

О высокой яркостной температуре гигантских импульсов пульсаров

В.М.Конторович

Радиоастрономический институт НАН Украины

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина

vkont@ri.kharkov.ua

- Гигантские импульсы, наблюдаемые у ряда пульсаров, демонстрируют рекордную для Вселенной яркостную температуру, которой соответствует высокая плотность энергии **10^{15} эрг/см³**.
- Сравнимые плотности энергии в радиодиапазоне могут достигаться в высокочастотном резонаторе — вакуумном зазоре пульсара.
- Гигантским импульсам соответствует высвечивание этой энергии через случайно возникающие щели (просветы) в магнитосфере открытых силовых линий.

О гигантских импульсах пульсаров

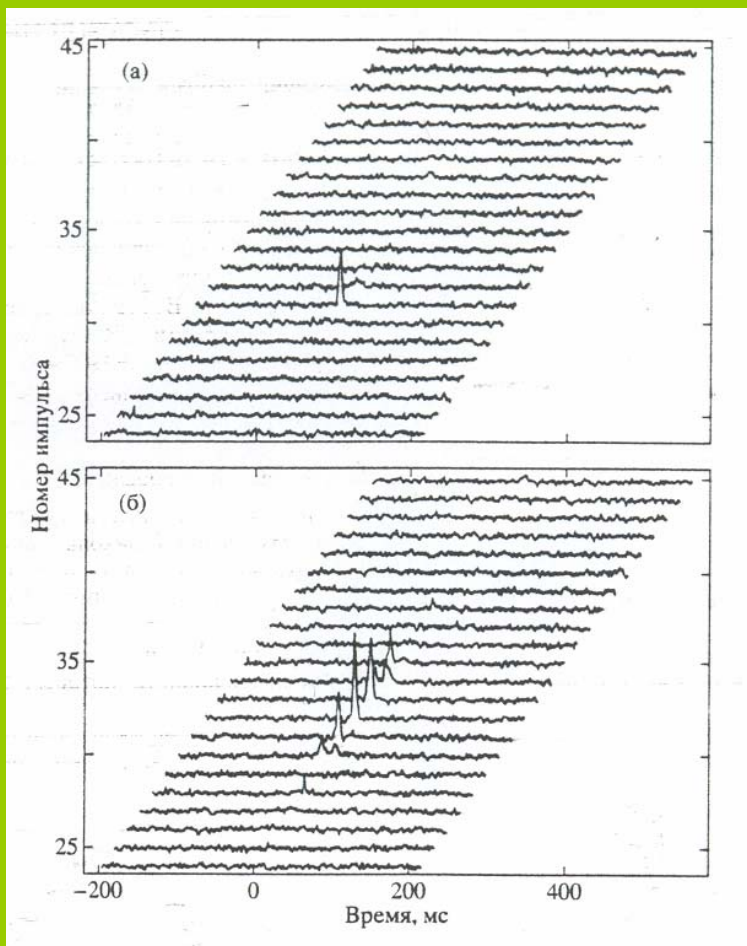
Краб, B0531+21
B1937+21
B1821-24
B0540-69
B1112+50
B1957+20
J0218+4232

Частое, но редко наблюдаемое явление, присущее всем пульсарам (В.Согласнов).

Объяснения:

