

Пилообразный профиль релятивистски сильной
электромагнитной волны в гигантском импульсе
радиоизлучения пульсара



С. А. Корягин

*Институт прикладной физики РАН,
г. Нижний Новгород*

Аннотация

Интегральный по частотам мгновенный поток энергии в гигантских радиоимпульсах пульсара в Крабовидной туманности может достигать уровня 10^{-4} от потерь вращающейся нейтронной звезды на магнитное дипольное излучение в вакууме. Тогда электрическая напряжённость в гигантском радиоимпульсе составляет примерно 1 % от индукции дипольного магнитного поля звезды на расстоянии порядка радиуса светового цилиндра. Настолько сильное радиочастотное поле порождает осцилляторное движение электрона со скоростью близкой к скорости света. Аналогичные осцилляции обеспечивает среднее радиоизлучение пульсара на низкочастотном крае спектра 100 МГц, а также гигантские импульсы с динамическим спектром в виде зебра-структуры. Переменный плазменный ток в релятивистски сильной волне выходит на насыщение, а волна (с частотой ниже циклотронной) приобретает пилообразный пространственный профиль (Luo, Melrose, 2008). В представляемом сообщении показано, что в отличие от плазменных колебаний релятивистски сильная электромагнитная волна способна выходить в вакуум (в область с нулевой концентрацией среды) с сохранением своего исходного пилообразного профиля по времени. Спектральная плотность потока в пилообразной волне

обратно пропорциональна четвёртой степени частоты — спадает быстрее чем спектр среднего радиоимпульса выше 100 МГц для пульсара в Крабовидной туманности, а также спектра гигантских импульсов с зебра-структурой. Поэтому релятивистски сильная пилообразная электромагнитная волна лучше соответствует гигантским импульсам с узким частотным спектром. Работа поддержана грантом РФФИ 20-02-00104а.

Релятивистская напряжённость электромагнитного поля в радиоизлучении пульсара в Крабовидной туманности

Наблюдаемая на Земле плотность потока излучения в гигантских импульсах пульсара в Крабовидной туманности простирается от $1 \div 150$ кЯн в диапазоне $8 \div 10$ ГГц (Nature, 2003, V. 422, P. 141; Astron. Astrophys., 2010, V. 524, P. A60; Astrophys. J., 2016, V. 833, P. 47), 60 кЯн на частотах 15 ГГц до $4,2 \div 7,3$ МЯн в диапазоне 2,2 ГГц (Proc. WE-Heraeus Seminar No. 263 «Neutron Stars and Pulsars», 2006, P. 68). При плотности потока 25 кЯн на частоте 8,5 ГГц характерный интегральный по частоте поток излучения $\nu F_\nu = 2,1 \cdot 10^{-9} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Гц}}$ достигает аналогичной средней по периоду вращения величины в рентгеновском максимуме синхротронного излучения рассматриваемого пульсара $(1 \div 2) \cdot 10^{-9}$ эрг/(см² · с), и, соответственно, примерно в 100 раз превышает средний по периоду интегральный поток в оптике. В свою очередь, при плотности потока 7,3 МЯн на частоте 2,2 ГГц интегральная по частоте мгновенная плотность потока $\nu F_\nu = 1,6 \cdot 10^{-7} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Гц}}$ в 100 раз превосходит среднюю по периоду интегральную плотность потока во всём остальном диапазоне (оптике, рентгене, гамма-диапазоне) и даже примерно в 5 раз больше интегральной по всем частотам (от радио до гамма-диапазона)

плотности потока от всей Крабовидной туманности (не только пульсара). Последнее обстоятельство означает, что в короткие промежутки времени (во время гигантских импульсов) в радиоизлучение конвертируется почти весь поток кинетической энергии частиц и электромагнитной энергии токов в плазменном течении, распространяющиеся в узком конусе диаграммы направленности гигантского импульса. Такой вывод следует из того, что светимость Крабовидной туманности совпадает по порядку величины (строго говоря, в 10 раз меньше) с темпом потери кинетической энергии вращения нейтронной звезды.

