11] доказано, что

$$\begin{aligned} e^{-(\hat{H} - \mu \hat{N})\tau} &= e^{-(\hat{H}^0 - \mu \hat{N})\tau} \hat{S}(\tau); \\ e^{(\hat{H} - \mu \hat{N})\tau} &= \hat{S}^{-1}(\tau) e^{(\hat{H}^0 - \mu \hat{N})\tau}, \end{aligned}$$

где

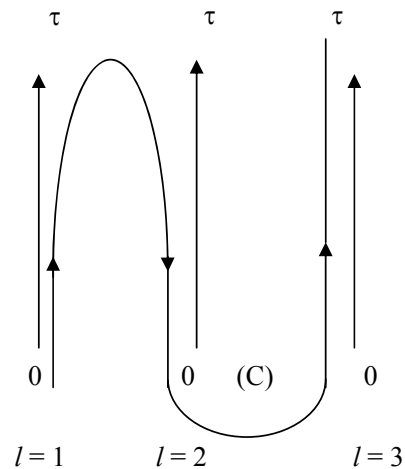
$$\begin{aligned} \hat{S}(\tau) &= \hat{T}_\tau \exp \left(-\int_0^\tau \hat{H}^{\text{int}}(\tau') d\tau' \right); \\ \hat{S}^{-1}(\tau') &= \hat{T}_\tau \exp \left(-\int_{\tau'}^0 \hat{H}^{\text{int}}(\tau'') d\tau'' \right); \\ \hat{S}(\tau) \hat{S}^{-1}(\tau') &= \hat{S}(\tau, \tau'); \end{aligned}$$

\hat{T}_τ — стандартный хронологический оператор по переменной τ .

В Γ -пространстве функции Грина согласно определению вводятся

$$D_{ll'}(\zeta, \tau, \zeta', \tau') = -Sp \hat{T}_c e^{-\frac{\hat{H} - \mu \hat{N} - \Omega}{T}} \check{\Phi}_l(\zeta, \tau) \check{\Phi}_{l'}(\zeta', \tau'),$$

где Ω — термодинамический потенциал системы;
 \hat{T}_c — хронологический по τ оператор, действующий вдоль линии (C), изображенной на рисунке.



Хронологический по τ оператор

Эта линия обобщает хронологический контур, использованный в работе [27]. Индекс l у операторов $\check{\Phi}_l(\zeta, \tau)$ и $\hat{H}_l^{\text{int}}(\zeta, \tau)$ означает принадлежность аргумента τ той или иной ветви линии (C). Техника Γ -операторов открывает возможность построения метода функций Грина не на основе квантовых средних [11], для которых принципиально замкнутых уравнений не существует, а на основе функций распределения. На языке квантованного поля "обрастанию" вследствие взаимодействия подвергается не распределение Планка, а распределение Гиббса, для которого распределение

Планка представляет собой лишь первый момент. Проблема вывода замкнутых уравнений при таком подходе значительно облегчается [23]. Согласно (3) находим, что

$$\int D_{13}(\zeta, \tau, \zeta, \tau) d\zeta = -1. \quad (4)$$

Переход к операторам в представлении взаимодействия осуществляется обычным образом [11]. Теперь

$$D_{ll'}(\zeta, \tau, \zeta', \tau') = -e^{-\frac{\Omega - \Omega^0}{T}} Sp \hat{T}_c e^{-\frac{\hat{H}^0 - \mu \hat{N} - \Omega^0}{T}} \times \hat{\Phi}_l(\zeta, \tau) \hat{\Phi}_{l'}(\zeta', \tau') \hat{S}_c \left(\frac{1}{T} \right); \quad (5)$$

$$\frac{1}{T} > \tau, \tau',$$

причем

$$\hat{S}_c(\tau) = \hat{T}_\tau \exp \left(- \int_0^\tau \hat{H}^{\text{int}}(\tau') d\tau' \right) = \hat{T}_c \exp \left(- \sum_{l=1,2,3} (-1)^{l+1} \int_0^\tau \hat{H}_l^{\text{int}}(\tau') d\tau' \right),$$

$$\Omega^0 = \Omega_a + \Omega_{ph}^0 + W^0.$$

Далее Ω_a обозначает термодинамический потенциал свободных атомов, термодинамический потенциал Ω_{ph}^0 электромагнитного поля в вакууме определяется следующей формулой [28]:

$$\Omega_{ph}^0 = T \sum_{\mathbf{k}\lambda} \ln \left(1 - e^{-\frac{k}{T}} \right) = \frac{TV}{\pi^2} \int_0^\infty k^2 \ln \left(1 - e^{-\frac{k}{T}} \right) dk.$$

Что касается $W^0 = \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}\lambda} k = \frac{V}{2\pi^2} \int_0^m k^3 dk$, то эта величина представляет собой вакуумное слагаемое, следующее из гамильтониана \hat{H}_{ph} , которое обычно опускают [28]. Тем не менее очевиден вклад этого слагаемого в термодинамический потенциал и, в частности, в величину давления фотонного газа.

Вакуумное слагаемое W^0 представляется расходящимся интегралом, верхний предел которого в нерелятивистской теории можно ограничить массой электрона, имея в виду процессы распада фотонов при релятивистских энергиях.

Функции Грина свободных полей

Пусть, согласно определению имеем

$$Spe \frac{\hat{H}^0 - \mu \hat{N} - \Omega^0}{T} (\hat{T}_c - \hat{N}_c) \hat{\Phi}_l(\zeta, \tau) \hat{\Phi}_{l'}(\zeta', \tau') = -\Delta_{ll'}^0(\zeta, \tau, \zeta', \tau'),$$

где \hat{N}_c — символ нормального распределения операторов.

Вместо ζ -представления иногда удобно пользоваться \mathbf{N} -представлением. Связь между представлениями осуществляется по формуле

$$\Delta_{ll'}^0(\zeta, \tau, \zeta', \tau') = \sum_{\mathbf{N}\mathbf{N}'} \Delta_{ll'}^0(\mathbf{N}, \tau, \mathbf{N}', \tau') \Phi^0(\mathbf{N}|\zeta) \Phi^0(\mathbf{N}'|\zeta').$$

Теперь

$$D_{ll'}^0 = \Delta_{ll'}^0 - \rho_{ll'}^0,$$

где

$$\rho_{ll'}^0(\mathbf{N}, \tau, \mathbf{N}', \tau') = \delta_{\mathbf{N}\mathbf{N}'} Spe \frac{\hat{H}^0 - \mu \hat{N} - \Omega^0}{T} \hat{A}(\mathbf{N}', \tau') \hat{A}(\mathbf{N}, \tau) = \delta_{\mathbf{N}\mathbf{N}'} \rho^0(\mathbf{N}) e^{-\varepsilon(\mathbf{N})(\tau - \tau')};$$

$$\rho^0(\mathbf{N}) = Spe \frac{\hat{H}^0 - \mu \hat{N} - \Omega^0}{T} \hat{A}^+(\mathbf{N}) \hat{A}(\mathbf{N}) = e^{-\frac{\varepsilon(\mathbf{N}) - \Omega_{ph}^0 - W^0}{T}}.$$

