

Д. Г. Ломинадзе, Г. З. Мачабели, А. Б. Михайловский, Ю. П. Очелков, В. В. Усов.

Природа высокочастотного излучения пульсаров и активность остатков Сверхновых. Построение самосогласованной количественной теории пульсаров и активности окружающих их остатков сверхновых (если они имеются) невозможно без детального исследования физических процессов, происходящих в магнитосферах пульсаров. Как во всякой физической задаче, в теории магнитосфер пульсаров необходимо определить граничные условия, а именно: ответить на вопрос о свойствах поверхности пульсаров. Существующие наблюдательные данные о температуре поверхности пульсаров<sup>1</sup>, а также теоретические расчеты охлаждения нейтронных звезд<sup>2</sup> и анализ свойств вещества в сверхсильных магнитных полях<sup>3-5</sup>  $B \sim 10^{12} - 10^{13}$  Гс, типичных для пульсаров, свидетельствуют в пользу того, что поверхность пульсаров относительно холодная и твердая. В этом случае первичные частицы, истекающие с поверхности нейтронной звезды, слабо экранируют составляющую электрического поля  $E_{||}$  вдоль магнитного поля. В сильном электрическом поле  $E_{||} \sim 10^8 - 10^9$  CGSE первичные частицы ускоряются до ультрарелятивистских энергий ( $\sim 10^8$   $mc^2$ ) и, двигаясь вдоль искривленных магнитных силовых линий, излучают  $\gamma$ -кванты со средней энергией  $\bar{\epsilon}_\gamma \sim 10^{12} - 10^{13}$  эВ. В магнитном поле пульсаров  $B \sim 10^{12} - 10^{13}$  Гс эти  $\gamma$ -кванты поглощаются с образованием электрон-позитронных пар. Питч-угол у рождающихся частиц отличен от нуля, и, следовательно, рождающиеся вторичные частицы генерируют синхротронное излучение, которое также может поглощаться с образованием электрон-позитронных пар<sup>7</sup>. В результате развития такого лавинного процесса образуется многокомпонентная электрон-позитронная плазма. Основное число рождающихся частиц образует низкоэнергичную компоненту, называемую ниже просто плазмой, движущуюся от поверхности пульсара со скоростью, соответствующей лоренц-фактору  $\gamma_p \simeq 10^2 - 10^3$ . Высокоэнергичная компонента рождающейся плазмы — пучок имеет лоренц-фактор  $\gamma_p \simeq 10^6 - 10^7$ . Ожидаемые концентрации плазмы и пучка<sup>7</sup> в случае пульсара PSR0531 + 21, представляющего для нас в дальнейшем наибольший интерес, равны соответственно  $n_p \simeq 10^{20}$  см<sup>-3</sup> и  $n_p \simeq 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. В сильном магнитном поле пул. сара рождающиеся частицы из-за синхротронных потерь быстро теряют поперечную к магнитному полю составляющую импульса, и их распределение становится одномерным. Таким образом, для построения теории излучения пульсаров необходимо детальное исследование свойств одномерной ультрарелятивистской электрон-позитронной плазмы. Ниже представлены результаты, полученные авторами доклада по этой проблеме.

Согласно<sup>8</sup> ультрарелятивистский пучок приводит к черенковской расщепке продольных колебаний релятивистской плазмы. В результате квазилинейной релаксации функция распределения частиц пучка приобретает форму плато ( $\partial f / \partial p_z \leq 0$ ,  $p_z$  — составляющая импульса частицы вдоль  $B$ ), и дальнейшее поведение системы плазма — магнитное поле — пучок следует рассматривать при такой функции распределения. Плотность энергии продольных колебаний, возникающих при пучковой неустойчивости, примерно равна половине энергии пучка<sup>8</sup>. Основная доля энергии лентмюровской турбулентности поглощается при нелинейном рассеянии на частицах плазмы<sup>9</sup> (плазма нагревается). В длинноволновые лентмюровские колебания (конденсат) переходит лишь небольшая доля первоначальной энергии колебаний. Вблизи поверхности пульсаров в линейном приближении в истекающей ультрарелятивистской электрон-позитронной плазме нет других неустойчивостей, кроме пучковой, связанной с генерацией лентмюровских волн<sup>10</sup>.

