

УДК 538.3

О ПОЛЯРИЗАЦИИ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АНИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ

Ю. В. Чугунов

Рассматривается характер и степень поляризации равновесного теплового поля в анизотропных и гиротропных средах, описываемых эрмитовым тензором диэлектрической проницаемости $\epsilon_{\alpha\beta}(\omega)$.

Характеристики и свойства равновесного теплового излучения анизотропных (гиротропных) сред изучались в ряде работ (см. [1, 2] и цитируемую там литературу). В монографии Шафранова [2], например, обобщен закон Кирхгофа для слабопоглощающей однородной магнитоактивной плазмы, т. е. найдена связь излучательной способности среды $\eta_{\omega l}$ в l -ю моду колебаний с интенсивностью равновесного теплового излучения в ту же моду. В работе [3] выведено уравнение переноса излучения для слабонеоднородной магнитоактивной плазмы. Тем не менее ряд вопросов, в частности вопрос о поляризации равновесного теплового поля, исследован недостаточно полно.

В настоящем сообщении обсуждается характер и степень поляризации равновесного теплового поля в средах, описываемых эрмитовым тензором диэлектрической проницаемости $\epsilon_{\alpha\beta}(\omega)$ вида*

$$\epsilon_{\alpha\beta}(\omega) = \begin{pmatrix} \epsilon_1 - i\epsilon_2 & 0 \\ i\epsilon_2 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Равновесное тепловое излучение анизотропных сред в общем случае можно разделить на две части: полностью поляризованную и неполяризованную. Для выяснения характера поляризации излучения введем, следуя [7], эрмитов тензор (поляризационный тензор)

$$I_{\alpha\beta} = \overline{E_\alpha(\mathbf{r}) E_\beta^*(\mathbf{r})}. \quad (2)$$

Здесь удобнее использовать корреляционные функции, выраженные через матрицу сопротивлений излучения точечного диполя $\rho_{\alpha\beta}(\omega)$ [6]**. Тогда $I_{\alpha\beta}$ выражается через $\rho_{\alpha\beta}(\omega)$ следующим образом [1]:

* Вид тензора $\epsilon_{\alpha\beta}$ несущественен, так как рассмотрение легко обобщить на произвольный эрмитов тензор.

** Отметим здесь следующее свойство смешанной корреляционной функции $\overline{E_\alpha(\mathbf{r}_1) E_\beta^*(\mathbf{r}_2)}$. В случае безграничной однородной среды из свойств симметрии тензора диэлектрической проницаемости вытекает, что несимметричная по отношению к внешнему магнитному полю часть тензора Грина точечного источника имеет вид $T_{\alpha\beta}^H = -T_{\beta\alpha}^H$. Отсюда сразу следует, что несимметричная часть поля E имеет поляризацию, перпендикулярную излучающему его диполю, и, следовательно, $\text{Re } \overline{E_\alpha(\mathbf{r}_1) E_\beta^*(\mathbf{r}_2)} = 0$. Это означает, что, как и следовало ожидать, средний поток вектора Пойнтинга равновесного теплового поля равен нулю.

$$I_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} I_1 & iI_2 & 0 \\ -iI_2 & I_1 & 0 \\ 0 & 0 & I_3 \end{pmatrix} = \frac{2T\omega^2}{3\pi c^3} \rho_{\alpha\beta}^* \quad (3)$$

Для определения поляризационных характеристик излучения введем параметры Стокса Q, U, V, I [7], которые линейно связаны с компонентами тензора $I_{\alpha\beta}$ и через которые можно выразить степень эллиптичности поляризации, т. е. отношение полуосей $a/b = \operatorname{tg} \gamma$ эллипса поляризации поля E , $\sin 2\gamma = V/(Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2}$; угол наклона χ большой оси эллипса к некоторому направлению $\operatorname{tg} 2\chi = U/Q$; степень поляризации излучения $\rho = (1/I)(Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2}$. Следует отметить, что, так как матрица сопротивлений излучения представляет собой сумму из матриц сопротивлений излучения в каждую из двух возможных типов

колебаний, $I_{\alpha\beta} = \sum_{l=1}^2 I_{\alpha\beta}^l$, т. е. $I_{\alpha\beta}$ есть сумма $I_{\alpha\beta}^l$ для каждой моды l , и, следовательно, интерференционный член в тензоре поляризации $I_{\alpha\beta}$ отсутствует*.

Тензор поляризации $I_{\alpha\beta}$ записан в системе координат с осью z , направленной вдоль внешнего магнитного поля H_0 . В плоскости (xy) , перпендикулярной H_0 , $Q = I_{xx} - I_{yy} = 0$, $U = I_{xy} + I_{yx} = 0$, $V = -i(I_{xy} - I_{yx}) = 2I_2$, $I = I_{xx} + I_{yy} = 2I_1$. Следовательно, как для одной моды, так и для суммарного потока, излучение в этой плоскости имеет круговую поляризацию; при этом, если $I_2 > 0$, то направление вращения вектора E совпадает с направлением вращения электрона.