Нетрудно видеть, что

$$\Delta_{ll'}^0(\mathbf{N}, \tau, \mathbf{N}'\tau') = \delta_{\mathbf{N}\mathbf{N}'} \Delta_{ll'}^0(\mathbf{N}, \tau - \tau'),$$

причем

$$\Delta_{11}^0(\mathbf{N}, \tau - \tau') = \Delta_{33}^0(\mathbf{N}, \tau - \tau') = \Delta_r^0(\mathbf{N}, \tau - \tau') = -e^{-\varepsilon(\mathbf{N})(\tau - \tau')} \vartheta(\tau - \tau'); \quad (6)$$

$$\Delta_{22}^0(\mathbf{N}, \tau - \tau') = -\Delta_a^0(\mathbf{N}, \tau - \tau') = -e^{-\varepsilon(\mathbf{N})(\tau - \tau')} \vartheta(\tau' - \tau). \quad (7)$$

Из-за наличия ступенчатой $\vartheta(\tau - \tau')$ функции $\Delta_{r,a}$ можно назвать "опережающим" и "запаздывающим" пропагатором. Заметим, что

$$\rho_{ll'}^0(\mathbf{N}, \tau - \tau') = -\Delta_r^0 \left(\mathbf{N}, \frac{1}{T} + \tau - \tau' \right) e^{-\frac{\Omega_{ph}^0 + W^0}{T}}. \quad (8)$$

Функции Грина атомного газа определяются аналогично

$$G_{ll'}(X, X') = -e^{-\frac{\Omega - \Omega_{ph}^0}{T}} Spe \frac{\hat{H}^0 - \mu \hat{N} - \Omega_{ph}^0}{T} \times \hat{T}_c \hat{\Psi}_l(X) \hat{\Psi}_{l'}(X') \hat{S}_c \left(\frac{1}{T} \right);$$

$$X = \{\mathbf{r}, \mathbf{R}, \tau\}.$$

Для свободных атомных полей [23]

$$G_{12}(X, X') = -\frac{1}{V} \sum_{i\mathbf{p}} \psi_i(\mathbf{r} - \mathbf{R}) \psi_i^*(\mathbf{r}' - \mathbf{R}') \times \\ \times e^{i\mathbf{p}(\mathbf{R} - \mathbf{R}') - \varepsilon_i(p)(\tau - \tau')} N_i(\mathbf{p}); \quad (9)$$

$$G_{21}(X, X') = -\frac{1}{V} \sum_{i\mathbf{p}} \psi_i(\mathbf{r} - \mathbf{R}) \psi_i^*(\mathbf{r}' - \mathbf{R}') \times \\ \times e^{i\mathbf{p}(\mathbf{R} - \mathbf{R}') - \varepsilon_i(p)(\tau - \tau')} (1 + N_i(\mathbf{p})), \quad N_i(\mathbf{p}) \ll 1, \quad (10)$$

$$N_i(\mathbf{p}) = Sp e^{-\frac{\hat{H}^0 - \mu \hat{N} - \Omega^0}{T}} \hat{\beta}_{i\mathbf{p}}^+ \hat{\beta}_{i\mathbf{p}}, \\ G_{11} = G_{21} \vartheta(\tau - \tau') + G_{12} \vartheta(\tau' - \tau).$$

Второй порядок теории возмущений

Раскрываем $D_{II'}$ в (5) согласно стандартным правилам. Усреднение в (5) осуществляется по начальному состоянию до включения взаимодействия поля со средой. Будем считать, что атомный ансамбль до взаимодействия с излучением обладал свойствами гауссова распределения. Это позволяет при упрощениях среднего произведения операторов использовать термодинамический вариант теоремы Вика [11]. Упрощение произведе-

ний операторов $\hat{\Phi}$ и $\hat{\Phi}$ может быть выполнено точно [23], опираясь на алгебраический вариант теоремы Вика [29] и тот очевидный факт, что в технике Γ -операторов из-за специфических свойств базисных функций оказывается, что $(\hat{\Phi})^i >_{\Gamma} 0$ при $i > 1$. Такое тождество следует из полноты базиса $\hat{A}^+(\mathbf{N}) >_{\Gamma}^0$ для физических состояний и обуславливает собой линейную зависимость фейнмановских членов ряда от нормального произведения операторов $\hat{A}^+(\mathbf{N}) \hat{A}(\mathbf{N})$. Именно это обстоятельство при выводе замкнутых уравнений позволяет избежать разрыва корреляторов фотон-фотон. Теперь во втором порядке теории возмущений из (5) получим

$$e^{-\frac{\Omega - \Omega^0}{T}} D_{II'} = \Delta_{II'} - \rho_{II'}, \quad (11)$$

где

$$\Delta_{II'} = \Delta_{II'}^0 + \Delta_{II_1}^0 (-1)^{l_1+1} \bar{P}_{l_1 l_2} \Delta_{l_2 l'}^0, \quad (12)$$

$$\rho_{II'} = \rho_{II'}^0 + \rho_{II_1}^0 (-1)^{l_1+1} \bar{P}_{l_1 l_2} \Delta_{l_2 l'}^0 + \Delta_{II_1}^0 (-1)^{l_1+1} \times \\ \times \bar{P}_{l_1 l_2}^{(\rho)} \Delta_{l_2 l'}^0 + \Delta_{II_1}^0 (-1)^{l_1+1} P_{l_1 l_2} \rho_{l_2 l'}^0; \quad (13)$$

$$\bar{P}_{l_1 l_2} = \left(\frac{e}{m}\right)^2 \int \hat{p}^{v_1} G_{l_1 l_2}(X_1, X_2) \hat{p}^{v_2} G_{l_2 l_1}(X_2, X_1) \times \\ \times \hat{A}^{v_1}(\mathbf{r}_1) \Delta_{l_1 l_2}^0 \hat{A}^{v_2}(\mathbf{r}_2) (-1)^{l_2+1} d\mathbf{r}_1 d\mathbf{R}_1 d\mathbf{r}_2 d\mathbf{R}_2; \quad (14)$$

$$\bar{P}_{l_1 l_2}^{(\rho)} = \left(\frac{e}{m}\right)^2 \int \hat{p}^{v_1} G_{l_1 l_2}(X_1, X_2) \hat{p}^{v_2} G_{l_2 l_1}(X_2, X_1) \hat{A}^{v_1}(\mathbf{r}_1) \rho_{l_1 l_2}^0 \times \\ \times \hat{A}^{v_2}(\mathbf{r}_2) (-1)^{l_2+1} d\mathbf{r}_1 d\mathbf{R}_1 d\mathbf{r}_2 d\mathbf{R}_2.$$

Важно отметить, что взаимодействие квантованного поля со средой описывается двумя [22] поляризационными операторами $\bar{P}_{l_1 l_2}$ и $\bar{P}_{l_1 l_2}^{(\rho)}$, а не одним, как в классической физике, связанным с поляризуемостью среды. По этой причине квантовую оптику в среде построить с помощью одной (стандартной) диэлектрической проницаемости нельзя. Ниже нам понадобится поляризационный оператор

$$\bar{P}_{11}(\mathbf{N}, \tau, \mathbf{N}', \tau') = \bar{P}_r(\mathbf{N}, \tau, \mathbf{N}', \tau') = \\ = \delta_{\mathbf{N}\mathbf{N}'} \bar{P}_r(\mathbf{N}, \tau - \tau') \propto \vartheta(\tau - \tau').$$

Ограничение $\tau, \tau' < 1/T$, как показывают дальнейшие расчеты, можно опустить. В методе Γ -операторов, таким образом, удастся исключить дискретные частоты [11], что является еще одним его несомненным достоинством.

