

ВЛИЯНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ВАКУУМА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕ

Ю.Н.Гнедин, Г.Г.Павлов, Ю.А.Шибанов

Показано, что поляризация вакуума сильным магнитным полем приводит к существенному изменению поляризации, углового распределения и спектра излучения магнитоактивной плазмы.

В присутствии сильного магнитного поля электронно-позитронный вакуум проявляет себя как анизотропная среда с двулучепреломляющими свойствами (поляризация вакуума магнитным полем) [1 - 4]. Новик и др. [5] обратили внимание на необходимость учета этого эффекта при рассмотрении вопроса о поляризации рентгеновского излучения нейтронной звезды даже в том случае, когда магнитное поле $B \ll B_c = m_e c^3 / e \hbar = 4,41 \cdot 10^{13} \text{ гс}$ (т.е. $\hbar \omega_B \ll m_e c^2$). Однако основной вывод работы [5] о деполаризации излучения при распространении в замагниченном вакууме оказался неверным [6].

В данной работе мы рассмотрим вопрос о влиянии поляризации вакуума в сильном магнитном поле на распространение излучения в магнитоактивной плазме. Мы покажем, что поляризации и угловое распределение излучения системы "плазма + вакуум в магнитном поле" при определенных соотношениях между концентрацией N_e и величиной магнитного поля B могут существенно отличаться от таковых в случае обычной магнитоактивной плазмы. Основной причиной этого является различный характер поляризации нормальных (собственных) волн в магнитоактивной плазме и замагниченном вакууме: в вакууме для всей области углов θ между направлениями распространения излучения и магнитного поля нормальные волны линейно поляризованы [2], в магнитоактивной плазме они поляризованы эллиптически [7]. При одинаковой степени влияния вакуума и плазмы на поляризацию и коэффициенты преломления нормальных волн возникают специфические эффекты в поляризации, угловом распределении и спектре излучения такой системы.

Лагранжиан системы "плазма + вакуум" в постоянном магнитном поле \mathbf{B} и поле волны \mathbf{E}, \mathbf{B}' при $B \ll B_c$, $\hbar \omega \ll m_e c^2$ и $V \ll c$ можно записать в виде

$$L = \frac{1}{8\pi} (E^2 - \mathcal{B}^2) + \frac{2\pi}{45(4\pi)^2 B_c^2} \left[(E^2 - \mathcal{B}^2)^2 + 7(\mathbf{E}\mathbf{B})^2 \right] + \frac{1}{c} \mathbf{j} \cdot \mathbf{A}, \quad (1)$$

где $\alpha = e^2 / \hbar c$, A - вектор-потенциал поля излучения, $\mathbf{j} = -eN_e \mathbf{V}$ - плотность тока, $\mathbf{B} = \mathbf{B} + \mathbf{B}'$. Скорость электрона \mathbf{V} находится в результате решения нерелятивистского уравнения движения электрона в поле волны $(\mathbf{E}, \mathbf{B}')$ и во внешнем магнитном поле \mathbf{B} с учетом затухания, решение которого хорошо известно. Дифференцированием (1) по \mathbf{E} и \mathbf{B}' на-

ходим электрическую индукцию \mathbf{D} и напряженность магнитного поля волны \mathbf{H} . При $E, B' \ll B$ члены квадратичные по E и B' можно отбросить. Определив обычным способом тензоры диэлектрической и магнитной проницаемости, легко написать дисперсионное уравнение, решения которого представляют коэффициенты преломления нормальных волн, распространяющихся в рассматриваемой системе. Для разреженной плазмы

$$(v = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = \frac{4\pi e^2 N_e}{m_e \omega^2} \ll 1) \text{ они имеют вид}$$

$$(n + i\kappa)_{1,2} = 1 - \frac{1}{4} \left\{ v \left[\frac{\sin^2 \theta}{1 - iy} + \frac{(1 + \cos^2 \theta)(1 + iy)}{1 - u + 2iy} \right] - 11a \sin^2 \theta \pm \left[\left(\frac{vu}{1 - u + 2iy} + 3a \right)^2 \sin^4 \theta + \left(\frac{2v\sqrt{u} \cos \theta}{1 - u + 2iy} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}, \quad (2)$$

$$\text{где } u = (\omega_B^2 / \omega^2), \quad a = \frac{e^2}{\hbar c} \frac{1}{45\pi} \left(\frac{B}{B_c} \right)^2, \quad \tilde{\gamma} = (v/\omega) \ll 1, \quad v -$$

эффективная частота столкновений. Вещественные части коэффициентов преломления нормальных волн $n_{1,2}$ изображены на рис. 1. Характер поляризации нормальных волн определяется реальной частью отношения слагаемых во второй квадратной скобке (2):

$$q = q_0 \left\{ 1 + \frac{3a(1-u)}{vu} \right\} = q_0 \left\{ 1 - \frac{N_e}{N_c} \text{sign}(u-1) \right\}; \quad q_0 = \frac{\sqrt{u} \sin^2 \theta}{2 \cos \theta}; \quad (3)$$

$$N_c = N_m \frac{|1-u|}{u^2}; \quad N_m = \frac{1}{60\pi^2} \left(\frac{m_e c}{\hbar} \right)^3 \left(\frac{\hbar \omega_B}{m_e c^2} \right)^4 = 4,5 \cdot 10^{28} \left(\frac{B}{B_c} \right)^4.$$

