

ГИГАНТСКИЕ ИМПУЛЬСЫ ПУЛЬСАРОВ

В.М. Конторович

Радиоастрономический институт НАН, Харьков, Украина;

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, Харьков, Украина

E-mail: dvkont1001@yahoo.com; vkont@ri.kharkov.ua

Краткий обзор основных наблюдений и теорий одного из загадочных феноменов физики радиопульсаров, тесно связанных с их жестким излучением.

Гигантские импульсы (ГИ), спорадически наблюдаемые у небольшого числа пульсаров (Краб (B0531+21), B1112+50, J1823-3021A, B1937+21, B1821-24, B0540-69, B1957+20, J0218+4232, B0031-07, J1752+2359, B0656+14 [6, 7, 31, 33, 35, 37-42]), представляют собой еще не разрешенную загадку (см. обзоры [1-5]). Для ГИ типичны огромные плотности энергии [6] порядка 10^{15} эрг/см³, чрезвычайно малые длительности импульса (до нескольких наносекунд) [7], наличие круговой поляризации обоих знаков [8], полосы в спектре излучения [8], степенное распределение по энергиям [9], локализация в узком окне относительно положения среднего импульса [10], совпадающая с локализацией жесткого излучения от пульсаров [11-12]. Все это кардинально отличает их от обычных импульсов (см. также недавние работы [43-48]).

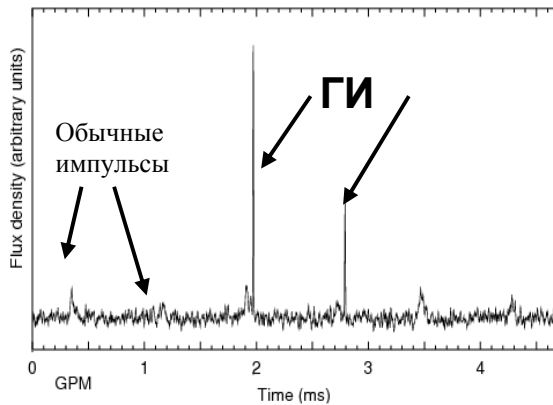


Рис. 1. Гигантские и обычные импульсы пульсара в Крабе [35]

Тем не менее, похоже, что ГИ - «частое, но редко наблюдаемое явление, присущее всем пульсарам» [10]. Некоторое количество пульсаров (B0809+74, B0823+26, B0834+06, B0943+10, B0950+08, B1133+16 [13]) излучает аномально интенсивные импульсы [13], которые по своим свойствам, по-видимому, не отличаются от ГИ.

Попытки объяснения ГИ плазменными механизмами в магнитосфере, где реализуются различные варианты двухпоточковых неустойчивостей [14], требуют привлечения сильно-нелинейных эффектов, таких как модуляционная неустойчивость [15-16], Захаровский коллапс плазменных волн (наиболее популярное объяснение) [8], пересоединение магнитных силовых линий [17-18], индуцированное рассеяние в узких пучках [19] и т.п.

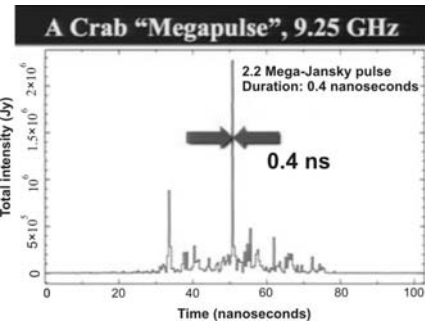


Рис. 2. Наносекундный гигантский импульс [7]

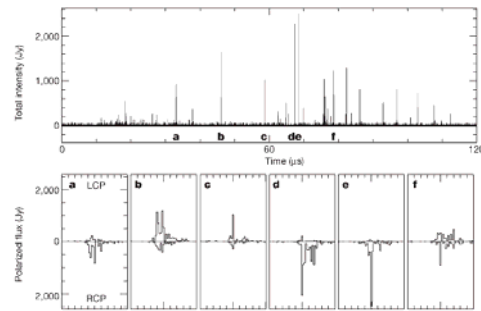


Рис. 3. Круговая поляризация гигантских импульсов пульсара в Крабе [7]