Подставляя (6), (9), (10) в (14), после преобразования Лапласа

$$\bar{P}_r(\mathbf{N}, s) = \int_0^{\infty} e^{-s(\tau - \tau')} \bar{P}_r(\mathbf{N}, \tau - \tau') d(\tau - \tau')$$

находим

$$\bar{P}_r(\mathbf{N}, s) = - \sum_{ij\mathbf{p}\mathbf{k}\lambda} \left| \frac{P_{ij}^{\lambda}(k)}{\sqrt{2kV}} \right|^2 \left\{ \frac{N_j(\mathbf{p})(1 + \hat{N}_{\mathbf{k}\lambda})}{s + \varepsilon_i(\mathbf{p} - \mathbf{k}) - \varepsilon_j(p) + \varepsilon(\mathbf{N}) + k} + \frac{N_j(\mathbf{p}) \hat{N}_{\mathbf{k}\lambda}}{s + \varepsilon_i(\mathbf{p} + \mathbf{k}) - \varepsilon_j(p) + \varepsilon(\mathbf{N}) - k} \right\}, \quad (15)$$

где $N_{\mathbf{k}\lambda}$ — числа заполнения мод (\mathbf{k}, λ) в конгломерате фотонов, определяемом вектором \mathbf{N} .

В дипольном приближении имеем

$$P_{ij}^{\lambda}(\mathbf{k}) = \frac{e}{m} \int \psi_i^*(\mathbf{p}) \hat{p}^v e_{\mathbf{k}\nu}^{\lambda} \psi_j(\mathbf{p}) d\mathbf{p}.$$

Суммирование диаграмм. Термодинамический потенциал Ω

В результате суммирования диаграмм Фейнмана формула (11) трансформируется в вид

$$e^{-\frac{\Omega-\Omega^0}{T}} \bar{D}_{ll'} = \Delta_{ll'} \text{Spe}^{-\frac{\hat{H}^0 - \mu \hat{N} - \Omega^0}{T}} \hat{S}_c \left(\frac{1}{T} \right) - \rho_{ll'}, \quad (16)$$

причем

$$\text{Spe}^{-\frac{\hat{H}^0 - \mu \hat{N} - \Omega^0}{T}} \hat{S}_c \left(\frac{1}{T} \right) = e^{-\frac{\Omega-\Omega^0}{T}}. \quad (17)$$

В первом слагаемом правой части (16) собраны все фейнмановские члены, неприводимые графы которых не содержат матрицы $\rho_{ll'}^0$. Эта матрица может содержаться только в петлевых диаграммах, описываемых формулой (17). В каждом члене второго слагаемого сомножитель $\rho_{ll'}^0$ обязательно содержится, причем только в первой степени. Петлевых диаграмм здесь нет. Из функций $\Delta_{ll'}$ петлевые диаграммы построить нельзя в силу их свойств (6) и (7). Теперь

$$\bar{D}_{ll'} = \Delta_{ll'} - \rho_{ll'} e^{-\frac{\Omega-\Omega^0}{T}},$$

и

$$\Delta_{ll'} = \Delta_{ll'}^0 + \Delta_{ll_1}^0 (-1)^{l_1+1} \bar{P}_{l_1 l_2} \Delta_{l_1 l_2}. \quad (18)$$

В частности,

$$\Delta_r = \Delta_r^0 + \Delta_r^0 \bar{P}_r \Delta_r. \quad (19)$$

Мы не будем приводить выражения для "обросших" поляризационных операторов. В результате суммирования диаграмм правые функции в (12) и (13) заменяются, соответственно, на $\Delta_{l_2 l'}$, $\Delta_{l_2 l'}$ и $\rho_{l_2 l'}$.

Таким образом, "обросшее" уравнение для $\rho_{ll'}$ допускает запись в виде

$$(\delta_{ll_2} - \Delta_{ll_1}^0 (-1)^{l_1+1} \bar{P}_{l_1 l_2}) \rho_{l_2 l'} = \rho_{ll_1}^0 (\delta_{l_1 l'} + (-1)^{l_1+1} \bar{P}_{l_1 l_2} \Delta_{l_2 l'}) + \Delta_{ll_1}^0 (-1)^{l_1+1} \bar{P}_{l_1 l_2}^{(\rho)} \Delta_{l_2 l'}.$$

Заменим в этом уравнении индекс l на l_2 и умножим обе части уравнения на

$$(\delta_{ll_2} + \Delta_{ll_1} (-1)^{l_1+1} \bar{P}_{l_1 l_2}).$$

После суммирования по l_2 с учетом уравнения (18) найдем

$$\rho_{ll'} = \rho_{ll'}^{(c)} + \rho_{ll'}^{(n)};$$

$$\rho_{ll'}^{(c)} = (\delta_{ll_2} + \Delta_{ll_1} (-1)^{l_1+1} \bar{P}_{l_1 l_2}) \rho_{l_2 l_3}^0 (\delta_{l_3 l'} + (-1)^{l_3+1} \bar{P}_{l_3 l_4} \Delta_{l_4 l'});$$

$$\rho_{ll'}^{(n)} = \Delta_{ll_1} (-1)^{l_1+1} \bar{P}_{l_1 l_2}^{(\rho)} \Delta_{l_2 l'}.$$

Разбиение матрицы $\rho_{ll'}$ на два слагаемых обладает ясной физической интерпретацией. Матрица $\rho_{ll'}^{(c)}$ представляет собой сумму диаграмм Фейнмана, описывающих исключительно упругие процессы рассеяния [23], в результате которых атомы среды остаются в первоначальном квантовом состоянии. Это — когерентный канал рассеяния. Матрица $\rho_{ll'}^{(n)}$, определяющая некогерентный канал рассеяния, через оператор $\bar{P}_{l_1 l_2}^{(\rho)}$ включает в себя неупругие процессы рассеяния, к числу которых относятся процессы вынужденного излучения света.