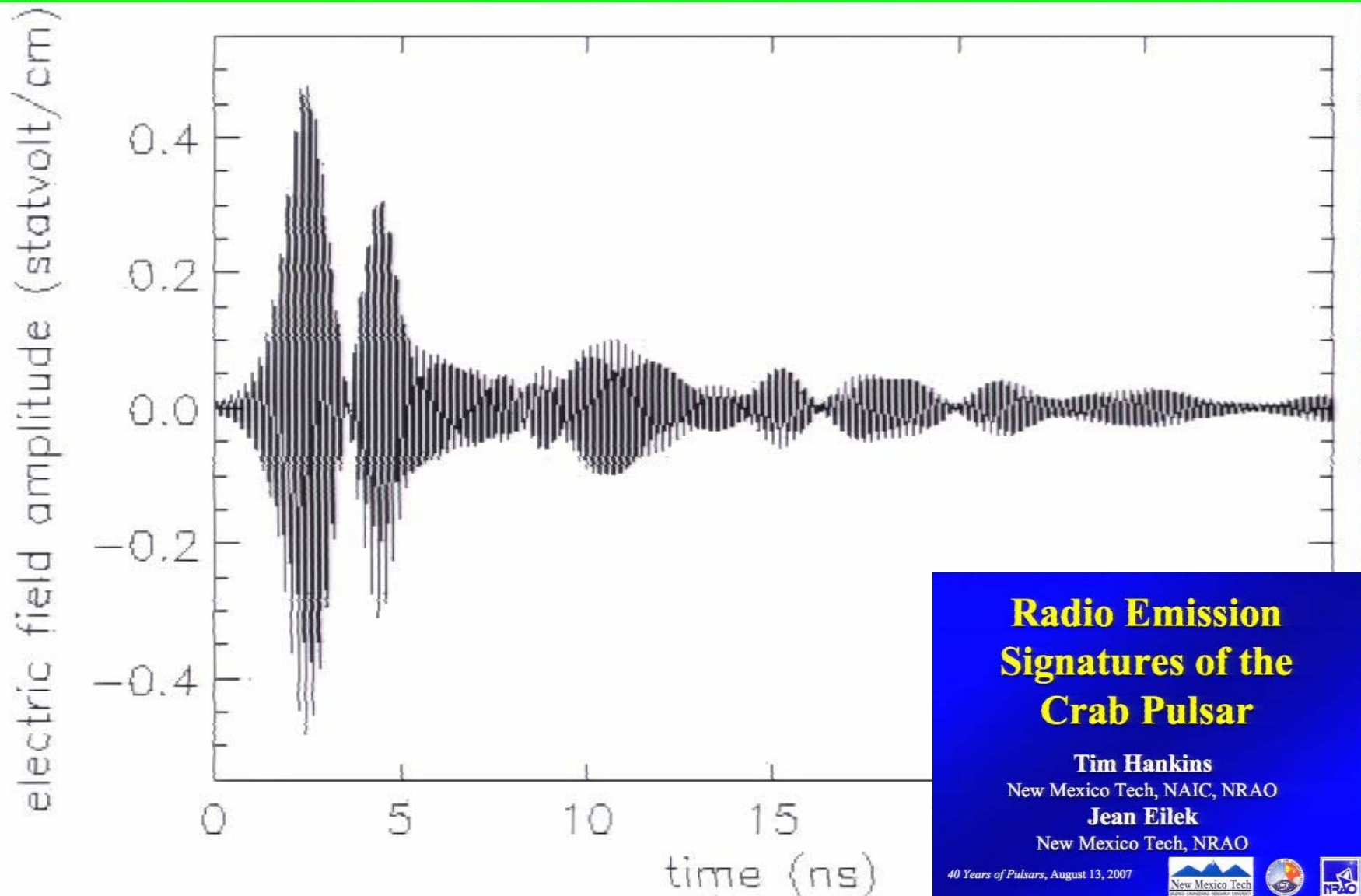
НЛ эффекты в МС плазме (Ассео и Меликидзе, Уизролл, Онищенко, Петрова),

Результат пересоединения открытых магнитных силовых линий (Истомин).



Примеры ГИ пульсара B1112+50
А.А.Ершов, А.Д.Кузьмин, 2003

Collapsing soliton prediction: Electric field (Weatherall, 1998)



