Письма в ЖЭТФ, том 44, вып. 1, стр. 18 – 20 *10 июля 1986 г.*

О МЕХАНИЗМЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ

В.С.Бескин, А.В.Гуревич, Я.Н.Истомин

Теоретически предсказана неустойчивость потока релятивистской электронно-позитронной плазмы в сильном криволинейном магнитном поле, позволяющая объяснить происхождение и основные свойства наблюдаемого радиоизлучения пульсаров.

Вскоре после обнаружения в 1967 году пульсирующих радиоисточников – пульсаров, произошло их отождествление с вращающимися нейтронными звездами [1]. Сейчас известно уже более 400 пульсаров, определены общие свойства их магнитосферы и параметры текущей в ней электронно-позитронной плазмы [1, 2]. При этом выяснено, что наблюдаемые радиочастоты ω близки к частотам так называемого изгибного излучения $\left(\omega_c = \frac{c}{\rho}\gamma^3\right)$, генерируемого частицами, движущимися вдоль искривленных силовых линий магнитного поля радиуса ρ с характерной энергией $\gamma = \epsilon/m_0c^2 \sim 200 - 500$. Однако сам механизм генерации радиоизлучения, являющегося несомненно коллективным плазменным эффектом, до сих пор оставался не понятым [1, 2].

Дело в том, что до сих пор не была сформулирована и решена основная задача электродинамики релятивистской плазмы, движущейся в сильном криволинейном магнитном поле – не существовало, фактически, линейной теории, описывающей рост возмущений в такой плазме. В настоящей работе представлено решение общей задачи и показано, что применение результатов этой теории к магнитосфере пульсаров дает возможность объяснить происхождение и основные свойства наблюдаемого радиоизлучения.

Для исследования электродинамических свойств стационарного потока плазмы необходимо найти тензор диэлектрической проницаемости $\epsilon_{\alpha\beta}(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{r})$. Общее выражение для $\epsilon_{\alpha\beta}(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{r})$ в бесстолкновительной неоднородной плазме имеет вид

$$\epsilon_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} - \frac{4\pi i}{\omega} e^2 \int d\mathbf{p} v_\alpha \int_{-\infty}^{t} dt' \exp[i\omega(t-t') - i\mathbf{k}\vec{\eta}^*] \det{}^{-1}\left|\delta_{\mu\nu} - \frac{\partial\lambda_\mu\left(\mathbf{r}+\frac{\eta^*}{2}\right)}{\partial r_\nu}\right| \cdot$$

$$\cdot\left[\left(1-\frac{\mathbf{k}\mathbf{v}'}{\omega}\right)\delta_{\beta\sigma} + \frac{k_\sigma v'_\beta}{\omega} + \frac{i}{2\omega}\frac{\partial}{\partial r_\sigma}v'_\beta - \frac{i}{2\omega}\delta_{\beta\sigma}\frac{\partial}{\partial r_\chi}v'_\chi\right]\frac{\partial F\left(\mathbf{r}+\frac{\vec{\eta}^*}{2}, \mathbf{p}\right)}{\partial p'_\sigma} \qquad (1)$$

Здесь $F(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ – невозмущенная функция распределения частиц заряда e, $\mathbf{p}' = \mathbf{p}(t')$, $\mathbf{v}' = \mathbf{v}(t')$, $\mathbf{r}' = \mathbf{r}(t')$ - импульс, скорость и координаты частицы в момент времени t', движущейся по невозмущенной траектории, так что в момент времени t она имеет импульс $\mathbf{p}$, скорость $\mathbf{v}$ и координату $\mathbf{r}$. Вектор $\vec{\eta}^*(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t - t')$ есть решение уравнения

$$\vec{\eta}^* = \vec{\lambda}(\mathbf{r} + \frac{\vec{\eta}^*}{2}, \ \mathbf{p}, t - t'),$$

где функция $\vec{\lambda}$ описывает траекторию частицы $\mathbf{r} = \mathbf{r}' + \vec{\lambda}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t - t')$.