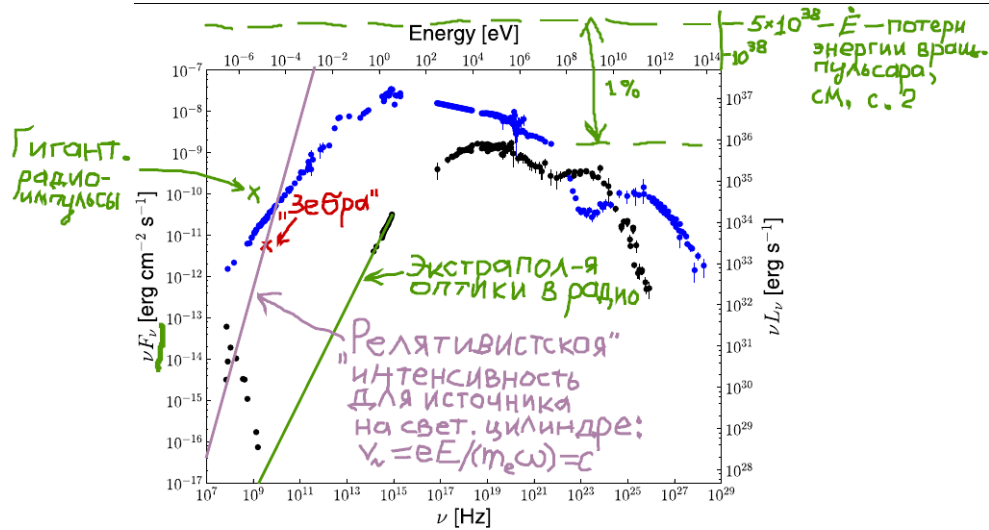


Figure 1. SED of the average emission of the Crab nebula (blue) and the phase averaged emission of the Crab pulsar (black). The data for the nebula were taken from Meyer *et al* (2010) with the addition of the Fermi-LAT measurement reported in Buehler *et al* (2012). The pulsar spectrum is reproduced from Kuiper *et al* (2001). Additionally shown are infrared measurements reported in Sollerman *et al* (2000) and Tziamtzis *et al* (2009), radio measurements referenced in Thompson *et al* (1999) and gamma-ray measurements referenced in figure 8. Please note that the low frequency radio data set ($\lesssim 1$ GHz) comes from non-contemporaneous measurements, which are likely affected by time varying interstellar scintillation (Rickett and Lyne 1990). The luminosity shown on the right axis was calculated assuming a distance of 2 kpc.

Безразмерный параметр напряжённости

Напряжённость поля волны по возбуждению релятивистского осцилляторного движения (строго говоря, негармонического) характеризуют параметром

$$G = \frac{eE}{mc\omega} \quad (1)$$

(см. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, «Теория поля», § 48, задача 2); e — элементарный заряд, m — масса электрона, c — скорость света. Параметр (1) представляет собой отношение импульса eE/ω , который придаёт волна частице за время ω^{-1} порядка четверти периода волны, к пограничному импульсу mc между ньютоновским и релятивистским движениями.

Значение параметра (1) одинаково в любой системе отсчёта (движущейся с любой скоростью и в любом направлении относительно волны) для плоской поперечной волны в вакууме ($\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$, $|\mathbf{E}| = |\mathbf{B}|$) — сохраняется при преобразовании Лоренца. Инвариантность параметра (1) приводит к тому, что начальная скорость частицы никак не влияет на возбуждение релятивистского движения.

В случае большого значения параметра $G \gg 1$ электромагнитное поле создаёт осцилляторное движение частицы со скоростью близкой к скорости света в системе координат, сопровождающей невозмущённое движение излучателя. В лабораторной системе такое движение приводит к осциллирующему отклонению скорости частицы на угол больше, чем характерная диаграмма направленности излучения электрона (что выводит частицу из синхронизма с излучаемой волной и нарушает когерентный механизм излучения).

Среднеквадратичная напряжённость электрического поля излучения определённого диапазона частота задаёт интегральную по частотам плотность и поток энергии в данном диапазоне: $c\langle E^2 \rangle / (8\pi) = \nu F_\nu$. Напряжённость поля в источнике определяется балансом потока энергии через охватывающую его границу $S_{\text{ист}}$ и участок удалённой сферы с площадью $D^2\Omega_{\text{изл}}$, вырезаемый мгновенной диаграммой направленности источника $\Omega_{\text{изл}}$, где D — расстояние до наблюдателя. Площадь источника $S_{\text{ист}}$ имеет смысл представить в эквивалентной форме $R_{\text{ист}}^2\Omega_{\text{ист}}$, где $\Omega_{\text{ист}}$ — телесный угол, занимаемый источником при наблюдении с поверхности звезды в центре системы, а $R_{\text{ист}}$ — расстояние от звезды до источника.