Radio Emission Signatures of the Crab Pulsar

Tim Hankins

New Mexico Tech, NAIC, NRAO

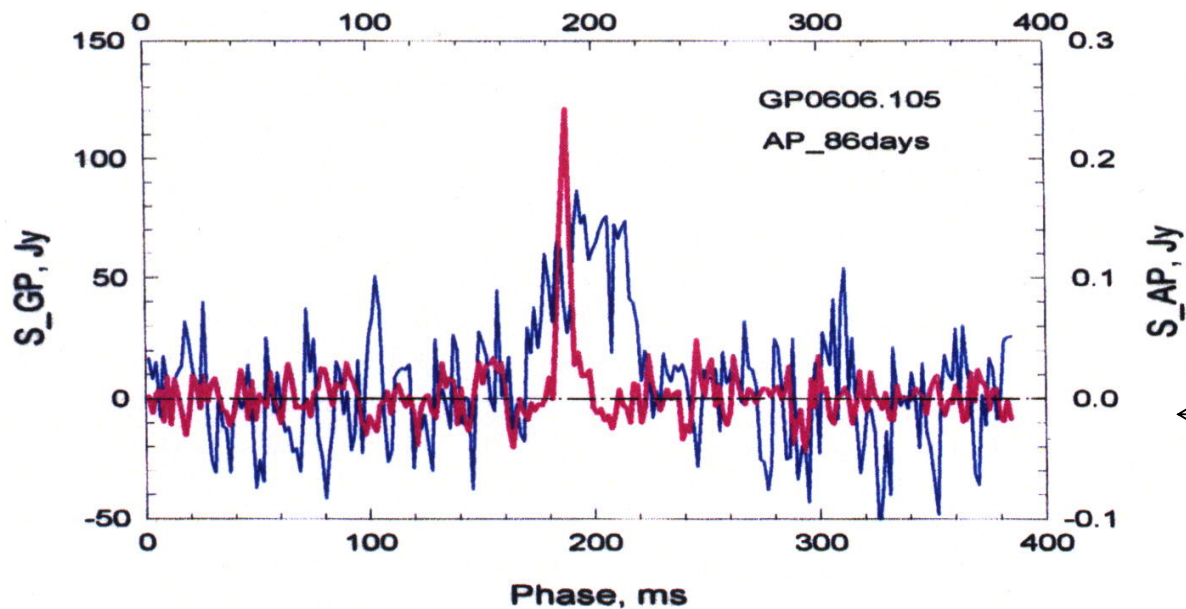
Jean Eilek

New Mexico Tech, NRAO

40 Years of Pulsars, August 13, 2007



Giant pulses

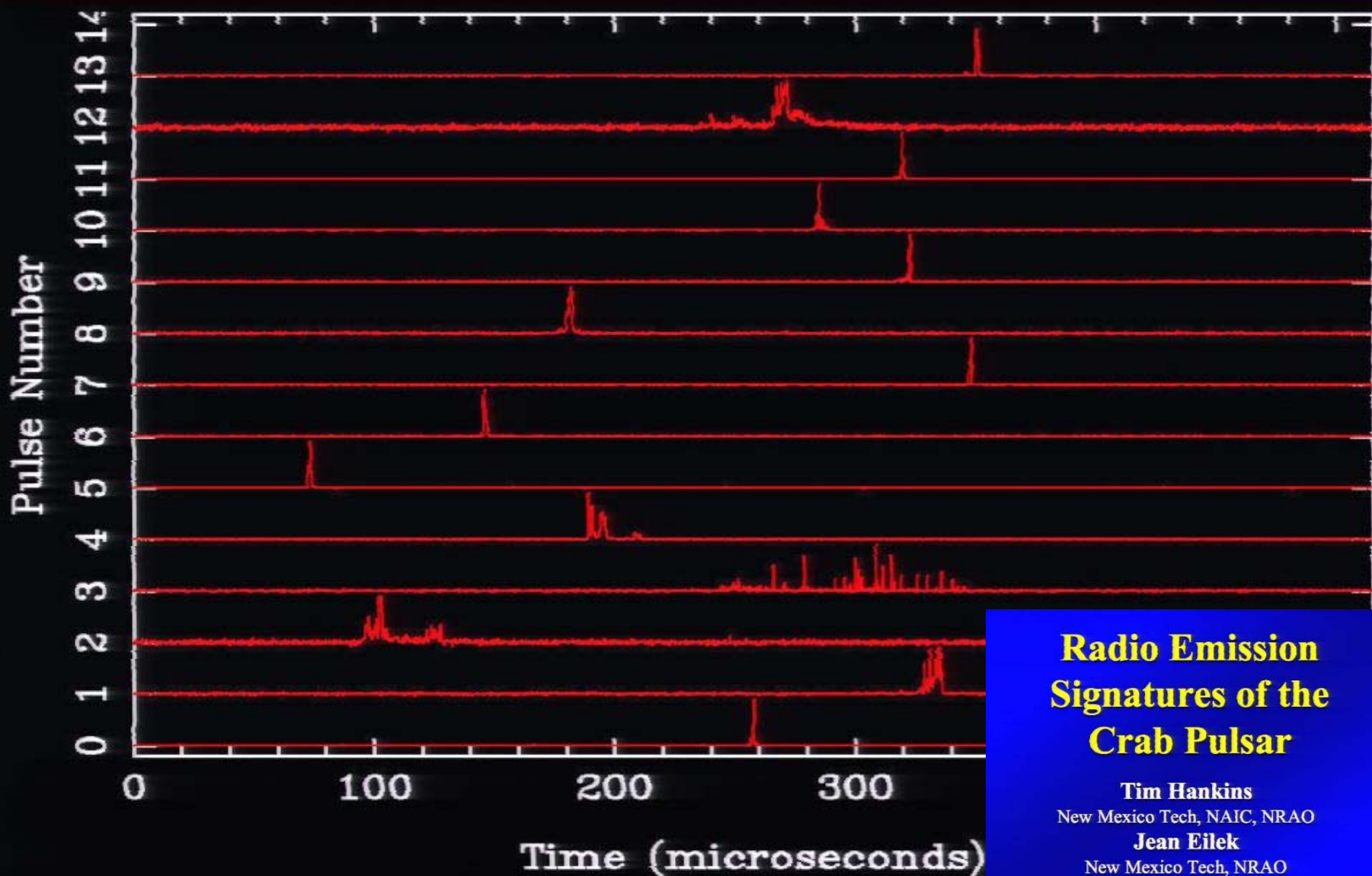


Giant pulse (**GP**, red) in comparison with the average pulse (**AP**, blue). Scale for the GP (left) 500 times higher than for the average one (left)

PRAO FIAN
Kuzmin, Shitov

Рис.5. Гигантский импульс пульсара PSR B0656+14.