По мере удаления истекающей плазмы от поверхности пульсара напряженность магнитного поля убывает, и становятся возможными другие неустойчивости. Устойчивость истекающей плазмы существенно зависит от отношения  $\omega_p / \omega_B$ , где  $\omega_p =$

$= \sqrt{4\pi n_p e^2 / m}$ ,  $\omega_B = eB/mc$ . Вблизи поверхности пульсаров это отношение  $\ll 1$  и растет с увеличением расстояния до пульсара  $r$ :  $\omega_p/\omega_B \sim r^{3/2}$ . При  $(\omega_p/\omega_B)^2 \geq \gamma_p^2/\gamma_B$  система истекающая плазма — пучок становится неустойчивой относительно раскачки циклотронных волн<sup>11</sup>. Было найдено распределение частиц пучка по энергиям иpitch-углам, устанавливающееся в результате развития циклотронной неустойчивости в неоднородной электрон-позитронной ультрарелятивистской плазме<sup>1,12</sup>. При дальнейшем удалении плазмы от пульсара, когда достигается условие  $\omega_p/\omega_B = 1$ , наступает релятивистская планговая неустойчивость, аналогичная найденной ранее<sup>13,14</sup> для нерелятивистской плазмы. Пока не ясно, как будет происходить развитие этой неустойчивости в магнитосферах пульсаров.

Для построения теории высокочастотного излучения пульсаров необходимо также дальнейшее исследование механизмов его генерации. Одним из наиболее вероятных и наиболее изученных механизмов генерации высокочастотного излучения пульсаров является синхротронное излучение<sup>15-17</sup>. Однако, как показывают оценки, значительный, а в некоторых случаях и определяющий вклад в высокочастотное излучение пульсаров могут давать изгибаемое (curvature) излучение, обратное комптоновское рассеяние, а также распад и слияние ленгмюровских волн. Эти механизмы генерации были рассмотрены в работах<sup>19-21</sup> с учетом специфики пульсаров.

Из известных сейчас нескольких сотен пульсаров наиболее изученным является пульсар PSR0531 + 21, расположенный внутри Крабовидной туманности. Его излучение зарегистрировано практически во всем доступном для наблюдений интервале частот (от  $\sim 3 \cdot 10^7$  Гц до  $\sim 10^{27}$  Гц). Благодаря тому, что PSR0531 + 21 окружен сильным магнитным полем Крабовидной туманности, из анализа непрерывного излучения туманности, имеющего синхротронную природу<sup>22</sup>, был определен поток и спектр ультрарелятивистских электронов и позитронов, истекающих из данного пульсара. На основе изложенных выше результатов исследования свойств ультрарелятивистской электрон-позитронной плазмы и механизмов генерации излучения была построена модель высокочастотного излучения пульсара PSR0531 + 21 и Крабовидной туманности<sup>1,12</sup>. Согласно этой модели вблизи светового цилиндра PSR0531 + 21 наступает циклотронная неустойчивость. Найдено распределение частиц пучка по pitch-углам и энергиям, устанавливающееся в результате развития этой неустойчивости. Показано, что синхротронным излучением частиц пучка можно объяснить рентгеновское и  $\gamma$ -излучение пульсара PSR0531 + 21. Рассеяние циклотронных возмущений на частицах плазмы приводит к появлению у последних отличных от нуля pitch-углов. Возникающее при этом синхротронное излучение приходится на оптический диапазон и имеет светимость, совпадающую с наблюдаемой у PSR0531 + 21 в этой области спектра. Циклотронные волны, приходящиеся на радиодиапазон, подобно ленгмюровским колебаниям<sup>23,24</sup> могут образовывать солитоны, которые выносят энергию этих волн за пределы магнитосферы пульсара. Поток энергии циклотронных волн из PSR0531 + 21 достаточен для объяснения его радиосветимости. Рассчитан спектр ультрарелятивистских электрон-позитронных пар, выходящих из магнитосферы пульсара PSR0531 + 21 в Крабовидную туманность. Показано, что ожидаемый спектр синхротронного излучения этих частиц в туманности хорошо согласуется с ее наблюдаемым спектром в оптическом и рентгеновском диапазонах. Данная количественная модель полностью укладывается в рамки качественного сценария процессов, происходящих в магнитосфере PSR0531 + 21, предложенного ранее И. С. Шкловским<sup>25</sup> на основе анализа наблюдательных данных об излучении Крабовидной туманности и пульсара внутри нее. Она предсказывает существование вполне обнаружимого избытка инфракрасного ( $\nu \sim 10^{13}$  Гц) излучения PSR0531 + 21, возникающего вблизи светового цилиндра пульсара при слиянии плазменных волн ( $l + l \rightarrow t$ )<sup>21</sup>. Обнаружение такого избытка явилось бы серьезным подтверждением справедливости предлагаемой модели.