Диэлектрическая проницаемость (1) полностью определяет дисперсионные свойства неоднородной среды в условиях, когда длины волн малы в сравнении с характерным масштабом неоднородности (в нашем случае это радиус кривизны ρ) и затухание (или нарастание) волн относительно слабо

$$k\rho \gg 1, \quad |\vec{\kappa}| / |\mathbf{k}| \ll 1, \quad \kappa = \mathrm{Im} k. \tag{2}$$

При этом электрическое поле волны описывается формулами геометрической оптики, а уравнения Максвелла сводятся в каждой точке $\mathbf{r}$ к обычному дисперсионному уравнению с тензором $\epsilon_{\alpha\beta}$ (1).

Воспользовавшись теперь общим выражением (1), получаем для электронно-позитронной плазмы, двужущейся с релятивистской скоростью $v_\parallel$ вдоль очень сильного ($\omega \ll \omega_B = eB/m_0 c\gamma$) криволинейного магнитного поля, следующее выражение

$$\epsilon_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} 1 + 4\pi\omega_p^2 \frac{\rho^{2/3}}{k_z^{4/3}} \left\langle \frac{[\mathrm{Gi}'''(\zeta) - i\mathrm{Ai}'''(\zeta)]}{\gamma^3 v_\parallel^2} \right\rangle & 0 & -4\pi\omega_p^2 \frac{\rho}{k_z} \left\langle \frac{[\mathrm{Ai}''(\zeta) + i\mathrm{Gi}''(\zeta)]}{\gamma^3 v_\parallel^2} \right\rangle \\ 0 & 1 & 0 \\ 4\pi\omega_p^2 \frac{\rho}{k_z} \left\langle \frac{[\mathrm{Ai}''(\zeta) + i\mathrm{Gi}''(\zeta)]}{\gamma^3 v_\parallel^2} \right\rangle & 0 & 1 + 4\pi\omega_p^2 \frac{\rho^{4/3}}{k_z^{2/3}} \left\langle \frac{[\mathrm{Gi}'(\zeta) - i\mathrm{Ai}'(\zeta)]}{\gamma^3 v_\parallel^2} \right\rangle \end{pmatrix} \tag{3}$$

Здесь $\omega_p^2 = 4\pi e^2 N/m_0$ – ленгмюровская частота, N – концентрация плазмы, γ - лоренц-фактор частицы, а функции Эйри определены соотношением

$$\mathrm{Ai}(\zeta) + i\,\mathrm{Gi}(\zeta) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \exp\left(i\zeta\tau + i\frac{\tau^3}{3}\right) d\tau .$$

Штрихи в (3) означают производные по аргументу

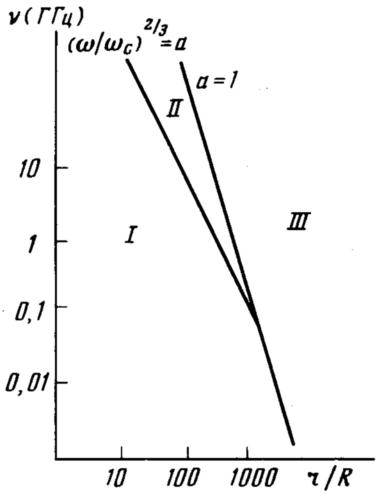
$$\zeta = 2(\omega - k_z v_\parallel) \frac{\rho^{2/3}}{k_z^{1/3} v_\parallel} .$$

Система координат выбрана таким образом, что ось z направлена вдоль магнитного поля, ось x – ортогонально к z в плоскости магнитного поля. Скобки $\langle \ \rangle$ означают усреднение по функции распределения частиц $\langle \psi \rangle = \int dp_\parallel f(p_\parallel) \psi$.