Giant pulses at 4.9 GHz, Arecibo, 2002



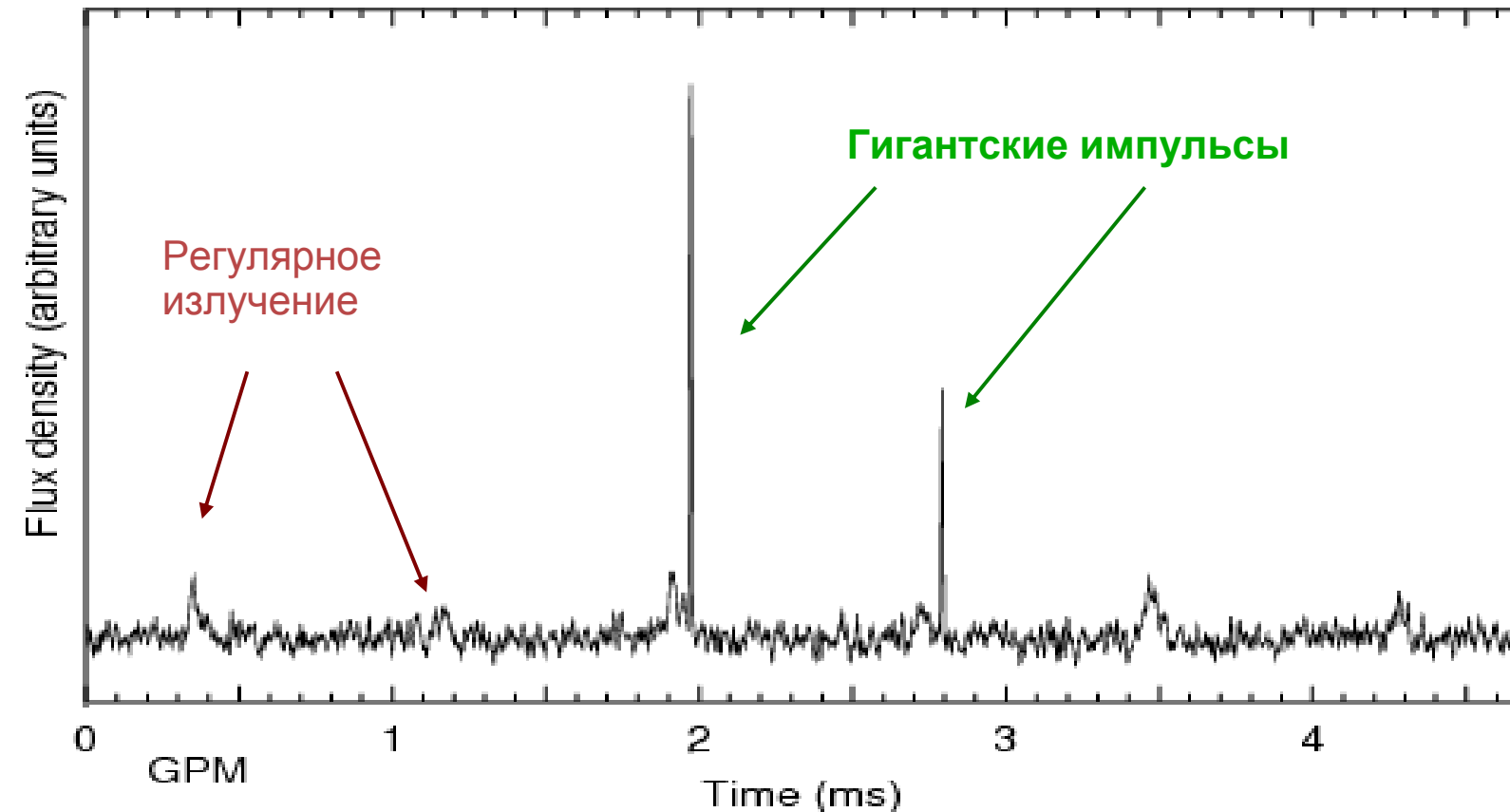
Radio Emission Signatures of the Crab Pulsar

Tim Hankins

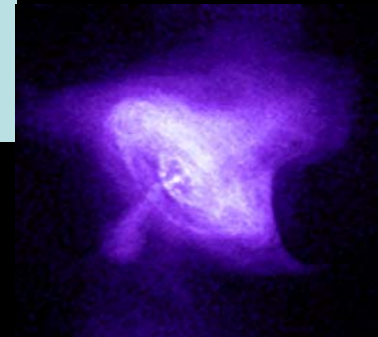
New Mexico Tech, NAIC, NRAO

Jean Eilek

New Mexico Tech, NRAO



- 1. Огромная пиковая плотность потока
- 2. Короткая длительность (несколько наносекунд)
- 3. Высокая яркостная температура - порядка 10^{37} К
- 4. Высокая степень круговой поляризации
- 5. Степенное распределение по энергиям $P(E > E_0) \sim E_0^{-\alpha}$