Рис. 4. Фаза прихода ГИ в пульсаре 1937+214 [10] Отличие интеримпульса от главного импульса, возможно, определяется значительно более высоким уровнем шума

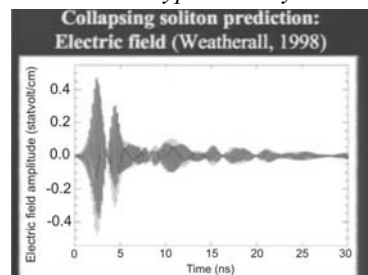


Рис. 5. Численный расчет развития во времени Захаровского коллапса, как модели гигантского импульса пульсара [8]

В этих работах при объяснении ГИ пульсар рассматривается как «плазменный генератор», «прибор», в котором процессы излучения определяются теми или иными (нелинейными) процессами в магнитосферной плазме.

В резонаторной модели объяснения ГИ пульсар может рассматриваться также и как «вакуумный прибор», в котором магнитосферная плазма играет роль стенок, ограничивающих «резонатор» и «волноводы», а также «просветы» в магнитосферной плазме, через которые выходит излучение.

В работе [10] отмечено, что гигантским импульсам соответствует рекордно высокая плотность энергии порядка 10^{15} эрг/см³. Последнее обстоятельство представляется ключевым и положено в основу резонаторной модели.

В ней авторы исходят из того, что внутренний вакуумный зазор пульсара [20], в котором происходят процессы ускорения частиц продольным электрическим полем [21], является резонатором (по отношению к излучению радиодиапазона [22-23]), в каком-то смысле аналогичным Шумановскому резонатору Земля-Ионосфера, возбуждаемому разрядами молний [24]. Эта идея используется также для объяснения жесткого гамма-излучения пульсаров [25]. Радиоизлучение выходит через волноводы, которыми служат малая окрестность магнитной оси и щели – слоты на границе открытых силовых линий [26], а также просачивается через магнитосферную плазму. Косвенным подтверждением мощных колебаний в зазоре может служить корреляция между радио- и гамма-излучением [25], возникающим благодаря комптоновскому рассеянию ускоренных электронов на мощном низкочастотном излучении. Другим и более непосредственным проявлением мощных колебаний в зазоре могут послужить ГИ.

Само излучение возникает при разрядах в вакуумном зазоре. При этом различаем два подхода. При одном – рассматривается выход через случайные просветы мощных квазистационарных колебаний в резонаторе, которым, по предположению, является вакуумный зазор. При другом подходе – рассматривается (для объяснения микроструктуры ГИ) непосредственное излучение индивидуального разряда, выходящее, минуя плазму, через щели и волновод. Это позволяет объяснить как наносекундные длительности (за счет релятивистской абберации в быстро вращающихся пульсарах), так и наблюдаемую круговую поляризацию ГИ. При последнем подходе, вообще говоря, не используется представление о вакуумном зазоре как о резонаторе.

С этой точки зрения ГИ представляют собой прямое высвечивание излучения из зазора через просветы в магнитосфере, а за тонкую наносекундную структуру ответственно излучение отдельных разрядов.

Ускоряемые частицы испытывают комптоновские потери, которые при достаточной плотности энергии колебаний превышают потери на излучение кривизны. Энергия, черпаемая из продольного электрического поля (а, в конечном счете, из вращения звезды), излучается в виде гамма-квантов, рождающих электрон-позитронную плазму, и в виде радиоизлучения, как и в известных моделях [27-28].

