

УДК 52—726

РАСПРОСТРАНЕНИЕ КОСЫХ ВОЛН В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ
ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННОЙ ПЛАЗМЕ

М. Э. ГЕДАЛИН, Г. Э. МАЧАБЕЛИ

Поступила 18 февраля 1982

Принята к печати 6 ноября 1982

Исследовано распространение косых волн в магнитоактивной релятивистской электронно-позитронной плазме. Показано существование чисто поперечной электромагнитной волны с линейной поляризацией и «вакуумным» характером дисперсии. На основе полученных результатов в рамках мазерного механизма радиоизлучения пульсаров дано качественное объяснение линейной поляризации радиопульсов пульсара NP 0532.

1. *Введение.* Для интерпретации излучения пульсаров весьма важным представляется вопрос возбуждения и распространения волн в замагниченной релятивистской электронно-позитронной плазме. Стёрроком [1] было показано, что в полярных областях, пронизываемых открытыми (выходящими за световой цилиндр) силовыми линиями, происходит рождение электронно-позитронных пар. В случае пульсара NP 0532, находящегося в Крабовидной туманности, эти пары образуют двухкомпонентную электронно-позитронную плазму, истекающую из полярных областей пульсара со средней скоростью, соответствующей лоренц-фактору $\gamma_p \approx 10^2$, и плотностью $n_p \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Плазма пронизывается электронно-позитронным пучком с плотностью $n_b \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и лоренц-фактором $\gamma_b \approx 10^2$. Система плазма-пучок, находящаяся в сильном магнитном поле пульсара ($B_0 \approx 10^{12} \text{ Гс}$), описывается одномерной функцией распределения по импульсам, так как поперечная составляющая импульса в поле B_0 быстро высвечивается из-за синхротронного излучения.

Линейная и квазилинейная стадии развития неустойчивости волн, распространяющихся вдоль магнитного поля, $k = (0, 0, k_z)$, в такой плазме были детально проанализированы в ряде работ [2—4]. Вопросу линейной теории пульсарной плазмы посвящено значительное количество работ (см., например, [5—9]). Такой интерес связан с надеждами построения разумной модели радиоизлучения пульсаров.

Магнитное поле предполагается дипольным — расширяющимся с удалением от поверхности пульсара. Поэтому при распространении волны.

первоначально возбужденной вдоль магнитного поля ($k_z = 0$), вдоль луча зрения, с течением времени появляется отличная от нуля поперечная составляющая волнового вектора k , что и обуславливает необходимость исследования косых волн.

В обычной, электронно-ионной плазме при распространении под углом к магнитному полю потенциальные и непотенциальные колебания невозможно разделить. Такая связь оказывается несущественной при $\theta \lesssim \gamma^{1/2} \omega_p / \omega_B$ [10], где γ — релятивистский фактор теплового разброса плазмы в системе, связанной с плазмой, ω_p и ω_B — соответственно плазменная и циклотронная частоты.

В электронно-позитронной плазме распространение волн под произвольным углом к магнитному полю весьма специфично. Исследование распространения волн при $\theta \neq 0$ в такой плазме и является целью настоящей работы. Особенно интересным представляется исследование низкочастотной электромагнитной ветви колебаний, которая может играть важную (возможно и определяющую) роль в интерпретации радиоизлучения пульсаров.

Нас будет интересовать бесстолкновительная электронно-позитронная плазма с одинаковыми функциями распределения для обоих компонентов, в отсутствие пучка.

2. *Дисперсионные соотношения.* Общее выражение для диэлектрической проницаемости магнитоактивной плазмы имеет хорошо известный вид (см., например, [11]). Из него, полагая $f_{0\alpha} = f_{0p} = f_0(p_\perp, p_z)$, получим для электронно-позитронной плазмы.

$$\varepsilon_{ij} = \begin{pmatrix} 1 + 2\tilde{\varepsilon}_{11p} & 0 & 2\tilde{\varepsilon}_{13p} \\ 0 & 1 + 2\tilde{\varepsilon}_{22p} & 0 \\ 2\tilde{\varepsilon}_{31p} & 0 & 1 + 2\tilde{\varepsilon}_{33p} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & 0 & \varepsilon_{13} \\ 0 & \varepsilon_{22} & 0 \\ \varepsilon_{31} & 0 & \varepsilon_{33} \end{pmatrix}, \quad (2.1)$$

где оси выбраны так, что $k = (k \sin \theta, 0, k \cos \theta)$.