Интересно отметить, что круговую поляризацию излучения дают, например, не только волны, у которых волновой вектор k направлен

вдоль магнитного поля, но и те волны (на некоторых частотах), у которых фаза распространяется под углом конической рефракции (см. рис. 1) [4]. В данном случае в поток энергии вдоль внешнего магнитного поля дают вклад целый континуум векторов k , расположенных на конусе рефракции, причем в одноосной среде (плазме) этот эффект обусловлен наличием гиротропии. Каждый вектор k дает в общем случае эллиптические поляризованную волну, но в результате усреднения по всем k на конусе рефракции получается круговая поляризация теплового поля в плоскости (xy) , перпендикулярной направлению потока энергии для этих волн. Вклад последних в излучение значителен, так как

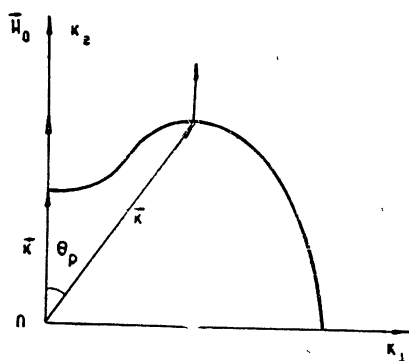


Рис. 1. Поверхность волновых векторов (θ_p — угол конической рефракции).

лучательная способность элемента объема плазмы $\eta_{\omega l}$ в направлении угла конической рефракции принимает бесконечно большое значение. Излучение в этой плоскости поляризовано лишь частично (как суммарное, так и в каждую моду), и степень поляризации равна

* В работе [6] при вычислении параметров Стокса и излучательной способности суммарного излучения в обыкновенную и необыкновенную волны в магнитоактивной плазме делается заключение о наличии интерференционного члена. Тем не менее вычисление, проведенное в [2], показывает, что суммарная излучательная способность есть сумма излучательных способностей среды в каждую моду колебаний. Из изложенного выше следует, что интерференционные члены отсутствуют и в параметрах Стокса.

$$\rho = \frac{|\rho_2|}{\rho_1}. \quad (4)$$

Из (4) видно, что ρ пропорционально величине магнитного поля H_0 , и, следовательно, для одноосного негиротропного кристалла в плоскости (xy) излучение не поляризовано ($\rho = 0$).

В плоскостях (zy) и (zx) излучение линейно поляризовано и степень поляризации

$$\rho = \frac{|\rho_1 - \rho_3|}{\rho_1 + \rho_3} = \sqrt{1 - \frac{4\rho_1\rho_3}{(\rho_1 + \rho_3)^2}}. \quad (5)$$

Таким образом, в этих плоскостях излучение не поляризовано только в изотропной среде.

Можно также посмотреть картину поляризации в плоскости, перпендикулярной произвольному направлению z' . Для этого достаточно повернуть систему координат, например, вокруг оси x на угол α . В результате получается, что в плоскостях $(x'y')$ и $(x'z')$ излучение эллиптически поляризовано, а направление большой оси эллипса не зависит от α . В плоскости $(y'z')$ поляризация линейная и угол $\chi = \alpha$.

В заключение необходимо отметить, что при выходе в изотропную среду равновесное тепловое поле становится неполяризованным. В приближении геометрической оптики это формально следует из того факта, что $\rho \rightarrow 0$ при $\rho_1 \rightarrow \rho_3$ и $\rho_2 \rightarrow 0$. При наличии взаимодействия между нормальными волнами (типа предельной поляризации или взаимодействия на резкой границе раздела) в условиях термодинамического равновесия это следует из общих соображений, в частности, из того факта, что в изотропной среде, в отличие от анизотропной, интенсивность равновесного излучения равномерно распределена по угловому спектру и по различным модам колебаний.

Автор благодарит В. В. Железнякова и В. Ю. Трахтенгерца за дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Л. Левин, С. М. Рытов, Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике, изд. Наука, М., 1967.
2. В. Д. Шафранов, сб. Вопросы теории плазмы, вып 3, Госавтоиздат, М., 1963.
3. V. V. Zheleznyakov, Astrophys. J. (in press).
4. E. Arbel, L. B. Felsen, Proc. Symp. on Electromagn. Theory a. Antenna, Copenhagen, 1962, p. 391.
5. Ф. В. Бункин, ЖЭТФ, 32, № 4, 811 (1957).
6. H. Kogelnik, J. Res. NBS, 64D, № 5, 515 (1960).
7. Л. Ландау, Е. Лифшиц, Теория поля, изд. Наука, М., 1967.

Научно-исследовательский радиопизический институт
при Горьковском университете.

Поступила в редакцию
17 апреля 1968 г.

ON POLARIZATION OF THERMAL RADIATION IN ANISOTROPIC MEDIA

Yu. V. Chugunov

The character and the polarization degree of equilibrium thermal field in anisotropic and gyrotropic media described by the ermit tensor of the dielectric permittivity $\epsilon_{\alpha\beta}(\omega)$ is considered.