ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXX, № 4 РАДИОФИЗИКА 1987

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 523.165

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ В МЕЛКОМАСШТАБНЫХ СЛУЧАЙНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

И. Н. Топтыгин, Г. Д. Флейшман

В работе [1] рассчитан спектр излучения релятивистских частиц в квазиоднородном магнитном поле, на фоне которого имеется широкий спектр магнитных неоднородностей, создаваемых турбулентной плазмой. Было показано, что на частотах $\omega>\omega_{B\perp}\gamma^2_{\max}$ ($\omega_{B\perp}=eB_\perp/mc$, $\gamma_{\max}=\varepsilon_{\max}/mc^2$) излучение формируется мелкомасштабными неоднородностями магнитного поля $I_\omega\sim\omega^{-\nu}$, где ν — показатель спектра турбулентности. Ясно, что излучение на изотропной турбулентности не поляризовано. Однако при наличии регулярного магнитного поля может осуществляться анизотропное (квазиодномерное вдоль магнитного поля) распределение волновых векторов МГД-волн [2], что приведет к появлению отличной от нуля поляризации электромагнитного излучения.

Пусть мелкомасштабное случайное магнитное поле описывается корреляционным тензором $T_{\alpha\beta}(\Delta\boldsymbol{r})$, где α и β — декартовы координаты в картинной плоскости ($\alpha,\beta=1;2$). Уравнение для функции распределения излучающих частиц [1] примет вид

$$\frac{\partial W_k}{\partial\tau}+i\boldsymbol{kv}W_k-\frac{ec\boldsymbol{B}}{\mathscr{E}}\hat{O}W_k=q_{\alpha\beta}(\omega)\hat{O}_\alpha\hat{O}_\beta W_k, \tag{1}$$

где $\boldsymbol{B}$ — регулярное магнитное поле, $\mathscr{E}$ — энергия частицы,

$$\hat{O}=\left[\boldsymbol{v},\frac{\partial}{\partial\boldsymbol{v}}\right],\quad q_{\alpha\beta}=\left(\frac{ec}{\mathscr{E}}\right)^2K_{\alpha\beta}, \tag{2}$$

$K_{\alpha\beta}$ — фурье-образ корреляционного тензора $T_{\alpha\beta}$.

Коррелятор $K_{\alpha\beta}$ есть двумерный эрмитовский тензор общего вида:

$$K_{\alpha\beta}=S_{\alpha\beta}+iA_{\alpha\beta},\quad\alpha,\beta=1;2, \tag{3}$$

где $S_{\alpha\beta}$ — симметричный, а $A_{\alpha\beta}$ — антисимметричный тензоры. $A_{\alpha\beta}$ не дает вклада в (1), так как умножается на симметричный тензор. $A_{\alpha\beta}\hat{O}_\alpha\hat{O}_\beta\equiv0$. Симметричный же тензор $S_{\alpha\beta}$ может быть приведен к диагональному виду (одна из осей совпадает с $\boldsymbol{B}_\perp$). Поэтому, не уменьшая общности, можно написать (ср. [1]):

$$q_{\alpha\beta}=q(\omega)\,l_{\alpha\beta},\quad l_{\alpha\beta}=\begin{pmatrix}1+\zeta & 0\\ 0 & 1-\zeta\end{pmatrix},\quad l_{\alpha\alpha}=\delta_{\alpha\alpha}=2. \tag{4}$$

Пренебрегая в (1) членом с регулярным магнитным полем (мы интересуемся частотами $\omega\gg\omega_{B\perp}\gamma^2_{\max}$), получим решение

$$W_k=\frac{1}{v^2}\delta(v-v_0)\exp\left[-i\frac{\omega v\tau}{c}\right]w(\theta_0,\theta,\tau), \tag{5}$$

где

$$w=\frac{1}{\pi}\left(\frac{x_1x_2}{\operatorname{sh}z_1\tau\operatorname{sh}z_2\tau}\right)^{1/2}\exp\{-x_1(\theta^2_{0x}+\theta^2_x)\operatorname{cth}z_1\tau-$$
$$-x_2(\theta^2_{0y}+\theta^2_y)\operatorname{cth}z_2\tau+2x_1\theta_{0x}\theta_x\operatorname{sh}^{-1}z_1\tau+2x_2\theta_{0y}\theta_y\operatorname{sh}^{-1}z_2\tau\}, \tag{6}$$

$$x_{1,2}=(1-i)\left(\frac{\omega}{(1\pm\zeta)q}\right)^{1/2},\quad z_{1,2}=(1-i)\,[(1\pm\zeta)\omega q]^{1/2}.$$

Несложно показать, что поляризационный тензор $I_{\alpha\beta}$ выражается через $w(\theta_0,\theta,\tau)$ (аналогично [1], (14)) формулой

$$I_{\alpha\beta} = \frac{e^2\,\omega^2}{2\pi^2\,c}\,\mathrm{Re}\int\limits_0^\infty d\tau e^{i\omega\tau/2\gamma^2}\int d\theta\, d\theta_0\,\theta_\alpha\,\theta_{0\beta}\;w(\theta_0,\,\theta,\,\tau)\;, \tag{7}$$

где $\gamma = \mathscr{E}/mc^2$ — лоренц-фактор.