При $|q| \gg 1$ нормальные волны поляризованы линейно, при $|q| \ll 1$ — циркулярно. При $N_e \ll N_c$ поляризация нормальных волн определяется вакуумом ($|q| \gg 1$), при $N_e \gg N_c$ — плазмой, причем в последнем случае при $\sqrt{u} \gg 1$ в широкой области углов нормальные волны поляризованы линейно (квазипоперечное распространение), а при $\sqrt{u} \ll 1$ — циркулярно (квазипродольное распространение). На рис. 2 сплошной линией изображена зависимость отношения N_c/N_m от $u^{-1} = \omega^2/\omega_B^2$.

Анализ формул (2) и (3) позволяет сделать следующие выводы. 1. Учет поляризации вакуума качественно меняет вид коэффициентов преломления магнитоактивной плазмы. 2. При $\omega \gg \omega_B$ учет поляризации вакуума сужает интервал квазипродольного распространения, внутри которого нормальные волны имеют циркулярную поляризацию. Например, для $B = 4,4 \cdot 10^9 \text{ вэ}$, $\hbar\omega = 260 \text{ эв}$, $N_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ условие квазипродольности выполняется при $\theta < 33^\circ$ вместо $\theta < 84^\circ$ при неучете поляриза-

ции вакуума. 3. При $\omega < \omega_B$ в области частот $\omega \approx \omega_B (N_e/N_m)^{1/2}$ величина $|q| < 1$ почти для всех θ , т.е. нормальные волны поляризованы циркулярно в полную противоположность тем результатам, которые получаются без учета поляризации вакуума или в вакууме без плазмы.

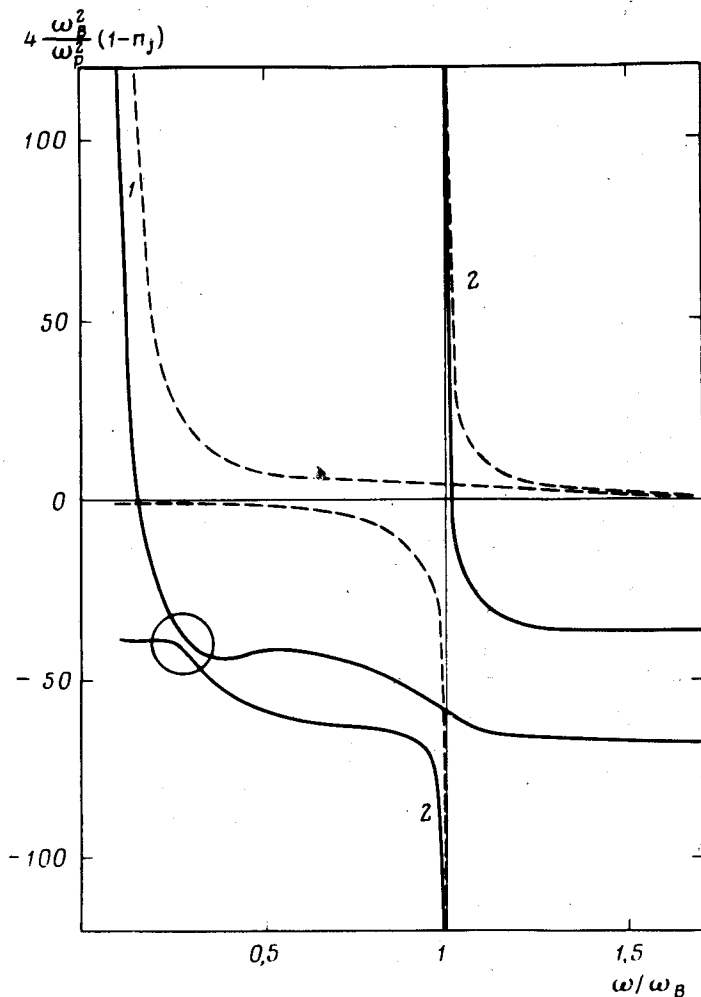


Рис. 1. Дисперсионные кривые $4(1 - n_j(\omega))(\omega_B^2/\omega_p^2)$ при $\theta = 80^\circ$ ($j = 1, 2$) для магнитоактивной плазмы с учетом ($N_e = 0,6 N_m$) и без учета (штриховые кривые) поляризации вакуума. Кружком отмечена область сближения дисперсионных кривых, где возможна линейная трансформация различных типов волн в неоднородной плазме

Это происходит потому, что при $u > 1$ плазма и вакуум "стремятся" поляризовать каждую нормальную волну линейно, но во взаимно перпендикулярных направлениях (знак минус в (3) при $u > 1$). При $N_e \sim N_c$ влияние вакуума и плазмы на линейную поляризацию взаимно компенсируется и результирующая поляризация становится циркулярной (при $\theta \neq \pi/2$).