Общее уравнение для компонентов электрического поля волны E будет выглядеть следующим образом:

$$\begin{pmatrix} N^2 \cos^2 \theta - \varepsilon_{11} & 0 & N^2 \sin \theta \cos \theta - \varepsilon_{13} \\ 0 & N^2 - \varepsilon_{22} & 0 \\ N^2 \sin \theta \cos \theta - \varepsilon_{31} & 0 & N^2 \sin^2 \theta - \varepsilon_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0, \quad (2.2)$$

где $N^2 = (k^2 c^2) / \omega^2$.

Из (2.2) видно, что существует ветвь чисто поперечных электромагнитных волн с законом дисперсии

$$N^2 = \epsilon_{22} \quad (2.3)$$

Для этих волн вектор электрического поля E перпендикулярен плоскости, образуемой вектором внешнего магнитного поля B_0 и направлением распространения волны, задаваемым волновым вектором k . Это единственная ветвь с «чистой» поперечной поляризацией во всем диапазоне углов θ . Остальные ветви имеют смешанную продольно-поперечную линейную поляризацию, и вектор E лежит в плоскости, построенной на векторах k и B_0 . В пределе $\theta \rightarrow 0$ одна из «смешанных» ветвей обращается в ленгмюровскую. Вторая же дублирует в этом случае ветвь (2.3) с тем отличием, что ее вектор поляризации ортогонален таковому для (2.3) (в дальнейшем t -волны). Это значит, что в случае продольного распространения волны направление вектора поляризации может быть выбрано произвольно. В частности, эквивалентным будет описание в терминах циркулярно поляризованных t -волн. Если же $\theta \neq 0$, то поляризация строго фиксирована: линейная и поперечная.

Заметим, что в случае холодной плазмы $\epsilon_{22} \approx \text{const}$ и t -волны не диспергируют:

$$\omega = kc\epsilon_{22}^{-1/2}. \quad (2.4)$$

3. *Релятивистская одномерная плазма.* В этом разделе мы конкретизируем полученные результаты на случай одномерной плазмы. Согласно утверждению, сделанному выше (см. раздел 1), можно положить

$$f_0(p_{\perp}, p_z) = F(p_z^2) \delta(p_{\perp}) p_{\perp}^{-1} \quad (3.1)$$

для плазмы в магнитосфере пульсара. Кроме того, будем предполагать, что

$$\delta \equiv \frac{\omega_p^2}{\omega_B^2} \lesssim \langle \gamma \rangle^{-1}, \quad (3.2)$$

$$\text{где } \omega_p^2 = \frac{4\pi c^2 n}{m}, \quad \omega_B = \frac{|e| B_0}{mc},$$

$$\langle \dots \rangle \equiv n^{-1} \int (\dots) F dp_z.$$

Используя приведенную выше функцию распределения, получим

$$\epsilon_{22} = \frac{\omega_p^2}{\omega_B^2} \left\langle \frac{\gamma (\omega - k_z v_z)^2}{\omega_B^2 - \gamma^2 (\omega - k_z v_z)^2} \right\rangle \quad (3.3)$$

В предположении $\omega/\omega_B \ll 1$, $kc/\omega_B \ll 1$ с точностью до первого порядка по $1/\omega_B^2$ получаем

$$\tilde{\epsilon}_{\gamma\gamma} = \delta \langle \gamma \rangle + \frac{kx^2 c^2}{\omega^2} \delta (\langle \gamma \rangle - \langle \gamma^{-1} \rangle). \quad (3.4)$$

Для электромагнитных волн, распространяющихся вдоль магнитного поля, нетрудно получить

$$\omega = kc\Delta(1 - \beta k^2 c^2)^{1/2}, \quad (3.5)$$

где

$$\Delta \equiv \left[\frac{1 - 2\delta (\langle \gamma \rangle - \langle \gamma^{-1} \rangle)}{1 + 2\delta \langle \gamma \rangle} \right]^{1/2},$$

$$\beta \equiv \frac{1}{\omega_B^2 (1 + 2\delta \langle \gamma \rangle)} \left[\Delta^2 \langle \gamma^3 \rangle + 6(\langle \gamma^2 \rangle - \langle \gamma \rangle) + \right. \\ \left. + \frac{1}{\Delta^2} (\langle \gamma^3 \rangle - 2\langle \gamma \rangle + \langle \gamma^{-1} \rangle) \right]. \quad (3.6)$$

В пренебрежении малой поправкой $\beta k^2 c^2$ (3.5) совпадает со спектром, полученным в [3].