Используя найденное выражение для $\epsilon_{\alpha\beta}$, определяем нормальные волны. Их свойства существенно зависят от параметра

$$a = 4\pi \left\langle \frac{1}{\gamma^3} \right\rangle \omega_p^2 \frac{\rho^{4/3}}{k_z^{2/3} c^2} . \tag{4}$$

Если $a \gg 1$, $(\omega\rho/c\gamma^3)^{2/3} \gg a$ (область II на рисунке), то в магнитосферной плазме, как и в случае прямолинейного магнитного поля, могут распространяться две продольных и две поперечных волны радиодиапазона. Если же выполнено условие $a \gg 1$, $(\omega\rho/c\gamma^3)^{2/3} \ll a$ (область I), то одна из плазменных волн расщепляется на три. При этом две из них при малых углах $\theta \lesssim a(k_z\rho)^{-1/3}$ (θ – угол между $\mathbf{k}$ и $\mathbf{B}$) оказываются неустойчивыми. Такие нормальные моды соответствуют сносовым волнам, распространяющимся вдоль магнитного поля. Неустойчивость возникает лишь при большой плотности частиц ($a \gg 1$) и носит гидродинамический характер: $\mathrm{Im}k \propto N^{1/5}$.



Три различные области параметров в магнитосфере пульсара ($\gamma_0 = 300$). R – радиус звезды

В условиях магнитосферы пульсара (дипольное магнитное поле, $N \propto r^{-3}$, r – расстояние от центра звезды) область I, в которой распространяются быстронарастающие волны, находится в ближней окрестности нейтронной звезды на расстояниях $r < 10^2 - 10^3$ км. В более же удаленной области III ($a \ll 1$) неустойчивости нет, причем здесь могут распространяться лишь две поперечные волны с $n \equiv kc/\omega \simeq 1$. Трансформация неустойчивых плазменных мод в поперечную волну происходит при значении параметра $a \simeq 1$.

Для полной оптической толщи, набираемой неустойчивыми нормальными волнами при распространении от поверхности нейтронной звезды до точки трансформации $a \simeq 1$ получаем

$$\tau_{1,2} = 2\frac{\omega}{c}\int \mathrm{Im}n dl = -290 s_{1,2}\, \nu_{\text{ГГц}}^{1/5}\left(\frac{\gamma_0}{300}\right)^{-3/5} \qquad (5)$$

Здесь $s_{1,2}$ – геометрический фактор порядка единицы, $\nu_{\text{ГГц}}$ – частота волны в Гигагерцах, $\gamma_0 \simeq 200-500$ – характерный Лоренц-фактор частиц, движущихся в магнитосфере пульсара [1].

Мы видим, что во всей области наблюдаемых частот (30 МГц – 10 ГГц) усиление гигантское. Поэтому мощность излучения, фактически, всегда будет ограничиваться нелинейными процессами, так что она должна составлять определенную долю от общей энергии генерирующей его плазмы, что подтверждается данными наблюдений [3]. Область трансформации $a \simeq 1$ определяет направленность излучения. В полном согласии с наблюдениями находится и зависимость ширины диаграммы направленности W от частоты радиоизлучения: наблюдения дают $W \propto \nu^{-\alpha}$, $\alpha = 0{,}16 \pm 0{,}05$ [4], теория – $\alpha = 1/7$. Кроме того, сама величина W также хорошо соответствует данным наблюдений.

Таким образом можно заключить, что рассмотренная здесь теория объясняет происхождение и основные свойства наблюдаемого радиоизлучения пульсаров.

Авторы признательны В.Л.Гинзбургу за полезное обсуждение.

Литература

1. *Манчестер Р., Тейлор Дж.* Пульсары, М.: Мир, 1980.
2. *Taylor J.H., Stinebring D.R.* Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1986, .
3. *Beskin V.S., Gurevich A.V., Istomin Ya.N.* Astrophys. Space Sci., 1984, **102**, 301.
4. *Kuzmin A.D., Malofeev V.M., Izvecova V.A., Sieber W., Wielebinski P.* Astron. Astrophys., 1986.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
20 мая 1986 г.