Указанный баланс потоков определяет среднеквадратичную напряжённость в источнике

$$\begin{aligned} \sqrt{\langle E^2 \rangle} &= \sqrt{\frac{c}{4\pi} \nu F_\nu \frac{\Omega_{\text{изл}}}{\Omega_{\text{ист}}} \frac{D}{R_{\text{ист}}}} = \\ &= 0,47 \cdot 10^6 \left(\frac{\nu}{2 \text{ ГГц}} \right)^{1/2} \left(\frac{F_\nu}{7 \text{ МЯн}} \right)^{1/2} \left(\frac{\Omega_{\text{изл}}}{\Omega_{\text{ист}}} \right)^{1/2} \frac{D}{2 \text{ кпк}} \left(\frac{R_{\text{ист}}}{10^8 \text{ см}} \right)^{-1} \text{ ед. СГС. } (2) \end{aligned}$$

Последняя достигает точно половины характерной индукции дипольного магнитного поля 10^6 Гс на световом цилиндре для пульсара в Крабовидной туманности в случае гигантских импульсов мегаянского уровня в диапазоне 2 ГГц. Данное обстоятельство соответствует радиопотоку пульсара порядка потока от Крабовидной туманности и потерь энергии системы на магнитодипольное излучение (ускорение частиц в полярных шапках).

Приведём численное представление параметра (1) с учётом выражения (2) для напряжённости волнового поля в источнике:

$$\begin{aligned}
 G &= \frac{eE}{mc\omega} = \frac{e}{\sqrt{\pi} mc^{3/2}} \sqrt{\frac{F_\nu}{\nu} \frac{\Omega_{\text{изл}}}{\Omega_{\text{ист}}} \frac{D}{R_{\text{ист}}}} = \\
 &= 3,5 \left(\frac{F_\nu}{1 \text{ кЯн}} \right)^{1/2} \left(\frac{\nu}{10 \text{ ГГц}} \right)^{-1/2} \sqrt{\frac{\Omega_{\text{изл}}}{\Omega_{\text{ист}}}} \left(\frac{D}{2 \text{ кпк}} \right) \left(\frac{R_{\text{ист}}}{10^8 \text{ см}} \right)^{-1} = \\
 &= 660 \left(\frac{F_\nu}{7 \text{ МЯн}} \right)^{1/2} \left(\frac{\nu}{2 \text{ ГГц}} \right)^{-1/2} \sqrt{\frac{\Omega_{\text{изл}}}{\Omega_{\text{ист}}}} \left(\frac{D}{2 \text{ кпк}} \right) \left(\frac{R_{\text{ист}}}{10^8 \text{ см}} \right)^{-1}. \quad (3)
 \end{aligned}$$

Релятивистская напряжённость в гигантских импульсах

Согласно оценке (3), параметр G существенно превышает единицу как для гигантских наносекундных импульсов на частоте 10 ГГц, где плотность потока принимаемого излучения составляет от 1 кЯн (характерный порог чувствительности аппаратуры) до 150 кЯн в единичных событиях, так и на частоте 2 ГГц, где поток F_ν достигает 7 МЯн. Таким образом, излучение гигантских радиоимпульсов существенно возмущает начальное движение частиц в источнике при любом (сколько угодно большом или близком к

единице) лоренц-факторе частиц независимо от наличия или отсутствия статического магнитного поля.

На релятивистскую напряжённость поля в гигантских радиоимпульсах неоднократно обращали внимание другие авторы, в частности, В. А. Согласнов .

Релятивистский уровень интенсивности реализуется также в специфических микросекундных всплесках внутри промежуточного импульса, динамическим спектр которых выглядит как зебра-структура (квазиэквидистантные по частоте полосы излучения).

Релятивистская напряжённость в среднем радиоимпульсе и насыщение изгибного механизма радиоизлучения

Вместе с тем релятивистская напряжённость превышена и в «низкочастотном» радиомаксимуме порядка $10 \div 100$ Ян даже среднего по периоду излучения пульсара в Крабовидной туманности на частоте 100 МГц (см. также рис. 1 данного сообщения). Таким образом, выход на релятивистскую напряжённость может быть причиной насыщения мазерного механизма радиоизлучения пульсара.