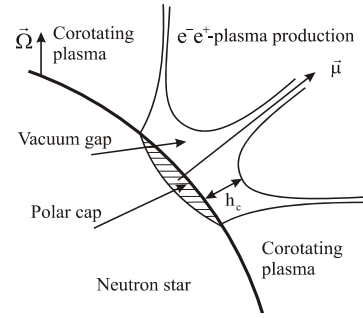


Рис.6. Схема полярной шапки и вакуумного зазора пульсара

Оценку плотности энергии U можно получить из закона сохранения энергии электромагнитного поля в резонаторе [25,29], возбуждаемом сторонними токами разрядов, с учетом потерь на излучение. Ограничение сверху на плотность энергии колебаний получаем из условия, что средний ток через зазор должен равняться голдрайх-джулиановскому. Эти и аналогичные рассуждения приводят к условиям:

$$\left(I_R / \sqrt{8\pi c \rho_{GJ} h \cdot \Sigma_{pc}} \right)^2 \leq$$

$$U \leq 4\pi(1 + \mu)^2 (\Sigma_{pc} / \Sigma_w)^2 (h \cdot \rho_{GJ})^2, mn_{GJ} \kappa c^2 \Gamma_{sec}^2.$$

Здесь Σ_{pc} – площадь полярной шапки, Σ_w – площадь поперечного сечения волновода, $\rho_{GJ} \equiv en_{GJ}$ – плотность заряда Голдрайха-Джулиана, h – средняя высота зазора, μ – доля запертых в резонаторе мод, κ – множественность каскада, I_R – мощность радиоизлучения пульсара.

Это дает требуемую оценку:

$$10^{12} \text{ эрг} / \text{см}^3 \leq U \leq 10^{16} \text{ эрг} / \text{см}^3.$$

Энергия, высвечиваемая при ГИ, определяется плотностью энергии колебаний в зазоре и параметрами просвета в магнитосферной плазме. Высвечиваемая за импульс энергия пропорциональна объему просвета $S \cdot \Delta z$, где Δz – его высота, пропорциональная времени высвечивания Δt , которое благодаря этому выпадает из соотношений.

Принимая для распределения энергии колебаний тот же степенной закон с показателем $\alpha_R > 1$, что и для наблюдаемого радиоизлучения, получаем связь площади просвета S и принимаемого потока $F(\nu)$ на данной частоте:

$$S = \frac{D^2 \cdot \Delta\Omega \cdot F(\nu)}{U(\nu) \cdot c}, F(\nu) = F(\nu_0) \cdot \left(\frac{\nu_0}{\nu} \right)^{\alpha_R},$$

где $\nu_{min} \approx c/\lambda_{max} \approx c/\sqrt{S}$ определяется условиями пропускания через просвет (волновод) данного поперечного сечения S . Угловое расстояние $\Delta\varphi$ по азимуту проходит за время $\Delta t = P\Delta\varphi / 2\pi$, где P – период. Поэтому телесный угол, в котором выходит излучение, связан со временем излучения как $\Delta\Omega \approx 2\pi \cdot \Delta\theta \cdot \Delta t / P$. Площадь просвета S также требует для прохождения времени Δt . Учитывая $S \ll \pi R_s^2$, $S = \pi R_s^2 \Delta\Omega_s$, где R_s – эффективный радиус, на котором реализуется просвет, а $\Delta\Omega_s$ – со-

ответствующий телесный угол (по-видимому, в среднем $R_s \approx R_* + h$, где h – высота зазора), видим, что продолжительность импульса Δt выпадает из наших соотношений.

Наблюдаемая преимущественная локализация фазы ГИ, с данной точки зрения может быть связана с излучением через волноводы [30-32]. В пульсаре B1112+50 ГИ располагаются в центре среднего импульса [31]. Это может соответствовать выходу излучения через «волновод» вблизи от магнитной оси пульсара. Если фаза ГИ соответствует «краю» среднего импульса, то это, скорее всего, соответствует выходу излучения через слот [30]. Край может быть как запаздывающим по сравнению со средним профилем [9,32] (B1937+21), так и опережающим [33] (J1823-3021A). Это как раз может соответствовать заднему или переднему краям слота в сечении диаграммы телескопа. Тонкая структура ГИ может отражать дискретность разрядов, видимых через просветы [28]. Наблюдаемая корреляция локализации ГИ и жесткого излучения [6-7] становится с этой точки зрения совершенно очевидной: оба типа излучения возникают при тех же процессах ускорения частиц и выходят из-под магнитосферы через те же самые волноводы. Локализация ГИ является сильным аргументом в пользу непрозрачности магнитосферы и, тем самым, в пользу резонаторной модели.