Положим, что $\tau = \tau' = 0$, тогда $\rho_{13}^{(n)} = 0$, и с учетом (8) и равенств $\Delta_{12} = \Delta_{13} = \Delta_{23} = 0$, $\bar{P}_{12} = \bar{P}_{13} = \bar{P}_{23} = 0$ находим

$$\begin{aligned} \rho_{13}(\mathbf{N}, 0, \mathbf{N}, 0) &= \rho_{13}^{(c)} = \rho_{13}^0 (1 + \bar{P}_{33} \Delta_{33}) = \rho_{13}^0 (1 + \bar{P}_r \Delta_r) = \\ &= \left[-\Delta_r^0 \left(\mathbf{N}, \frac{1}{T} \right) - \int_0^{\tau'} d\tau' \int_0^{\tau'} d\tau'' \Delta_r^0 \left(\mathbf{N}, \frac{1}{T} - \tau' \right) \bar{P}_r(\mathbf{N}, \tau' - \tau'') \times \right. \\ &\quad \left. \times \Delta_r(\mathbf{N}, \tau'') \right] e^{-\frac{\Omega_{ph}^0 + W^0}{T}} = -\Delta_r \left(\mathbf{N}, \frac{1}{T} \right) e^{-\frac{\Omega_{ph}^0 + W^0}{T}}. \end{aligned}$$

Аналог этой формулы, полностью исключая из рассмотрения процессы неупругого канала рассеяния, был получен в работе [30]. Выражение для D_{13} сильно упрощается

$$D_{13}(\mathbf{N}, 0, \mathbf{N}, 0) = -\rho_{13} e^{-\frac{\Omega-\Omega^0}{T}} = \Delta_r \left(\mathbf{N}, \frac{1}{T} \right) e^{-\frac{\Omega-\Omega_a}{T}}.$$

Таким образом, с учетом (4) получаем

$$-1 = \sum_{\mathbf{N}} D_{13}(\mathbf{N}, 0, \mathbf{N}, 0) = e^{-\frac{\Omega-\Omega_a}{T}} \sum_{\mathbf{N}} \Delta_r \left(\mathbf{N}, \frac{1}{T} \right).$$

Отсюда

$$\Omega = \Omega_a - T \ln \sum_{\mathbf{N}} \left(-\Delta_r \left(\mathbf{N}, \frac{1}{T} \right) \right) \quad (20)$$

и

$$-D_{13}(\mathbf{N}, 0, \mathbf{N}, 0) = \frac{\Delta_r \left(\mathbf{N}, \frac{1}{T} \right)}{\sum_{\mathbf{N}} \Delta_r \left(\mathbf{N}, \frac{1}{T} \right)}.$$

Эта формула представляет собой функцию распределения фотонной подсистемы, сильно взаи-

действующей с окружением. В этом смысле она обобщает распределение Гиббса на неизолированные системы. Если взаимодействие излучения с атомами отсутствует, то Δ_r заменяется на Δ_r^0 , и с учетом (6) имеем

$$-D_{13}(\mathbf{N}, 0, \mathbf{N}, 0) = \frac{\exp\left(-\frac{\varepsilon(\mathbf{N})}{T}\right)}{\sum_{\mathbf{N}} \exp\left(-\frac{\varepsilon(\mathbf{N})}{T}\right)}.$$

Нас интересует формула (20). В стандартном методе функций Грина [11] столь простой и элегантной формулы для термодинамического потенциала не возникает. Формула (20) свидетельствует о том, что фейнмановские графы, описывающие некогерентные процессы рассеяния, из-за обращения в ноль матрицы $\rho_{13}^{(n)}$ при $\tau = \tau' = 0$ строго выпадают из расчетов термодинамического потенциала Ω в любом порядке теории возмущений. Отсюда следует, что релаксационные константы, определяемые кинетическим уравнением Больцмана (комплексная проводимость, диэлектрическая проницаемость, диссипационные оптические константы γ_k^β [31] и т. д.), не могут принимать участия в формировании Ω . Учет процессов вынужденного излучения в Ω (что предполагается в стандартной технике гриновских функций [11] из-за насильственного разрыва корреляторов фотон-фотон) ведет к искаженным результатам. Еще раз подчеркнем, что термодинамический потенциал Ω в теории гиббсовского распределения определяется исключительно упругими процессами рассеяния. По этой причине поляризационный оператор $\bar{P}_{l_1 l_2}^{(\rho)}$ в условиях термодинамического равновесия из расчетов термодинамических потенциалов выпадает. В кинетических условиях оператор $\bar{P}_{l_1 l_2}^{(\rho)}$ принимает участие, в частности, в формировании уравнения Скалли-Лэмба [22].

В равновесных условиях взаимодействие излучения со средой проявляется в Ω , а следовательно, и во всех термодинамических параметрах систем (энтропии, теплоемкости, уравнении состояния) только через единственный оператор $\bar{P}_{l_1 l_2}$, который в свою очередь не может быть выражен через стандартный показатель преломления сред из-за отсутствия в когерентном канале рассеяния процессов вынужденного излучения света. Другими словами, так как без процессов вынужденного излучения стандартный показатель преломления среды сформирован быть не может, то термодина-

мические свойства сред не могут быть выражены через их стандартный показатель преломления. В полной мере это замечание относится и к силам Казимира для пространственно неоднородных сред, выражаемых через Ω , и к пондеромоторным силам.

Отмеченные свойства Ω обобщают ранее обнаруженные свойства флуктуаций электромагнитного поля, изложенные в работе [32], в которой показано, что одновременные корреляторы электромагнитного поля в состоянии термодинамического равновесия не выражаются через стандартную диэлектрическую проницаемость среды.

Термодинамический потенциал Ω в приближении $\sim e^2$

Вычислим сначала термодинамический потенциал Ω согласно теории возмущений в приближении $\sim e^2$. Для пропагатора Δ_r согласно (19) воспользуемся аппроксимацией

$$\Delta_r(\mathbf{N}, \tau) = \Delta_r^0(\mathbf{N}, \tau) + \int_0^\tau \Delta_r^0(\mathbf{N}, \tau') \times \\ \times \int_0^{\tau'} \bar{P}_r(\mathbf{N}, \tau' - \tau'') \Delta_r^0(\mathbf{N}, \tau'') d\tau' d\tau''.$$

Прямое вычисление показывает, что

$$\Delta_r(\mathbf{N}, \tau > 0) = \Delta_r^0(\mathbf{N}, \tau) - \sum_{ijp\mathbf{k}\lambda} \left| \frac{P_{ij}^\lambda(\mathbf{k})}{\sqrt{2kV}} \right|^2 \times \\ \times \left\{ N_j(\mathbf{p}) \left[\tau \frac{e^{-\tau\varepsilon(\mathbf{N})} N_{\mathbf{k}\lambda}}{\omega_{ij} + \frac{\mathbf{p}\mathbf{k}}{M} - k} - \frac{e^{-\tau\varepsilon(\mathbf{N})} N_{\mathbf{k}\lambda}}{\left(\omega_{ij} + \frac{\mathbf{p}\mathbf{k}}{M} - k\right)^2} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{e^{\tau\left(-\omega_{ij} - \frac{\mathbf{p}\mathbf{k}}{M} - \varepsilon(\mathbf{N}) + k\right)} N_{\mathbf{k}\lambda}}{\left(-\omega_{ij} - \frac{\mathbf{p}\mathbf{k}}{M} + k\right)^2} \right] + N_i(\mathbf{p}) \times \right. \\ \left. \times \left[\tau \frac{e^{-\tau\varepsilon(\mathbf{N})} (1 + N_{\mathbf{k}\lambda})}{\omega_{ji} - \frac{\mathbf{p}\mathbf{k}}{M} + k} - \frac{e^{-\tau\varepsilon(\mathbf{N})} (1 + N_{\mathbf{k}\lambda})}{\left(\omega_{ji} - \frac{\mathbf{p}\mathbf{k}}{M} + k\right)^2} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{e^{\tau\left(-\omega_{ji} + \frac{\mathbf{p}\mathbf{k}}{M} - \varepsilon(\mathbf{N}) - k\right)} (1 + N_{\mathbf{k}\lambda})}{\left(-\omega_{ji} + \frac{\mathbf{p}\mathbf{k}}{M} - k\right)^2} \right] \right\}.$$