Гигантские импульсы первого миллисекундного пульсара В1937+214



В. А. Согласнов¹, М. В. Попов¹, Н. Бартель², В. Кэннон^{2,3}, А. Ю. Новиков³,
В. И. Кондратьев¹, и В. И. Алтунин⁴

¹Астрономический центр Физического ин-та им. П. Н. Лебедева РАН, Москва; ²York University, Toronto, Canada;

³SGL/CRESTech, Toronto, Canada; ⁴JPL, Pasadena, USA

Аннотация

Наблюдения гигантских импульсов (ГИ) пульсара В1937+214 (период 1.557 мс) были проведены на 70-м радиотелескопе в Тидбинбилле (Австралия) на частоте 1.7 ГГц с эффективным временным разрешением 31.25 нс. Моделирование наблюдаемой формы профиля гигантских импульсов показало, что она представляет собой не собственную структуру, а результат рассеяния. Истинная ширина гигантских импульсов В1937+214 ≤ 15 нс. Для самого сильного из обнаруженных гигантских импульсов с пиковой плотностью потока 65 000 Ян это соответствует яркостной температуре $T_b \geq 5 \cdot 10^{30}$ К, самой высокой из когда-либо наблюдаемых во Вселенной. Гигантские импульсы приходят в узких окнах шириной 5.8 и 8.2 мкс на самой задней кромке профилей регулярного излучения главного и интеримпульса, соответственно. Средняя фаза прихода гигантских импульсов сдвинута на 58.3 ± 0.3 мкс от пика главного импульса и на 65.2 ± 0.5 мкс от пика интеримпульса. Излучение гигантских импульсов происходит независимо от регулярного импульсного излучения. Интегральное распределение гигантских импульсов пульсара В1937+214 по энергиям имеет степенной закон с показателем степени -1.40 ± 0.01 , с обрывом в области низких энергий. В области высоких энергий такого обрыва не обнаружено. За один оборот нейтронной звезды происходит 25 гигантских импульсов, и, таким образом, гигантские импульсы представляют собой частое, но редко наблюдаемое явление. Генерация гигантских импульсов скорее всего напрямую связана с разрядом в области полярной шапки.

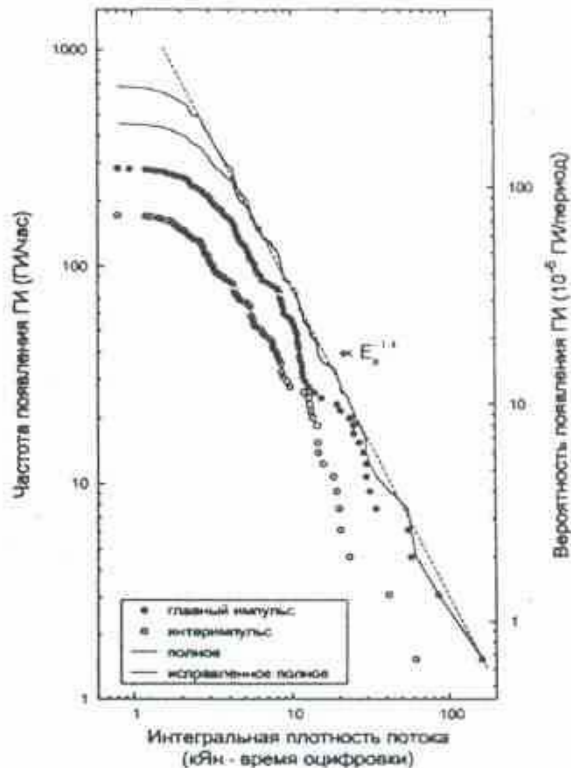


Рис. 5. Интегральное распределение энергии ГИ. Стоим цветом пояснено полное распределение. Постепенное уплощение на низких энергиях является искажением, вызванным межзвездными мерцаниями. Исправленная за мерцаниями кривая пояснена красным цветом.

В.А.Согласнов,
М.В.Попов,
Н.Бартель и др.

Истинная ширина гигантских импульсов < 15 нс

Форма профиля большинства ГИ обладает характерной асимметрией: короткое время нарастания на переднем краю, как правило нерез-решенное, и более медленный спад (см. рис. 1). Подобная форма характерна для межзвездного рассеяния. Сопоставление средних за минуту наблюдаемых ГИ с вычисленными откликами от бесконечно короткого δ -импульса, прошедшего через рассеивающую среду, показывает не только общее, но даже детальное соответствие между ними (рис. 2). Соответствие между откликом и формой индивиду-альных гигантских импульсов еще более ярко выражено, иногда они полностью повторяют друг друга (см. рис. 2). Такое отличное соответствие является сильным свидетельством того, что наблюдаемая форма гигантских импульсов вызвана межзвездным рас-сеянием, а их истинная ширина меньше, чем временной интервал 15 нс.