Наблюдаемая круговая поляризация [8,32] обоих знаков естественно объясняется особенностями пробоя в вакуумном зазоре. Кулоновское поле расталкивания зарядов в бунче разряда создает радиальное (ортогональное к магнитному) электрическое поле. Это, за счет дрейфа в скрещенных полях, приводит к вращению струи разряда вокруг своей оси и, соответственно, круговой поляризации генерируемых волн. Знаки вращения и круговой поляризации противоположны для электронов и позитронов и зависят также от условий отражения от границ резонатора. Благодаря дрейфу канал разряда превращается в своеобразный вихрь. Практически двумерный характер поля приводит к приблизительно постоянной циркуляции скорости в этом вихре, напоминающем известные смерчи. Однако в отличие от гидродинамической природы обычных смерчей, смерчи в вакуумном зазоре имеют чисто электродинамическое происхождение.

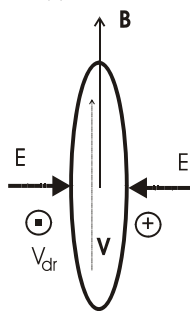


Рис.7. Движущийся вдоль магнитного поля вытянутый сгусток с осесимметричным распределением плотности заряда. Благодаря совместному действию электрического и магнитного полей сгусток приходит во вращение с дрейфовой скоростью, превращаясь в электромагнитный смерч [59]

Возможно квантование движения условием $mrV_\phi = n \cdot \hbar$, что приводит к квантованию частот вращения $\Omega_n = n \cdot \hbar / mr^2$ и тока $emN \approx \hbar B \cdot n / c$, где n - целое или полуцелое. Частоты вращения образуют полосы, границы которых определяются внутренним и внешним радиусами смерчей.

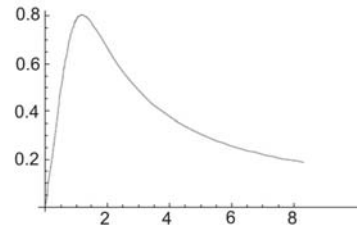


Рис.8. Зависимость линейной скорости смерча и радиального электрического поля от расстояния до оси смерча [59]

Радиусу $r \approx 10^{-5}$ см соответствует частота $\Omega \approx 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Возможно, такая структура могла бы объяснить частотные полосы, наблюдаемые в спектре ГИ [34].

Поскольку в обсуждаемой схеме высвечиваемая в ГИ энергия пропорциональна площади просвета, то наблюдаемые степенные распределения частоты появления ГИ разной мощности [35] означают степенную зависимость вероятности появления просвета от его площади. Здесь полезна аналогия с геофизическими явлениями, для которых известно много примеров подобных распределений. Многие наблюдаемые статистические закономерности, приводящие к степенным распределениям, могут быть получены из простейшего предположения о малости времен корреляции случайных сил при разном физическом смысле как «сил», так и «частиц» [36].