После вычисления следа находим

$$\begin{aligned}
 e^{\tau\Omega_{ph}^0 + \tau W^0} Sp(-\Delta_r(\mathbf{N}, \tau)) &= 1 + \sum_{ij\mathbf{p}\mathbf{k}\lambda} \left| \frac{P_{ij}^\lambda(\mathbf{k})}{\sqrt{2kV}} \right|^2 \times \\
 &\times \left\{ N_j(\mathbf{p}) \left[\tau \frac{\langle \hat{N}_{\mathbf{k}\lambda} \rangle}{\omega_{ij} + \frac{\mathbf{p}\mathbf{k}}{M} - k} - \frac{\langle \hat{N}_{\mathbf{k}\lambda} \rangle}{\left(\omega_{ij} + \frac{\mathbf{p}\mathbf{k}}{M} - k \right)^2} + \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \frac{e^{\tau \left(-\omega_{ij} - \frac{\mathbf{p}\mathbf{k}}{M} + k \right)}}{\left(-\omega_{ij} - \frac{\mathbf{p}\mathbf{k}}{M} + k \right)^2} \langle \hat{N}_{\mathbf{k}\lambda} \rangle \right] + N_i(\mathbf{p}) \times \right. \\
 &\quad \left. \times \left[\tau \frac{(1 + \langle N_{\mathbf{k}\lambda} \rangle)}{\omega_{ji} - \frac{\mathbf{p}\mathbf{k}}{M} + k} - \frac{(1 + \langle N_{\mathbf{k}\lambda} \rangle)}{\left(\omega_{ji} - \frac{\mathbf{p}\mathbf{k}}{M} + k \right)^2} + \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \frac{e^{\tau \left(-\omega_{ji} + \frac{\mathbf{p}\mathbf{k}}{M} - k \right)}}{\left(-\omega_{ji} + \frac{\mathbf{p}\mathbf{k}}{M} - k \right)^2} (1 + \langle N_{\mathbf{k}\lambda} \rangle) \right] \right\}, \tag{21}
 \end{aligned}$$

где

$$\langle N_{\mathbf{k}\lambda} \rangle = \frac{1}{\frac{k}{T} - 1}.$$

Выражение (21) обладает особенностью. Его третье слагаемое в правой части расходится при больших значениях k . Эта расходимость исчезает, если при релятивистских энергиях сохранить в знаменателе слагаемое, пропорциональное k^2 . Можно поступить иначе. Если при малых τ или больших T экспоненту в этом члене разложить в ряд, то получим асимптотический ряд по τ

$$\begin{aligned}
 e^{\tau\Omega_{ph}^0 + \tau W^0} Sp(-\Delta_r(\mathbf{N}, \tau)) &= 1 + \sum_{ij\mathbf{p}\mathbf{k}\lambda} \left| \frac{P_{ij}^\lambda(\mathbf{k})}{\sqrt{2kV}} \right|^2 \times \\
 &\times \sum_{n=2}^{\infty} \left(N_j(\mathbf{p}) \langle N_{\mathbf{k}\lambda} \rangle + (-1)^{n-2} N_i(\mathbf{p}) (1 + \langle N_{\mathbf{k}\lambda} \rangle) \right) \times \\
 &\quad \times \frac{\tau^n}{n!} \left(-\omega_{ij} - \frac{\mathbf{p}\mathbf{k}}{M} + k \right)^{n-2},
 \end{aligned}$$

каждое слагаемое которого оказывается конечным. Если в этом ряду ограничиться первым членом, то получим асимптотическую формулу

$$\begin{aligned}
 e^{\frac{\Omega_{ph}^0 + W^0}{T}} Sp\left(-\Delta_r\left(\mathbf{N}, \frac{1}{T}\right)\right) &= 1 + \frac{1}{4\pi^2 T^2} \times \\
 &\times \int_0^\infty k dk \sum_{ij\mathbf{p}\lambda} \left| P_{ij}^\lambda(\mathbf{k}) \right|^2 N_j(\mathbf{p}) \left(\langle \hat{N}_{\mathbf{k}\lambda} \rangle + \frac{1}{2} \right),
 \end{aligned}$$

справедливую для больших температур. В этом приближении получаем

$$\begin{aligned}
 \Omega &= \Omega_a + \Omega_{ph}^0 + W^0 - T \ln \times \\
 &\times \left(1 + \frac{1}{4\pi^2 T^2} \int_0^\infty k dk \sum_{ij\mathbf{p}\lambda} \left| P_{ij}^\lambda(\mathbf{k}) \right|^2 N_j(\mathbf{p}) \left(\langle \hat{N}_{\mathbf{k}\lambda} \rangle + \frac{1}{2} \right) \right).
 \end{aligned}$$

Верхний предел описывающего "обрастание" вакуумного члена интеграла по k , как и в W^0 , можно ограничить массой электрона m . В приближении теории возмущений, как и следовало ожидать, никаких релаксационных констант в расчетах не возникает. При асимптотических методах суммирования ряда теории возмущений возникает понятие "диэлектрическая проницаемость с конечной мнимой составляющей".

Выход за рамки теории возмущений для Ω

После преобразования Лапласа решение уравнения (19) с учетом (15) может быть представлено в виде

$$\begin{aligned}
 \Delta_r(\mathbf{N}, s) &= \frac{\Delta_r^0(\mathbf{N}, s)}{1 - \Delta_r^0(\mathbf{N}, s) \bar{P}_r(\mathbf{N}, s)} = \\
 &= -\frac{1}{s + \varepsilon(\mathbf{N}) - \bar{P}_r(\mathbf{N}, s)}. \tag{22}
 \end{aligned}$$

Обратное преобразование Лапласа

$$\Delta_r(\mathbf{N}, \tau) = \int_{a-i\infty}^{a+i\infty} e^{\tau s} \Delta_r(\mathbf{N}, s) \frac{ds}{2\pi i} \tag{23}$$

решает задачу по определению потенциала Ω в аналитической форме.

Поскольку пропагатор $\Delta_r(\mathbf{N}, s)$ обладает особенностями только на вещественной оси, то изменением контура интегрирования равенству (23) можно придать вид

$$\begin{aligned}
 \Delta_r(\mathbf{N}, \tau) &= \int_0^\infty e^{-\tau s} (\Delta_r(\mathbf{N}, -s - i0) - \Delta_r(\mathbf{N}, -s + i0)) \frac{ds}{2\pi i}, \\
 \Delta_r(\mathbf{N}, -s + i0) &= \Delta_r^*(\mathbf{N}, -s - i0). \tag{24}
 \end{aligned}$$

Для выяснения структуры и свойств этого выражения поляризационный оператор в нем примем в виде (14), справедливом для разреженных сред [23].