Яркостная температура гигантских импульсов $T_b > 10^{39}$ К

Предел на длительность ГИ $\tau_{\text{ГИ}} < 15$ нс дает предел на линейный размер, d , излучателя гигантских импульсов: $d < c\tau_{\text{ГИ}} = 4,5$ м. Яркостная температура радиоглучения гигантских импульсов может быть оценена как

$$T_b = \frac{1}{k} \frac{E_p}{\tau_{\text{ГИ}}} \left(\frac{c}{\nu}\right)^2 \left(\frac{L}{d}\right)^2 > \frac{E_p \cdot L^2}{k \nu^2 \tau_{\text{ГИ}}^3}, \quad \text{где } k = 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг} \cdot \text{К}^{-1} \text{ — постоянная Больцмана, } E_p \text{ — поверхностная плотность энергии от ГИ ("интегральная плотность потока"), } L \text{ — расстояние до пульсара — 3,6 кпк, } \tau_{\text{ГИ}} \text{ — длительность ГИ, } \nu \text{ — частота наблюдений. Тогда:}$$

$T_b > 5 \cdot 10^{30}$ К — для самого сильного ГИ с пиковой плотностью потока 65 кЯн ($E_p = 5 \cdot 10^{-26}$ эрг \cdot см $^{-2}$ Гц $^{-1}$) — самая высокая из когда-либо наблюдавшихся (в Везеленге).

$T_b > 10^{36}$ К — для самого слабого возможного ГИ с пиковой плотностью потока 5 Ян ($E_p = 10^{-29}$ эрг \cdot см $^{-2}$ Гц $^{-1}$) — нижний предел для яркостной температуры илучения ГИ.

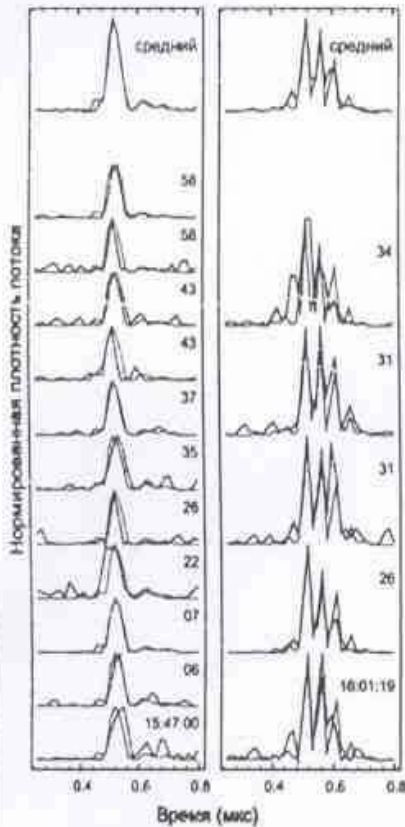


Рис. 2. Гигантские импульсы, последовательно обнаруженные в течение 2-х разных минут, которые узваны внизу каждой панели (кривые синего цвета). Секунды времени прихода узваны справа внутри графиков. Кривые красного цвета внутри каждого графика представляют собой профиль рассеянного δ -импульса, вычисленного для текущей минуты, используя средний за данную минуту спектр мощности *резервного* излучения в качестве передаточной функции межзвездной среды. Средний за минуту профиль гигантского импульса показан сверху. Импульсы восстановлены в полной 32-МГц полосе с временным разрешением, равным 31,25 нс, и выровнены по их переднему фронту по уровню 0,5 от максимума.

В.Согласнов,
М.Попов,
Н.Бартель и др.

В ГИ наблюдается плотность энергии U порядка $7 \cdot 10^{15}$

Интегральное распределение ГИ по энергиям (см. рис. 5) хорошо аппроксимируется степенным законом

$$N = N_0 \cdot E_p^{-1.40 \pm 0.01} \quad \text{где } N - \text{частота появления ГИ в единицах ГИ/час с интегральной плотностью потока больше, чем } E_p \text{ в кЯн (время оцифровки), и } N_0 = 1862 \pm 43$$

Степенное распределение не имеет обрыва на высоких энергиях, но на низких оно должно иметь обрыв, иначе ГИ давали бы значительный пик на среднем профиле. Однако, незначительный, но видимый выступ имеется на краях задней кромки среднего профиля главного импульса и штеримпульса, что соответствует излучению ГИ под порогом обнаружения (800 Ян). Измерив отношение амплитуды дельты к амплитуде профиля ГИ, были определены минимальные пиковые плотности потока ГИ. Они оказались равными 16 Ян для главного импульса и 5 Ян для штеримпульса. Таким образом, всего за время наблюдений произошло $\sim 188\,000$ ГИ (52000 из них – в главном импульсе). С учетом фактора направленности (~ 230) это дает итоговую частоту появления ГИ, равную ~ 25 ГИ за один оборот нейтронной звезды. Следовательно ГИ представляют собой части, происходящие, но редко наблюдаемые, явления.