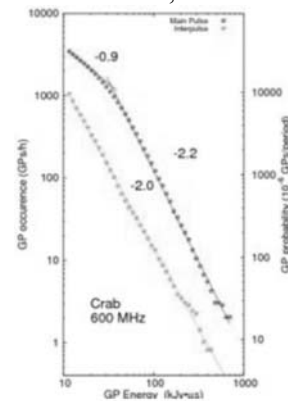


Рис.9. Степенное распределение гигантских импульсов пульсара в Крабе по энергии. Виден излом в распределении для главного импульса, отсутствующий для интеримпульса [35]

Дельта-корреляции сил соответствует постоянный по частоте спектр – белый шум. Для кумулятивной частоты событий следствием белого шума для корреляционной функции сил является зависимость, объясняющая многие эмпирические зависимости вида $N(\geq E) \propto E^{-1}$. К ним, по-видимому, следует добавить и частоту появления ГИ пульсаров. При не слишком больших энергиях E (площадей просветов в магнитосфере) им соответствует степенной участок $N(\geq E) \propto E^{-a}$ с $a = 0.9 \dots 1.1$. При больших энергиях наблюдается излом в распределе-

нии, который нетрудно понять как результат наложения просветов (их «слияний»). Действительно, при больших энергиях становится существенной конкуренция событий, например, слияния просветов, что приводит к уменьшению числа событий с большими значениями энергии – к укрупнению распределения ($a > 2$).

Заметим, что непрозрачность магнитосферы в области открытых силовых линий может быть обусловлена как свойствами переходного слоя на границе с вакуумным зазором, так и ее случайной природой, приводящей к аналогу андерсоновской локализации и существенной роли обратного рассеяния, несмотря на бесщелевой характер волн в замагниченной релятивистской плазме пульсара (см. обсуждение локализации в [49-53], дисперсионные свойства магнитосферы – в работах [54-56]).

В заключение приведем краткое резюме сказанному.

Плотность энергии в ГИ сравнима с плотностью энергии колебаний в резонаторе, которым является вакуумный зазор. Это может означать, что в моменты ГИ мы получаем излучение непосредственно из резонатора, минуя магнитосферную плазму. Такое возможно, если в ней возникают просветы (щели, дыры). Длительность ГИ определяется динамикой возникновения и исчезновения просветов в магнитосфере, а тонкая структура – отдельными разрядами, видимыми сквозь просветы. Степенное распределение ГИ по интенсивностям также определяется вероятностью возникновения просветов разных размеров и не связано непосредственно с физикой излучения ГИ. Фаза прихода ГИ также не является характеристикой излучения. Фаза появления отдельных ГИ может быть произвольной. Однако, наиболее вероятно появление просветов при фазах, отвечающих «волноводам», т.е. вблизи магнитной оси и вблизи крайней открытой силовой линии (слоты).

Отметим, что «плазменные» и «вакуумные» эффекты, приводящие к ГИ, могут сосуществовать друг с другом. Резонаторные свойства вакуумного зазора являются в настоящее время предположением. Взгляд на микроструктуру ГИ как на непосредственное высвечивание разрядов в зазоре не предполагает резонаторных свойств зазора и может рассматриваться независимо.

Подобные представления могут оказаться полезными и при анализе свойств обычных импульсов, их субструктуры, дрейфа субимпульсов и т.п. Однако эти попытки, несомненно, будут пока что затрудняться и ограничиваться отсутствием развитых представлений о «случайной» магнитосфере открытых силовых линий и наиболее вероятных путях прохождения излучения через такую среду.

ПРОСТАЯ АНАЛОГИЯ

Пример: Солнце, излучение которого наблюдается в облачный день. В просветах между облаками мы наблюдаем «импульс». В большой просвет проходит большая энергия (аналог интенсивности ГИ), но это характеристика просвета, а не излучателя. Длительность «импульса» определяется длительностью существования просвета, а не физикой излуче-

ния. Крутизна фронта «импульса» также определяется скоростями движения облаков, а не процессами на Солнце. Только яркостная температура (и ее спектр, а также поляризация) являются характеристикой излучателя. Вспышки, видимые через просветы в облаках, определяют тонкую структуру «импульса». Их характеристики – длительность, поляризация и т.п. уже непосредственно связаны с их физической природой.