При этом имеется в виду, что таким образом полученные основные качественные свойства $\Delta_r(\mathbf{N}, \tau)$ сохранятся в иных ситуациях. Теперь

$$\begin{aligned} \bar{P}_r(\mathbf{N}, -s - i0) = & - \sum_{ij\mathbf{p}\mathbf{k}\lambda} \left| \frac{P_{ij}^\lambda(\mathbf{k})}{\sqrt{2kV}} \right|^2 \times \\ & \times \left[\frac{N_i(\mathbf{p})(1 + N_{\mathbf{k}\lambda})}{-s - i0 + \omega_{ji} - \frac{\mathbf{p}\mathbf{k}}{M} + \varepsilon(\mathbf{N}) + k} + \right. \\ & \left. + \frac{N_j(\mathbf{p})N_{\mathbf{k}\lambda}}{-s - i0 + \omega_{ij} + \frac{\mathbf{p}\mathbf{k}}{M} + \varepsilon(\mathbf{N}) - k} \right]. \end{aligned}$$

Разумеется, что интегрирование в (24) в общем виде выполнить не удастся. Согласно (22) роль \bar{P}_r при интегрировании по s в (24) наиболее существенна в районе "массовой поверхности" $s = \varepsilon(\mathbf{N})$. Аппроксимируем в (24) поляризационный оператор его значением в этой точке, другими словами, воспользуемся полюсным приближением, т. е.

$$\begin{aligned} \bar{P}_r(\mathbf{N}, -\varepsilon(\mathbf{N}) - i0) = & - \sum_{ij\mathbf{p}\mathbf{k}\lambda} \left| \frac{P_{ij}^\lambda(\mathbf{k})}{\sqrt{2kV}} \right|^2 \times \\ & \times \left[\frac{N_j(\mathbf{p})N_{\mathbf{k}\lambda}}{\omega_{ij} + \frac{\mathbf{p}\mathbf{k}}{M} - k - i0} + \frac{N_i(\mathbf{p})(1 + N_{\mathbf{k}\lambda})}{\omega_{ji} - \frac{\mathbf{p}\mathbf{k}}{M} + k - i0} \right]. \end{aligned} \quad (25)$$

Только такое приближение позволяет описывать квантованное поле в веществе в виде независимых распределений фотонов по различным модам с привлечением понятия диэлектрической проницаемости. Только теперь диэлектрическая проницаемость приобретает конечную мнимую компоненту и именно таким образом вводится понятие диссипативных структур.

Следует понимать, что полюсное приближение в силу своего приближенного характера может нарушать некоторые заведомо точные соотношения [33]. Прежде чем выполнять дальнейшие вычисления, обратим внимание на следующее важное обстоятельство. Математическая структура (25) напоминает выражение для стандартного показателя преломления $n(k)$, вычисленного в полюсном приближении в полуклассической теории излучения, оперирующей с неквантованным электромагнитным полем [34]

$$\begin{aligned} n(k) = & 1 - \frac{1}{k} \sum_{m\mu\mathbf{p}} \left| \frac{P_{m\mu}^\lambda(\mathbf{k})}{\sqrt{2kV}} \right|^2 \times \\ & \times \left[\frac{N_\mu(\mathbf{p})}{k - \omega_{m\mu} - \frac{\mathbf{p}\mathbf{k}}{M} + i0} - \frac{N_m(\mathbf{p})}{k - \omega_{m\mu} - \frac{\mathbf{p}\mathbf{k}}{M} + i0} \right]. \end{aligned} \quad (26)$$

Для бóльшей наглядности выражение (26) дано в приближении двухуровневых атомов, обладающих зеемановскими подуровнями. При этом подуровням возбужденного состояния атома сопоставлен индекс m , подуровням основного состояния атома сопоставлен индекс μ . В двухуровневом приближении формула (25) выглядит так

$$\begin{aligned} \bar{P}_r(\mathbf{N}, -\varepsilon(\mathbf{N}) - i0) = & - \sum_{\mathbf{k}\lambda} N_{\mathbf{k}\lambda} \sum_{m\mu\mathbf{p}} \left| \frac{P_{m\mu}^\lambda(\mathbf{k})}{\sqrt{2kV}} \right|^2 \times \\ & \times \left[\frac{N_\mu(\mathbf{p})}{\omega_{m\mu} - k + \frac{\mathbf{p}\mathbf{k}}{M} - i0} - \frac{N_m(\mathbf{p})}{\omega_{m\mu} - k + \frac{\mathbf{p}\mathbf{k}}{M} + i0} \right] + \\ & + \sum_{\mathbf{k}\lambda} a^\lambda(k), \end{aligned} \quad (27)$$

где

$$a^\lambda(k) = \sum_{m\mu\mathbf{p}} \left| \frac{P_{m\mu}^\lambda(\mathbf{k})}{\sqrt{2kV}} \right|^2 \frac{N_m(\mathbf{p})}{\omega_{m\mu} - k + \frac{\mathbf{p}\mathbf{k}}{M} + i0}.$$

Последнее слагаемое в (27) описывает "обращение" вакуумного слагаемого электромагнитного поля. Выражение в квадратных скобках отличается от (26) лишь знаком перед $i0$ в знаменателе второго члена. Такое отличие весьма важно и показательно. Здесь уместно ввести понятие причинного [21, 18] (или когерентного [15]) показателя преломления среды

$$\begin{aligned} n^{(c)}(k) = & 1 - \frac{1}{k} \sum_{m\mu\mathbf{p}} \left| \frac{P_{m\mu}^\lambda(\mathbf{k})}{\sqrt{2kV}} \right|^2 \times \\ & \times \left[\frac{N_\mu(\mathbf{p})}{k - \omega_{m\mu} - \frac{\mathbf{p}\mathbf{k}}{M} + i0} - \frac{N_m(\mathbf{p})}{k - \omega_{m\mu} - \frac{\mathbf{p}\mathbf{k}}{M} - i0} \right]. \end{aligned} \quad (28)$$

Тогда, согласно (27) будем иметь

$$\begin{aligned} \bar{P}_r(\mathbf{N}, -\varepsilon(\mathbf{N}) - i0) = & - \sum_{\mathbf{k}\lambda} k N_{\mathbf{k}\lambda} \left(n^{(c)}(k) - 1 \right) + \\ & + \sum_{\mathbf{k}\lambda} a^\lambda(k). \end{aligned} \quad (29)$$

Можно думать, что формула (29) применима при значительно более широких условиях, нежели те, при которых она выводилась. При этом, разумеется, $n^{(c)}(k)$ уже не будет определяться с помощью (28). Причинный показатель преломления $n^{(c)}(k)$, описывающий эволюцию волновой функции поля фотонов, отличается от стандартного показателя преломления $n(k)$, описывающего эволюцию средних величин, мнимой компонентой, но только при наличии в среде возбужденных атомов и, как следствие, своими аналитическими свойствами. В отличие от мнимой части $n(k)$, пропорциональной разности концентраций невозбужденных и возбужденных атомов $\text{Im} n(k) \propto (N_\mu - N_m)/V$, мнимая часть $n^{(c)}(k)$ пропорциональна сумме этих величин $\text{Im} n^{(c)}(k) \propto (N_\mu + N_m)/V$ и не меняет своего знака при любых соотношениях между N_μ и N_m . Здесь проявляют себя некогерентные свойства процессов вынужденного излучения, разрушающих когерентный канал рассеяния.