Согласно предыдущему разделу, чисто поперечная электромагнитная волна для произвольного угла имеет закон дисперсии

$$\omega = \frac{kc}{(1 + 2\delta \langle \gamma \rangle)^{1/2}} [1 - 2\delta (\langle \gamma \rangle - \langle \gamma^{-1} \rangle) \cos^2 \theta]^{1/2}. \quad (3.7)$$

Если пренебречь

$$2\delta (\langle \gamma \rangle - \langle \gamma^{-1} \rangle) \cos^2 \theta,$$

то

$$\omega \approx kc(1 + 2\delta \langle \gamma \rangle)^{-1/2}.$$

Таким образом, в одномерной замагниченной электронно-позитронной плазме существует чисто поперечная линейно поляризованная ветвь с «вакуумным» характером дисперсии и фазовой скоростью, слабо зависящей от направления распространения (в рамках сделанных выше предположений, характерных для плазмы в магнитосфере пульсара).

4. *Возможность применения результатов для интерпретации радиопульсов пульсаров.* Вопросам теории пульсаров посвящена значительное количество работ (см., например, [1, 12—14]). Мы обсудим возможность применения результатов, полученных в данной работе, в рамках модели, основы которой были заложены в работе [1].

Выше получена дисперсия волн частного вида, распространяющихся в замагниченной релятивистской электронно-позитронной плазме. Особо

следует подчеркнуть, что, в отличие от электронно-ионной, в такой плазме в случае косоугольного распространения волн под произвольным углом к внешнему магнитному полю B_0 одна ветвь является чисто поперечной электромагнитной ветвью колебаний (t -волны). Спектр этих волн в низкочастотной области (см. раздел 3), а, значит, и в радиодиапазоне, оказывается близким к «вакуумному» ($\omega \sim kc$). t -волны линейно поляризованы. Вообще линейная поляризация оказывается характерным свойством волн в электронно-позитронной плазме.

Важность указанных свойств t -волн становится ясной в связи с тем, что попытки построения теории радиоизлучения пульсаров часто основываются на теории электронно-позитронной плазмы [1, 13]. Существование электромагнитных волн в плазме со спектром, простирающимся до сколь угодно малых частот, является доводом в пользу мазерных механизмов излучения. В рамках подобных моделей радиоизлучения поперечные электромагнитные волны могут излучаться пульсарной плазмой и достигать наблюдателя в виде радиоволн.

Подобный подход встречал затруднения (см., например, [15]): спектр (3.5) не был известен, и приходилось изобретать сложные механизмы трансформации колебаний различного вида в вакуумные электромагнитные волны. Наличие косых волн с показателем преломления, близким к единице, может снять вопрос об источнике радиоволн. Разумно полагать, что в турбулентной электронно-позитронной плазме устанавливается некоторое стационарное распределение t -волн. Поскольку показатель преломления этих волн близок к единице и практически не зависит от частоты, t -волны непосредственно выходят из плазмы в виде радиоволн, так что все спектральные и поляризационные характеристики радиоизлучения определяются соответствующими характеристиками t -волн в плазме (практически должны совпадать с ними).

Описанный подход критиковался из-за отсутствия объяснения линейной поляризации радиоимпульсов [15]. Полученные выше результаты позволяют дать качественное объяснение наблюдательных поляризационных характеристик радиоизлучения.

Как было указано выше (см. раздел 2), при распространении вдоль магнитного поля t -волна имеет произвольную поляризацию (линейную). Ввиду того, что все направления вектора поляризации равновероятны, наблюдатель, регистрирующий поток таких волн (т. е. статистический ансамбль), будет воспринимать его как неполяризованное излучение.

Если регистрируется поток t -волн, распространяющихся под углом $\theta \gtrsim \gamma^{1/2} (\omega_p / \omega_B)$ к магнитному полю, то излучение будет иметь 100% линейную поляризацию.

В магнитосфере пульсара кривизна силовых линий магнитного поля неодинакова [14]. Излучающую область можно разделить на две подобла-

сти. В первой области, «центральной», радиус кривизны силовых линий практически бесконечен. Поэтому волны, первоначально возбужденные и распространяющиеся вдоль магнитного поля, всегда будут распространяться под нулевым углом. Излучение из этой области будет, согласно вышеприведенным рассуждениям, неполяризованным.