ЛИТЕРАТУРА

Обзоры

1. R.N. Manchester. Radio Emission Properties of Pulsars. 2.6. Giant and Not-So-Giant Pulses // “*Neutron Stars and Pulsars*” / W. Becker Ed. Berlin Heidelberg: “Springer-Verlag”, 2009, p.33-35.
2. A.D. Kuzmin. Giant pulses of pulsar radio emission // *Astrophys. & Space Sci.* 2007, v.308, p.563-567; astro-ph/0701193.
3. H.S. Knight. Observational Characteristics of Giant Pulses and Related Phenomena // *Chin. J. Astron. Astrophys.* 2006, v.6, Suppl. 2, p.41-47.
4. V.A. Soglasnov. Amazing properties of giant pulses and the nature of pulsar’s radio emission // *Proceedings of the 363 WE-Heraeus Seminar “Neutron Stars and Pulsars”* / Eds. W. Becker, H.H. Huang. MPE Report 291, 2006, p.68-71; astro-ph/0701190.
5. I.H. Cairns. Properties and interpretations of giant micropulses and giant pulses from pulsars // *Astrophys. J.* 2004, v.610, p.948-955.

Статьи – наблюдения и теория

6. D.H. Staelin & J.M. Sutton. Observed shape of Crab radio pulses // *Nature.* 1970, v.226, p.69-71.
7. T.H. Hankins & J.A. Eilek. Radio emission signatures in the Crab pulsar // *Ap. J.* 2007, v.670, p.693; astro-ph/0708.2505.
8. T.H. Hankins, J.S. Kern, J.C. Weatherall & J.A. Eilek. Nanosecond radio bursts from strong plasma turbulence in the Crab pulsar // *Nature.* 2003, v.422, p.141-143.
9. M.V. Popov & B. Stappers. Statistical properties of giant pulses from the Crab pulsar // *A&A.* 2007, v.470, p.1003-1007; astro-ph/0704.1197v2
10. V.A. Soglasnov, et al. Giant pulses from PSR B1937+21 with widths ~ 15 nanoseconds and $T_b \sim 10^{39}$ K, the highest brightness temperature observed in the Universe // *Ap. J.* 2004, v.616, p.439-451.
11. L. Kuiper, et al. Chandra and RXTE studies of the X-ray/gamma-ray millisecond pulsar PSR J0218+4232 // *Adv.Space Res.* 2004, v.33, p.507-512.
12. G. Cusumano, et al. The phase of the radio and X-ray pulses of PSR B1937+21 // *Astron. & Astrophys.* 2003, v.410, p.L9-12; astro-ph/0309580
13. O.M. Ulyanov, V.V. Zakharenko, A. Deshpande, et al. Two-frequency observation of six pulsars using UTR-2 and GEETEE radio telescopes // *Radiophysics and Radio Astronomy.* 2007, v.12, p.5-19. See also: <http://www.lorentzcenter.nl/web/2008/306/presentations>
14. V.V. Usov. On two-stream instability in pulsar magnetosphere // *Ap. J.* 1987, v.320, p.333-335.