Оператор \bar{P}_r в методе Г-операторов описывает "обрастание" волновых функций, а не квантовых средних, как в методе, изложенном в [11]. Зависимость мнимой части $n^{(c)}(k)$ от числа невозбужденных атомов N_μ очевидна: она описывает гибель волновой функции фотонов вследствие процессов их поглощения. Аналогичная пропорциональная зависимость мнимой части $n^{(c)}(k)$ от числа возбужденных атомов N_m описывает гибель волновой функции фотонов из-за вынужденного излучения, переводя ее в волновую функцию с другим (на единицу большим) числом фотонов, т. е. в ортогональное к исходному состояние.

Появление в расчетах суммы $N_m + N_\mu$ как следствие корректного учета процессов вынужденного излучения детально прослежено в работе [35]. Наименование функции $n^{(c)}(k)$ как показателя преломления достаточно условно из-за ее специфических аналитических свойств. Но именно эта функция в кинетических условиях описывает когерентное отражение фотонов от термически возбужденных сред [23], величину переходного излучения от сред при повышенных температурах [36] и эффект Ханле при рассеянии вперед [34]. Она играет определяющую роль в явлениях преломления излучения на границах возбужденных сред [37]. Область приложений причинного показателя преломления $n^{(c)}(k)$ в квантовой оптике значительно шире области приложений стандартного показателя $n(k)$, встречающегося лишь в расчетах средних величин.

Наличие суммы концентраций вместо их разности в расчетах френелевского отражения резонансного излучения от возбужденных сред приво-

дится в работе [38]. Сразу же возникает вопрос о том, существуют ли когерентные оптические явления, определяемые исключительно суммой концентраций атомов, но не их разностью. Другими словами, существуют ли ситуации, в которых взаимодействие квантованного излучения с веществом описываются не с помощью стандартной диэлектрической проницаемости, а как-то иначе. При этом стандартная диэлектрическая проницаемость полностью выпадает из расчетов.

Частичный ответ на этот вопрос был дан в работе [32], в которой показано, что одновременные фотонные корреляторы любого порядка для термодинамически равновесных систем описываются в терминах настоящей работы исключительно с помощью $n^{(c)}(k)$. Уже отсюда следует некорректность [18] в квантовой области флуктуационной формулы Рытова (2), поскольку проинтегрированная по частотам правая часть этой формулы при $\hbar \neq 0$, очевидно, зависит от $\varepsilon(\omega)$, т. е. в конечном счете от $n(k)$. При $\hbar \neq 0$ противоречие исчезает. Аналогично доказывается некорректность квантового варианта формулы Найквиста [19]. Полное решение поставленной выше задачи предоставляет настоящая работа, утверждающая, что термодинамический потенциал Ω определяется исключительно через $n^{(c)}(k)$, мнимая часть которого пропорциональна сумме $N_\mu + N_m$. Стандартный показатель преломления из расчетов выпадает.

Использование в [15] на основании выводов работы [21] причинного показателя преломления $n^{(c)}(k)$ при вычислении сил Казимира продемонстрировало для возбужденных сред серьезное расхождение расчетов с выводами теории Е. М. Лифшица, но хорошее согласие с результатами работ [13, 14] и недавними экспериментальными данными [39—41].

Вернемся к формуле (24) и перепишем ее в виде

$$\Delta_r(\mathbf{N}, \tau) = \int_0^\infty \frac{\exp\left(-i\tau'(\varepsilon(\mathbf{N}) - \bar{P}_r(\mathbf{N}, -\varepsilon(\mathbf{N}) - i0))\right)}{\tau' + i\tau} \times \times \frac{d\tau'}{2\pi i} + c.c. \quad (30)$$

В этой формуле путь интегрирования ($0 \div \infty$) можно заменить на $(-i\infty \div 0)$, обходя особенность $\tau' = -i\tau$ слева. Воспользовавшись известным соотношением

$$\frac{1}{\xi - \tau + i0} = \frac{1}{\xi - \tau} - i\pi\delta(\xi - \tau),$$

придадим формуле (30) вид

$$\Delta_r(\mathbf{N}, \tau) = \int_0^{\infty} \frac{\exp\left\{-\xi\left[\varepsilon(\mathbf{N}) - \bar{P}_r(\mathbf{N}, -\varepsilon(\mathbf{N}) - i0)\right]\right\}}{\xi - \tau} \times \\ \times \frac{d\xi}{2\pi i} - \frac{1}{2} \exp\left\{-\tau\left[\varepsilon(\mathbf{N}) - \bar{P}_r(\mathbf{N}, -\varepsilon(\mathbf{N}) - i0)\right]\right\} + c.c.$$

Интеграл здесь понимается в смысле его главного значения. Используя (29), находим, что

$$\begin{aligned} Sp \exp\left\{-\xi\left[\varepsilon(\mathbf{N}) - \bar{P}_r(\mathbf{N}, -\varepsilon(\mathbf{N}) - i0)\right]\right\} &= \\ = \sum_{\mathbf{N}} \exp\left\{-\xi\left[\varepsilon(\mathbf{N}) - \bar{P}_r(\mathbf{N}, -\varepsilon(\mathbf{N}) - i0)\right]\right\} &= \\ = \exp\left(-\frac{\Omega_{ph}(\xi)}{T}\right) \exp\left(-\xi \sum_{k\lambda} \left(\frac{k}{2} - a^\lambda(k)\right)\right), \end{aligned}$$

где

$$\Omega_{ph}(\xi) = T \sum_{k\lambda} \ln \left(1 - e^{-\xi(kn^{(c)}(k))}\right). \quad (31)$$

В итоге согласно (30) имеем

$$\begin{aligned} Sp \left(-\Delta_r\left(\mathbf{N}, \frac{1}{T}\right)\right) &= \frac{1}{2} e^{-\frac{\Omega_{ph} + W}{T}} + \frac{1}{2} e^{-\frac{\Omega_{ph}^* + W^*}{T}} - \\ - \operatorname{Re} \int_0^{\infty} \frac{\exp\left(-\frac{\Omega_{ph}(\xi)}{T} - \xi W\right) d\xi}{\xi - \frac{1}{T}} \frac{1}{\pi i}, \end{aligned}$$

причем

$$W = \sum_{k\lambda} \left(\frac{1}{2} - a^\lambda(k)\right) = \frac{V}{\pi^2} \int_0^m \left(\frac{1}{2} - a^\lambda(k)\right) k^2 dk.$$

Формула (20) для термодинамического потенциала Ω дает окончательный результат, который, согласно (30) и (31), зависит исключительно от причинного показателя преломления среды $n^{(c)}(k)$ и не зависит от стандартного показателя преломления $n(k)$.

Отсутствие $n^{(c)}(k)$ в законе Кирхгофа [28] свидетельствует о том, что этот феноменологический закон выполняется лишь при условии

$$0 < \left|n^{(c)}(k) - 1\right| \ll 1, \quad (32)$$

т. е. в условиях бесконечно слабого взаимодействия квантованного электромагнитного поля с веществом. Такой же вывод следует и из рассмотрения флуктуаций электромагнитного поля между металлическими пластинами, обуславливающих силы Казимира. Отличие энергетического спектра таких флуктуаций от распределения Планка, безусловно, свидетельствует о нарушении закона

Кирхгофа. Двойное неравенство (32) представляет собой условие идеальности фотонного газа. Наличие малого количества вещества необходимо для установления равновесия.