Элементарные вычисления приводят к следующим значениям компонент тензора:

$$I_{12}=I_{21}=0\,,$$
$$I_{11} = \frac{4e^2\,\gamma^2}{3\pi c}\,q\,(\omega)\left(1+\frac{\zeta}{2}\right),\quad I_{22} = \frac{4e^2\,\gamma^2}{3\pi c}\,q\,(\omega)\left(1-\frac{\zeta}{2}\right). \tag{8}$$

С помощью (8) легко вычисляются параметры Стокса (см., например, [3]) I_ω, Q, U, V:

$$I_\omega = \frac{8}{3}\,\frac{e^2}{\pi c}\,q\,(\omega)\,\gamma^2; \tag{9}$$

$$Q = \frac{4}{3}\,\zeta\,\frac{e^2}{\pi c}\,q(\omega)\gamma^2,\quad U=V=0\,. \tag{10}$$

Интенсивность излучения (9) не зависит от анизотропии турбулентности и совпадает с зависимостью в [1]. Обращение V в нуль означает отсутствие излучения с круговой поляризацией, а $U=0$ связано со специальным выбором осей координат (одна ось совпадает с $\boldsymbol{B}_\perp$). Интенсивность поляризованного света пропорциональна степени анизотропии турбулентности ζ. Степень поляризации есть

$$P = Q/I_\omega = \zeta/2\,, \tag{11}$$

т. е. равна половине степени анизотропии случайного поля. Поскольку в реальных условиях анизотропия мелкомасштабного поля вызывается анизотропией крупномасштабного поля, а потому не может превосходить последнюю, то следует сделать вывод, об уменьшении степени поляризации излучения с увеличением частоты при $\omega > \omega_{B\perp}\,\gamma^2$ т. е. когда синхротронное излучение сменяется излучением на мелкомасштабных магнитных неоднородностях. Эта инверсная зависимость степени поляризации от частоты дает дополнительный тест при интерпретации измеренных спектров космических объектов (при синхротронном излучении степень поляризации увеличивается с ростом частоты).

К излучению ансамбля частиц со степенным спектром формулы (10) и (11) строго применимы, если степень анизотропии ζ одинакова для всех мелкомасштабных гармоник поля, т. е. $\zeta=\mathrm{const}\,(\omega)$. Если же имеется зависимость $\zeta(\omega)$, то в (11) войдет усредненная по спектру частиц величина $\zeta(\omega)$.

Другая важная измеряемая поляризационная характеристика — позиционный угол — изменяется на 90° по сравнению с позиционным углом для синхротронного излучения. Этот факт, подтверждающийся вычислениями, несложно понять и не проводя их. Поскольку волновые векторы МГД-волн преимущественно параллельны регулярному магнитному полю $\boldsymbol{k}_t \parallel \boldsymbol{B}$, то сами поля (мелкомасштабные и регулярное) взаимно перпендикулярны: $\boldsymbol{B}_t \perp \boldsymbol{B}$.

Если на фоне крупномасштабного магнитного поля возбуждена ленгмюровская турбулентность с широким спектром масштабов, то будут иметь место рассмотренные выше особенности поляризации как для крупномасштабных гармоник [2], так и для мелкомасштабных (вывод полностью аналогичен случаю мелкомасштабных магнитных полей).

Отметим в заключение, что соответствующие особенности поляризационных характеристик наблюдаются у ряда объектов (например [4, 5]) и, возможно, объясняются рассмотренными в работе причинами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Топтыгин И. Н., Флейшман Г. Д., Клейнер Д. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1987, 30, № 3, с. 334
2. Каплан С. А., Цытович В. Н. Плазменная астрофизика. — М.: Наука, 1972.
3. Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика. — М.: Наука, 1981.
4. Ennis D. J., Neugebauer G., Werner M. — Astrophys. J., 1982, 262, p. 460.
5. Henry J., Becklin E., Telesco C. — Astrophys. J., 1984, 280, p. 98.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе
АН СССР

Поступила в редакцию
3 февраля 1986 г.