15. E. Asseo, G. Pelletier, & H. Sol. A non-linear radio pulsar emission mechanism // *MNRAS*. 1990, v.247, p.529-548.
16. J.C. Weatherall. Modulational instability, mode conversion, and radio emission in the magnetized pair plasma of pulsars // *Ap. J.* 1997, v.483, p.402-413.
17. Ya. Istomin. Origin of Giant Radio Pulses // *IAU Symp. 218 «Young Neutron Stars & Their Environments»* / Ed. F. Camilo & B.M. Gaensler (San Francisco: ASP), 2003, p.62-64.
18. M. Lyutikov. On generation of Crab giant pulses // *MNRAS* 2007, v.381, p.1190; *astro-ph/0705.2530*
19. S.A. Petrova. On the origin of giant pulses in radio pulsars // *A&A*. 2004, v.424, p.224-236.
20. M.A. Ruderman, P.G. Sutherland. Theory of pulsars: polar gaps, sparks, and coherent microwave radiation // *Ap. J.* 1975, v.196, p.51-72.
21. P.A. Sturrock. A model of pulsars // *Ap. J.* 1971, v.164, p.529-556.
22. M.D.T. Young. A Resonant-Mode Model of Pulsar Radio Emission // *IAU Symp. 218 «Young Neutron Stars and Their Environments»* / Eds. F. Camilo & B.M. Gaensler (San Francisco: ASP), 2004, p.365; *astro-ph/0310411*
23. V.M. Kontorovich. Dice and pulsars // *Problems of atomic science and technology*. 2007, №3(1), p.195-199; *astro-ph/0710.4020*
24. П.В. Блюх, А.П. Николаенко, Ю.Ф. Филиппов. *Глобальные электромагнитные резонансы в полости Земля-Ионосфера*. Киев: «Наукова думка», 1977, 200 с.
25. V.M. Kontorovich & A.B. Flanchik. On the connection between gamma and radio radiation spectra in pulsars // *ЖЭТФ*. 2008, т.133, с.996-1004; *astro-ph/0801.0057*
26. J. Arons & E.T. Scharleman. Pair formation above pulsar polar caps: structure of the low altitude acceleration zone // *Ap. J.* 1979, v.231, p.854-879.
27. V. Beskin, A. Gurevich & Ya. Istomin. *Physics of the pulsar Magnetosphere*. Cambridge: CUP, 1993.
28. В.С. Бескин. *Осесимметричные стационарные течения в астрофизике*. М: «Физматлит», 2006, 382 с.
29. V.M. Kontorovich. *On the nature of high brightness temperatures of the pulsar giant pulses*; <http://www.ioffe.ru/astro/NS2008/index.html>
30. A.G. Muslimov & A.K. Harding. High-altitude particle acceleration and radiation in pulsar slot gaps // *Ap. J.* 2004, v.606, p.1143-1153.
31. A.A. Ershov, & A.D. Kuzmin. Detection of giant pulses the pulsar B1112+50 // *Astron.Lett.* 2003, v.29, p.91-95.
32. V.I. Kondratiev, et al. Detailed study of giant pulses from the millisecond pulsar B1937+21 // *Seminar "Neutron Stars and Pulsars"* / Eds. W. Becker, H.H. Huang. MPE Report 2006, v.291, p.76-79; *astro-ph/0701290*
33. H.S. Knight, M. Bailes, R.N. Manchester & S.M. Ord. A search for giant pulses from millisecond pulsars // *Ap. J.* 2005, v.625, p.951-956.
34. J.A. Eilek & T.H. Hankins. What makes the Crab pulsar shine? *AIP Conf.Proc.* 2008, v.983, p.51-55; *astro-ph/0701252*
35. A.V. Bilous, V.I. Kondratiev, M.V. Popov & V.A. Soglasnov. Review of overall parameters of giant radio pulses from Crab pulsar and B1937+21. *ibidem*, p.118-120; *astro-ph/0711.4140*
36. Г.С. Голицын. Наглядность для ряда задач выбора энергии в качестве единицы измерения вместо массы // *УФН*. 2008, т.178, p.753-756.
37. R.W. Romani & S. Jonston. Giant Pulses from millisecond pulsar // *Ap. J. Lett.* 2001, v.557, p.L93-96.
38. S. Jonston & R.W. Romani. Giant Pulses from PSR B0540-69 in LMC // *Ap. J.* 2003, v.590, p.L95-98.
39. B.C. Joshi, M. Kramer, A.G. Lyne, M. McLaughlin & I.H. Stairs. Giant Pulses in millisecond pulsars. *Young Neutron Stars and Their Environments // IAU Symp.* 2004, v.218, p.319-320.
40. A.D. Kuzmin, A.A. Ershov & B.Ya. Lozovsky. Detection of Giant Pulses from the Pulsar B0031-07 // *Astron. Lett.* 2004, v.30, p.247-250.
41. A.A. Ershov, A.D. Kuzmin. Detection of Giant Pulses in pulsar PSR J1752+2359 // *A&A*. 2005, v. 443, p.593-598; *astro-ph/0509068*
42. A.D. Kuzmin, A.A. Ershov. Detection of Giant Radio Pulses from the Pulsar B0656+14 // *Astron. Lett.* 2006, v.32, p.650-654; *astro-ph/0607323*
43. Q. Luo & D Melrose. Oscillating pulsar polar gaps // *MNRAS*. 2008, v.387, p.1291-1302; *astro-ph/0804.2009*
44. M. Popov, A.D. Kuzmin, O.M. Ulyanov, et al. Instantaneous radio spectra of Giant Pulses from the Crab pulsar from decimeter to decameter wavelengths. *Astron // Rep.* 2006, v.83, p.630-637; *astro-ph/0606025*
45. A. Slowikowska, A. Jessner, G. Kanbach & B. Klein. Comparison of Giant Radio Pulses in Young Pulsars and Millisecond Pulsars; *atroph/0701105*
46. A. Jessner, et al. Giant radio pulses from the Crab pulsar // *Adv.Space Res.* 2005, v.35, p.1166-1171.
47. R.N.D. Bhat, S.J. Tingay & H.S. Knight. Bright giant pulses from the Crab nebula pulsar: statistical properties, pulse broadening and scattering due to nebula // *Ap. J.* 2008, v.676, p.1200; *astro-ph/0801.0334*
48. M. Popov, et al. Multifrequency Study of Giant Radio Pulses from the Crab Pulsar with the K5 VLBI Recording Terminal; *astro-ph/0903.2652*