В.Согласнов, М.Попов и др.

Оценка объемной плотности энергии ГИ

$$u_{\text{ср}} \approx E_p \cdot \left(\frac{2\pi L}{P}\right)^2 \frac{\tau_{\text{ср}}^2}{c^3 \tau_{\text{ср}}^4}, \quad \text{где } \tau_{\text{ср}} < 10 \text{ мкс} - \text{длительный диапазон появления ГИ, } P - \text{период пульсара}$$

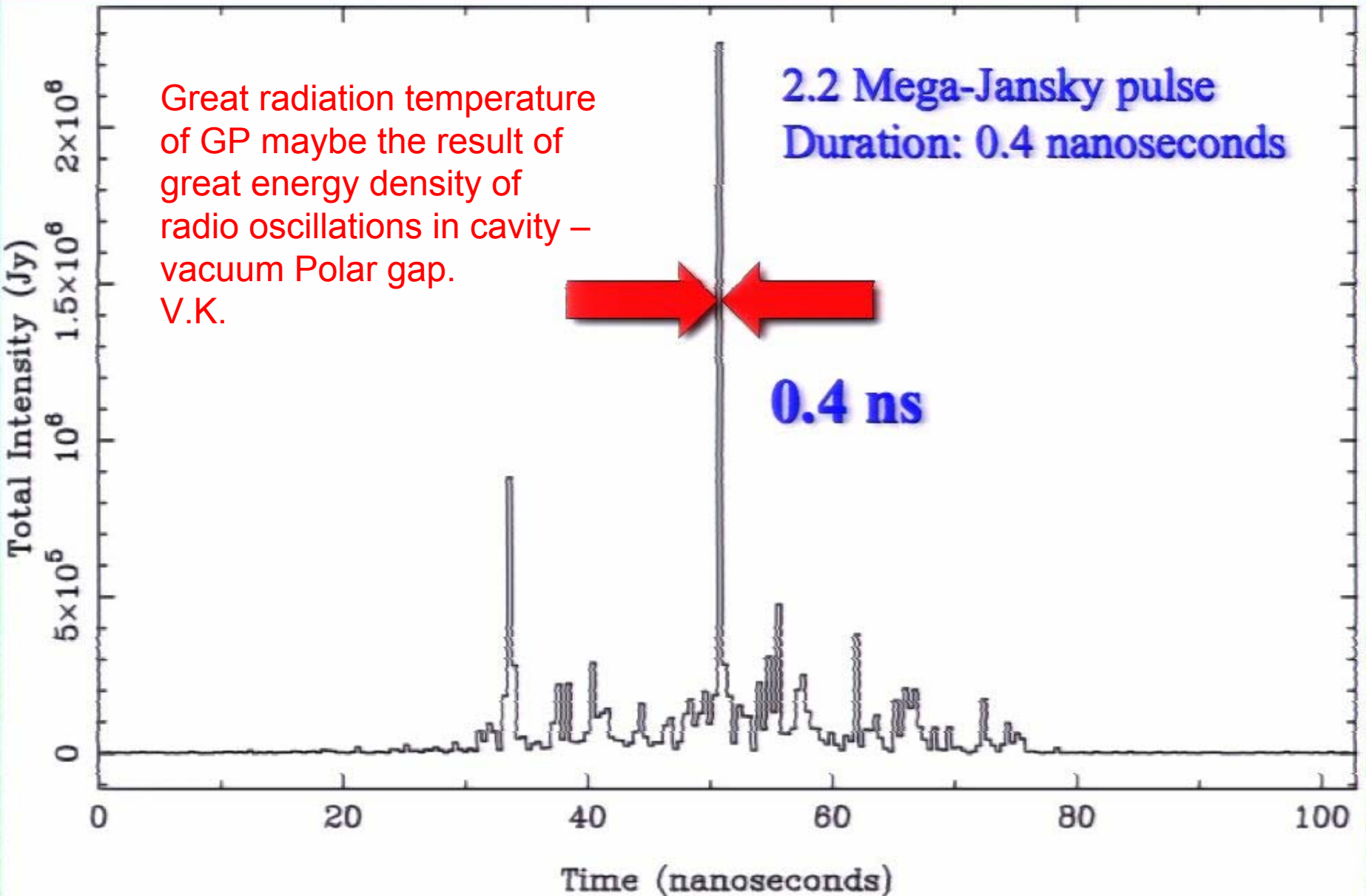
$$u_{\text{ср}} > 7 \cdot 10^{15} \text{ эрг/см}^3 - \text{для самого сильного ГИ с пиковой плотностью потока 65 кЯн}$$

ГИ	NS	LC	u [эрг/см ³]
$7 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{13}$	$4 \cdot 10^{10}$	плазма
	$7 \cdot 10^{15}$	$4 \cdot 10^{10}$	магн. поле

Таблица. Объемная плотность энергии ГИ, плазмы и магнитного поля на световом шаре пульсара (LC) и на поверхности нейтронной звезды (NS).