В частности, для изгибного механизма излучения получаем в точности наблюдаемый степенной спектр $F_\nu \propto \nu^{-3}$, если частота ν совпадает с частотой локального макси-

муна изгибного излучения $c\Gamma^3/R_{\text{крив}}$. Действительно, локальный радиус кривизны $R_{\text{крив}}$ приполярной силовой линии дипольного магнитного поля обратно пропорционален корню из удалённости от звезды $\sqrt{R_{\text{ист}}}$. В таком случае поле на частоте ν формируется на расстоянии $R_{\text{ист}} \propto 1/R_{\text{крив}}^2 \propto \nu^2$. Безразмерная релятивистская напряжённость (3) оказывается постоянной на всех частотах для наблюдаемого спектра $F_\nu \propto \nu^{-3}$ для пульсара в Крабовидной туманности.

Пилообразный профиль релятивистски сильной электромагнитной волны

Релятивистски сильная электромагнитная волна создаёт движение электрона близкое к скорости света, так что наведённый ток в среде выходит на постоянное значение (насыщается). В свою очередь, сильное внешнее магнитное поле ограничивает движение электрона направлением своих силовых линий, что обеспечивает квазипостоянный насыщенный ток среды не только по величине, но и направлению. Квазипостоянный ток среды создаёт электромагнитное поле с линейным изменением напряжённости в пространстве (и во времени), поскольку исходная система уравнений Максвелла содержит только первые производные напряжённостей по пространственным координатам и времени (Luo, Melrose, 2008).

Фазовая скорость, период и напряжённость волны связаны между собой условием, что электроны (и позитроны) достигают максимального импульса в нулях поля и меняют направление своего движения в точках максимума напряжённости поля.

Временной фурье-спектр пилообразной волны сосредоточен вблизи основной частоты, содержит только нечётные гармоники данной частоты и весьма быстро убывает —

пропорционально четвёртой степени номера гармоники (по потоку). Настолько резко спадающий спектр ($F_\nu \propto \nu^{-4}$) трудно согласуется с менее крутым спектром среднего радиоимпульса. Поэтому уединённая релятивистски сильная пилообразная волна больше соответствует гигантским импульсам с квазимонохроматическим спектром.

Выводы

- Радиоизлучение пульсара в Крабовидной туманности достигает и превышает релятивистскую напряжённость поля (которое создаёт осцилляторное движение частицы со скоростью близкой к скорости света в системе невозмущённого полем её исходного движения).

- Релятивистская напряжённость поля излучения достигается в гигантских радиоимпульсах пульсара в Крабовидной туманности (и наносекундных всплесках, на что неоднократно указывали ранее другие авторы, в частности, В. А. Согласнов), а также:
 - в микросекундных всплесках внутри промежуточного импульса со специфическим динамическим спектром в виде зебра-структуры;
 - в «низкочастотном» максимуме среднего радиоимпульса.

- Достижение волновым полем релятивистской напряжённости нарушает синхронизм частицы и излучаемой волны и тем самым обуславливает насыщение мазерного механизма излучения пульсара. В случае изгибного механизма мазерного излучения релятивистский уровень поля в точности воспроизводит наблюдаемый степенной радиоспектр ν^{-3} (если излучение на заданной частоте ν происходит из области, где максимум

вакуумного изгибного излучения совпадает с данной частотой).

- Уединённая релятивистски сильная волна приобретает пилообразный пространственный (и временной) профиль в силу насыщения тока среды до кусочно-постоянного по величине и направлению значения (при наличии сильного внешнего магнитного поля; Luo, Melrose, 2008). Такая волна способна выходить в вакуум. Она отличается достаточно резко спадающим частотным спектром (обратно пропорциональным четвёртой степени гармоники основной частоты). Уединённая пилообразная волна лучше соответствует гигантским импульсам наносекундной длительности с квазимонохроматическим спектром.

- В случае изгибного мазерного излучения генерация квазимонохроматических релятивистски сильных волн на разных удалениях от нейтронной звезды не противоречит наблюдаемому радиоспектру среднего импульса пульсара в Крабовидной туманности (пропорционален ν^{-3}) в силу более медленного спадания последнего (чем для уединённой пилообразной волны) и уменьшения интенсивности высвеченных волн (в силу их дифракционной расходимости по мере удаления от точки генерации).

Работа поддержана грантом РФФИ 20-02-00104а.