4. Поскольку коэффициенты поглощения и излучения нормальных волн в анизотропной среде существенно зависят от характера поляризации, то изменение

величины q из-за влияния вакуума означает существенное изменение, например, угловой зависимости коэффициентов поглощения (см. рис. 3).

5) Существенно изменяется характер поляризации циклотронной линии ($\omega \approx \omega_B$) излучения оптически тонкой плазмы. Учет поляризации вакуума сужает область углов, где излучение поляризовано по кругу. Степень линейной поляризации $p_e = q / (1 + q^2)^{1/2}$ в отличие от обычной ситуации зависит от концентрации плазмы.

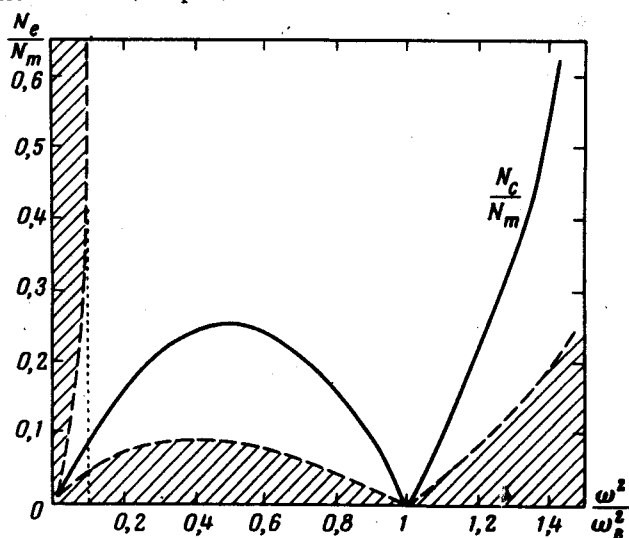


Рис. 2. Характер поляризации нормальных волн в магнитоактивной плазме с учетом поляризуемости вакуума магнитным полем в зависимости от концентрации плазмы N_e и частоты излучения ω . Штриховая кривая разделяет области преимущественно линейной ($|q(\theta = 45^\circ)| > 1$, заштриховано) и круговой ($|q(\theta = 45^\circ)| < 1$), поляризации нормальных волн. Пунктирная прямая разделяет соответствующие области без учета вакуума.

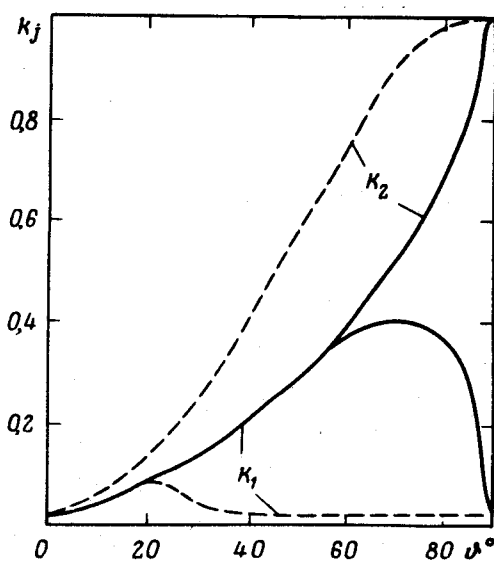


Рис. 3. Угловая зависимость коэффициентов поглощения нормальных волн $k_j = 2(\omega/c)\kappa_j$ без учета (штриховые линии) и с учетом поляризации вакуума при $\omega_B/\omega = 10$ и $N_c/N_e = 0,9$

В заключение отметим, что даже при ничтожном отличии коэффициентов преломления вакуума в магнитном поле от единицы (при $\hbar\omega \ll m_e c^2$) влияние вакуума приводит к вполне наблюдаемым эффектам, например, в космической плазме.

Авторы благодарят В.Л.Гинзбурга за полезное обсуждение данной работы и А.Е.Шабада за обсуждение проблемы поляризации вакуума во внешних полях.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
20 января 1978 г.

Литература

- [1] Н.Еuler, В.Кockel. Naturwiss., 23, 246, 1935.
 - [2] И.А. Баталин, А.Е.Шабад. ЖЭТФ, 60, 894, 1971.
 - [3] S.L.Adler. Ann. Phys. (N.Y.), 67, 599, 1971.
 - [4] А.Е.Шабaд. Ann.Phys. (N.Y.), 90, 166, 1975.
 - [5] R.Novick, M.C.Weisskopf, J.R.P.Angel, P.G.Sutherland, Astrophys. J. Lett., 215, L 117, 1977.
 - [6] Ю.Н.Гнедин, Г.Г.Павлов, Ю.А.Шибанов. Письма в АЖ (в печати), 1978.
 - [7] В.Л.Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме, М., изд. Наука, 1967.
-