«Периферийная» область характеризуется конечным радиусом кривизны магнитных силовых линий $R_0 \approx 10^8$ см. Если волна распространялась вдоль магнитного поля, то со временем она приобретет поперечную составляющую волнового вектора и, следовательно, ненулевой угол распространения. Вследствие этого излучение из «периферийной» области должно быть практически полностью поляризованным.

Наблюдаемая картина сильно зависит от геометрии излучающей области. Если излучения от обеих подобластей регистрируются совместно, то будет наблюдаться промежуточная по величине степень поляризации P : $0 < P < 100\%$. При этом, очевидно, ее величина определяется отношением интенсивностей $I_{\text{центр}}/I_{\text{пер}}$: $P = (1 + I_{\text{центр}}/I_{\text{пер}})^{-1}$, а зависимость P от частоты, вероятно, может быть объяснена различными законами спада $I_{\text{центр}}$ и $I_{\text{пер}}$ с частотой.

Если излучения от обеих областей регистрируются отдельно, то, в той или иной последовательности, будут наблюдаться полностью поляризованное и неполяризованное излучения.

Последний случай, по-видимому, имеет место в спектре пульсара NP 0532 в диапазоне, примерно, $300 \text{ МГц} \div 600 \text{ МГц}$: главный импульс неполяризован, а предимпульс почти полностью линейно поляризован. Заметим, что асимметрия (отсутствие «послеимпульса»), возможно, объясняется асимметрией излучающей области из-за закручивания силовых линий вследствие быстрого вращения пульсара [1]. В отношении пульсара NP 0532 считается, что его ось вращения ортогональна (или почти ортогональна) магнитной оси. Наш луч зрения лежит, по-видимому, очень близко к экваториальной плоскости вращения пульсара. Очевидно, магнитные силовые линии, находящиеся в непосредственной близости к экваториальной плоскости, закручиваются почти параллельно ей. Это означает, что направление проекции магнитного поля на картинную плоскость не меняется при пересечении лучом зрения излучающей области. Вследствие этого мы видим «центральную» и «периферийную» области лишь по одному разу.

Вектор электрического поля радиоволны, приходящей из «периферийной» области, ортогонален плоскости, построенной на проекции магнитного поля и на луче зрения. Поэтому позиционный угол меняется мало, что и наблюдается в действительности [16].

OBLIQUE WAVES PROPAGATION IN THE RELATIVISTIC
ELECTRON-POSITRON PLASMA

M. E. GEDALIN, G. Z. MACHABELI

Relativistic magnetized electron-positron plasma is considered. The correspondent dispersion relations are derived for the case of onedimensional distribution function and ultrastrong external magnetic field. It's shown that all waves involved have linear polarization. There exist a branch of purely electromagnetic waves which are very like those ones in a vacuum. A possible explanation for linear polarization of pulsar radiation is given.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. A. Sturrock, *Ap. J.*, 164, 529, 1971.
2. Д. Г. Ломинадзе, А. Б. Михайловский, *ЖЭТФ*, 76, 959, 1979.
3. Д. Г. Ломинадзе, Г. З. Мачабели, А. Б. Михайловский, *Физика плазмы*, 5, 1337, 1979.
4. K. Kawamura, I. Suzuki, *Ap. J.*, 217, 832, 1977.
5. В. Н. Цытович, С. А. Каплан, *Астрофизика*, 8, 441, 1972.
6. S. Hinata, *Ap. J.*, 206, 282, 1976.
7. R. Buschauer, G. Benford, *M. N. RAS*, 179, 99, 1977.
8. P. E. Hardee, W. K. Rose, *Ap. J.*, 217, 274, 1977.
9. P. E. Hardee, P. J. Morrison, *Ap. J.*, 227, 252, 1979.
10. А. Б. Михайловский, *Физика плазмы*, 6, 613, 1980.
11. А. Б. Михайловский, *Теория плазменных неустойчивостей*, т. 1, Атомиздат, М., 1975, стр. 223.
12. Р. М. Авакян, Г. П. Алоджанц, Г. С. Саакян, Д. М. Седракян, *Астрофизика*, 12 339, 1976.
13. M. A. Ruderman, P. G. Sutherland, *Ap. J.*, 196, 51, 1975.
14. Г. З. Мачабели, В. В. Усов, *Письма АЖ*, 5, 445, 1979.
15. Ф. Г. Смит, *Пульсары*, Мир, М., 1979.
16. Р. Манчестер, Дж. Тейлор, *Пульсары*, Мир, М., 1980.