Таким образом, области применимости распределения Планка и закона Кирхгофа совпадают. Они определяются двойным неравенством (32), которое без использования причинного показателя преломления $n^{(c)}(k)$ при наличии диссипативных сред записано быть не может. Теория Е. М. Лифшица справедлива лишь если $n(k) \approx n^{(c)}(k)$, т. е. в пренебрежении концентрацией возбужденных атомов среды.

Заключение

Свойства квантованного электромагнитного поля в условиях термодинамического равновесия, взаимодействующего с поглощающей средой, не могут быть описаны в рамках стандартной диэлектрической проницаемости с конечной мнимой составляющей. Физической причиной тому служит некогерентный характер процессов вынужденного излучения, изменяющий в ходе реакции внутреннее квантовое состояние атомов или молекул.

Для корректного учета процессов вынужденного излучения в настоящей работе использован метод Γ -операторов, позволяющий избегать в расчетах разрыва корреляторов фотон-фотон. Другим достоинством метода оказывается возможность простого и эффективного расчета термодинамического потенциала Ω . Оказывается, что в общем случае взаимодействие квантованного поля со средой описывается не одним, а двумя поляризационными операторами. При этом ни один из них не может быть выражен через классическую поляризуемость вещества. В расчетах термодинамического потенциала Ω задействован лишь один из поляризационных операторов, определяющий так называемый причинный показатель преломления сред. Такой показатель преломления отличается от стандартного мнимой компонентой и, как следствие, аналитическими свойствами. Именно он, а не стандартный показатель преломления, определяет в поглощающих средах все термодинамические характеристики поля: энтропию, теплоемкость, уравнение состояния, а также пондеромоторные силы. Как следствие, именно причинный показатель преломления определяет собой в условиях термодинамического равновесия силы Казимира между диэлектриками и одновременно корреляторы электромагнитного поля любого порядка. Без использования причинного показателя преломления условие идеальности фотонного газа в диссипативных средах записано быть не может. Закон Кирхгофа выполняется только при условии пре-

небрежимо малого отклонения причинного показателя преломления от единицы.

Автор выражает благодарность А. А. Рухадзе и Ю. Б. Шеркунову за постоянный интерес к работе и многочисленные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Левин М. Л., Рытов С. М. Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике. — М.: Наука, 1967.
2. Рытов С. М.// ДАН СССР. 1952. № 87. С. 535.
3. Леонтович М. А., Рытов С. М.//ЖЭТФ. 1952. № 23. С. 246.
4. Nyquist H.// Phys. Rev. 1928. № 32. С. 110.
5. Рытов С. М. Теория электрических флуктуаций и теплового излучения// Изд. АН СССР. — М., 1953.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука, 1982.
7. Бараш Ю. С. Силы Ван-дер-Ваальса. — М.: Наука, 1988.
8. Земцов Ю. К., Сечин А. Ю., Старостин А. Н.//ЖЭТФ. 1998. № 114. С. 135.
9. Лифшиц Е. М.// Там же. 1955. № 29. С. 94.
10. Casimir H. B. C., Polder D.// Phys. Rev. 1948. № 73. P. 360.
11. Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Зялошинский И. Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике. — М.: ГИФМЛ, 1962.
12. Callen H. B., Welton T. A.//Phys. Rev. 1951. № 83. P. 34.
13. Power E. A., Thirunamachandran T.// Ibid. 1993. № A47. P. 2539.
14. Knoll L., Scheel S., Welsh D. G. In Coherent and Statistics of Photons and Atoms, edited by J. Perina Wiley. — New York. 2001. P. 1.
15. Sherkunov Y.// Phys. Rev. 2005. № A72. 052703.
16. Боголюбов Н. Н., Тябликов С. В.// ДАН СССР. 1959. № 126. С. 53.
17. Климонтович Ю. Л.// УФН. 1987. № 151. С. 309.
18. Veklenko B. A., Sherkunov Y. B.// Condensed Matter Physics. 2004. № 3(39). P. 603.
19. Векленко Б. А., Шеркунов Ю. Б.// Прикладная физика. 2004. № 4. С. 5.
20. Matsubara T.// Progr. Theor. Phys. 1955. № 14. P. 351.
21. Векленко Б. А., Шеркунов Ю. Б.// Известия вузов. Сер. Физика. 2000. № 6. С. 17.
22. Векленко Б. А.// Там же. 1978. № 5. С. 77.
23. Векленко Б. А.// ЖЭТФ. 1989. № 96. С. 457.
24. Векленко Б. А.// Известия вузов. Сер. Физика. 1987. № 6. С. 132.
25. Векленко Б. А.// Оптика и спектр. 2003. № 94. С. 845.
26. Бонч-Бруевич В. Л., Тябликов С. В. Метод функций Грина в статистической механике. — М.: ГИФМЛ, 1961.
27. Келдыш Л. В.// ЖЭТФ. 1964. № 47. С. 1515.
28. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. — М.: Наука, Физматлит, 1995.
29. Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика. — М.: Наука, 1969.
30. Векленко Б. А. Труды Моск. энерг. ин-та. 1979. Вып. 426. С. 42.
31. Дьяконов М. И., Перель В. И.// ЖЭТФ. 1964. № 47. С. 1483.
32. Векленко Б. А.// Там же. 1998. № 114. С. 492.
33. Geyer, Klimchitskaya G. L., Mostepanenko V. M.// Phys. Rev. 2005. D72. 085009.
34. Векленко Б. А.// ЖЭТФ. 2001. № 119. С. 1087.
35. Векленко Б. А., Гусаров Р. Б., Шеркунов Ю. Б.// Там же. 1998. № 113. С. 521.
36. Векленко Б. А.//Известия вузов. Сер. Физика. 1984. № 11. С. 11.
37. Векленко Б. А., Шеркунов Ю. Б.//Прикладная физика. 2005. № 5. С. 7.
38. Векленко Б. А.// Известия вузов. Сер. Физика. 1983. № 9. С. 71.
39. Fichet M., Shuller F., Bloch D., Ducloy M.// Phys. Rev. 1995. № A51. P. 3660.
40. Failache H., Saltiel S., Fichet M., Bloch D., Ducloy M.// Phys. Rev. Lett. 1999. № 83. P. 5467.
41. Failache H., Saltiel S., Fischer A., Bloch D., Ducloy M.// Ibid. 2002. № 88. P. 243603.

Статья поступила в редакцию 23 ноября 2006 г

The thermodynamics of the quantum electromagnetic field in absorbing media

B. A. Veklenko

Institute for High Temperatures, RAS, Moscow, Russia

It is shown the thermodynamic Gibbs potential Ω of the quantum electromagnetic field in absorbing media can't expressed through the conventional complex permittivity because of noncoherent properties of induced radiation processes. Namely the potential operator determents so known causal reflective index which differes of the conventional one by its imagine component and a consequence by its analytical properties. The causal reflective index describes as a consequence the Casimir forces between two dialectics and one time correlators of electromagnetic field operators of arbitrary order. The conditions of validity of ideal photon distribution (Plank's formula) in absorbing media can't be written without using the causal reflective index.