# ЛИТЕРАТУРА

1. Lominadze D. G., Machabeli G. Z., Usov V. V.— *Astrophys. J.*, 1980.
2. Tsuruta S., Canuto V., Lodenquai J., Ruderman M.— *Ibid.*, 1972, v. 176, p. 739.
3. Кадомцев Б. Б., Кудрявцев В. С.— *Письма ЖЭТФ*, 1971, т. 13, с. 15.
4. Ruderman M.— *Phys. Rev. Lett.*, 1971, v. 27, p. 1306.
5. Flowers E., Lee J., Ruderman M., Sutherland P., Hillebrandt W., Müller E.— *Astrophys. J.*, 1977, v. 215, p. 291.
6. Sturrock P.— *Ibid.*, 1971, v. 164, p. 529.
7. Tademaru E.— *Ibid.*, 1973, v. 183, p. 625.
8. Ломинадзе Д. Г., Михайловский А. Б.— *ЖЭТФ*, 1979, т. 76, с. 959.

9. Ломинадзе Д. Г., Михайловский А. Б., Сагдеев Р. З.— ЖЭТФ, 1979, т. 77, с. 1951.
10. Михайловский А. Б.— Письма АЖ, 1979, т. 5, с. 604.
11. Ломинадзе Д. Г., Мачабели Г. З., Михайловский А. Б.— Физ. плазмы, 1979, т. 5, с. 1337.
12. Мачабели Г. З., Усов В. В.— Письма АЖ, 1979, т. 5, с. 445.
13. Рудаков Л. И., Сагдеев Р. З.— В кн.: Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций.— М.: Изд-во АН СССР, 1958.— Т. 3, с. 268.
14. Parker E. N.— Phys. Rev., 1958, v. 109, p. 1874.
15. Shklovskii I. S.— Astrophys. J., 1970, v. 159, p. 77.
16. Zheleznyakov V. V., Sharoshnikov V. E.— Astrophys. and Space Sci., 1972, v. 18, p. 141.
17. Ginzburg V. L., Zheleznyakov V. V.— Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1975, v. 13, p. 511.
18. Oshelkov Yu. P., Usov V. V. — Astrophys. and Space Sci. 1980 (в печати).
19. Oshelkov Yu. P., Usov V. V. — Astrophys. and Space Sci., 1980, v. 69, p. 439.
20. Михайловский А. Б.— Физ. плазмы, 1980.
21. Мамрадзе П. Г., Мачабели Г. З., Меликидзе Г. И., Усов В. В.— Письма АЖ, 1980.
22. Шкловский И. С.— Астрон. ж., 1953, т. 30, с. 15.
23. Хакимова М., Цытович В. Н.— Изв. вузов. Сер. «Радиофизика», 1978, т. 21, с. 621.
24. Патария А. Д., Меликидзе — Астрофизика, 1980, т. 16, с. 161.
25. Шкловский И. С.— Астрон. ж., 1977, т. 54, с. 655.