Случайная среда

49. P.W. Anderson. Absence of diffusion in certain random lattices // *Phys.Rev.* 1958, v.109, p.1492-1505.
50. S.A. Gredeskul & V.D. Freilikher. Localization and wave propagation in randomly-layered media // *Soviet Phys. Uspekhi*. 1990, v.160, p.239-262.
51. G.C. Papanicolaou. Wave propagation in a one-D random medium // *J. Appl. Math.* 1971, v.21, p.13-18.
52. В.И. Кляцкин. *Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах*. М.: «Наука», 1980.
53. И.М. Лифшиц, С.А. Гредескул, Л.А. Пастур. *Введение в теорию неупорядоченных систем*. М.: «Наука», 1982, 359 с.

Волны в релятивистской замагниченной плазме

54. A.S. Volokitin, V.V. Krasnosel'skikh & G.Z. Machabeli. Waves in the relativistic electron-positron plasma of a pulsar // *Sov. J. Plasma Phys.* 1985, v.11, p.310-338.
55. J. Arons & J.J. Barnard. Wave propagation in pulsar magnetospheres: dispersion relations and normal modes of plasmas in superstrong magnetic fields // *Ap. J.* 1986, v.302, p.120-137.
56. J.G. Lominadze, G.Z. Machabeli, G.I. Melikidze, et al. Pulsar magnetosphere plasma // *Sov. J. Plasma Phys.* 1986, v.12, p.1233.

Препринты по теме обзора

57. V.M. Kontorovich. Quantized electromagnetic tornado in pulsar vacuum gap; *astro-ph/0909.1018*
58. V.M. Kontorovich. On high brightness temperature of pulsar giant pulses; *astro-ph/0911.3272*; *New Astr* (в печати).

Последние публикации

59. В.М. Конторович. Электромагнитный смерч в вакуумном зазоре пульсара // *ЖЭТФ.* 2010, т.137, №6, с.1107.

Статья поступила в редакцию 28.05.2010 г.

GIANT PULSES FROM PULSARS

V.M. Kontorovich

The brief overview of the main observations and theories of one of the mysterious phenomena of physics of radio pulsars, closely related to their hard radiation.

ГІГАНТСЬКІ ІМПУЛЬСИ ПУЛЬСАРИВ

В.М. Конторович

Короткий огляд основних спостережень і теорій одного із загадкових феноменів фізики радіопульсарів, тісно пов'язаних з їхнім жорстким випромінюванням.