Из таблицы видно, что объемная плотность излучения ГИ пульсара B1937+214 во много десятков раз превышает плотность энергии плазмы внутри магнитошферы, следовательно любой плазменный механизм является нелепым. Кроме того, в самых сильных ГИ она становится сравнимой с плотностью энергии магнитного поля на поверхности нейтронной звезды. Мы считаем, что ГИ – прямой наблюдаемый результат разряда и взрыва полярной шапки.

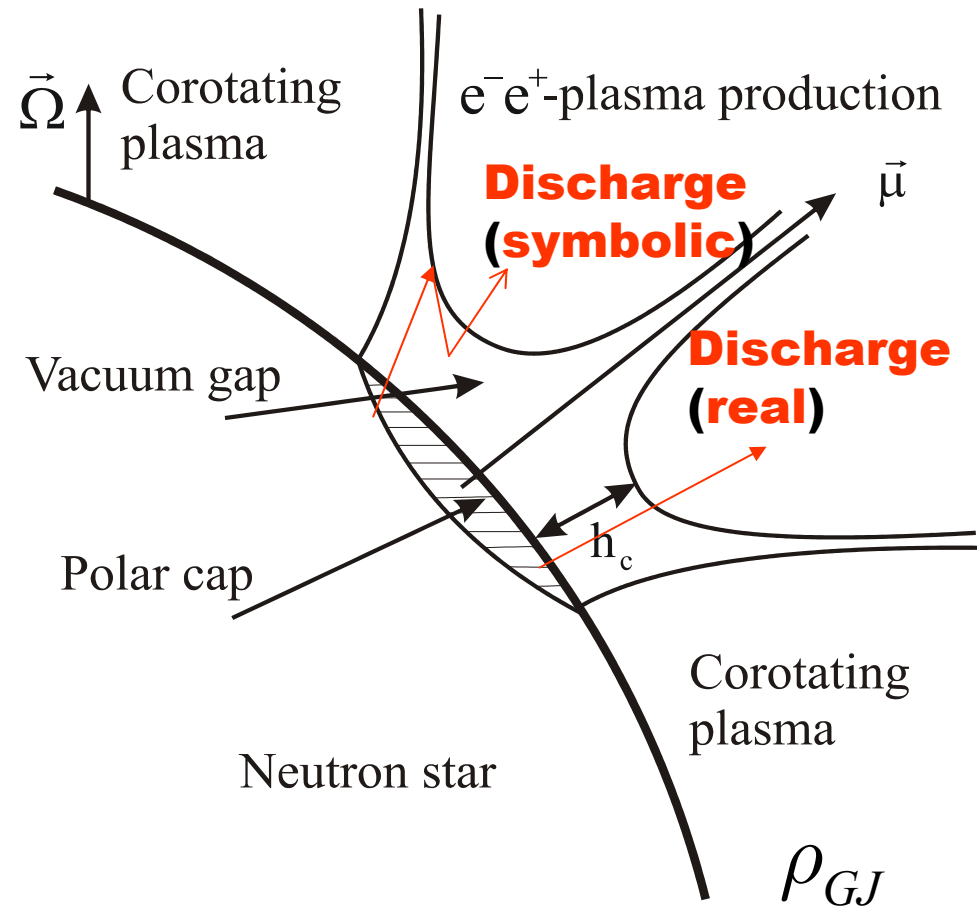
A Crab “Megapulse”, 9.25 GHz



Polar cap surface

The observed impulse sequence is interpreted as a realization of a random electron acceleration (discharge) process in a vacuum gap over the polar cap (PC) – the open magnetic lines of force region on the surface of the neutron star. The gap may serve as a **resonator-cavity** with very high level of oscillation energy-density

Stationarity of average pulse – the result of PC stationarity.



Goldreich-Julian charge density $\rho_{GL} = -(\mathbf{B}\Omega) / 2\pi c$

УДК 523.84

БЕСКИН В. С.

ДИНАМИЧЕСКАЯ ЭКРАНИРОВКА ОБЛАСТИ УСКОРЕНИЯ
В МАГНИТОСФЕРЕ ПУЛЬСАРА

Обсуждается вопрос о существовании области ускорения в магнитосфере пульсара. Показано, что возрастание тока при каскадном рождении частиц будет остановлено их собственным радиационным электрическим полем. При этом новая «искра» не может возникнуть вблизи существующей, так что возможно образование как долгоживущей области ускорения, так и долгоживущих нитей, в которых и происходит рождение частиц.

DYNAMICAL SCREENING OF THE ACCELERATION REGION IN THE PULSAR MAGNETOSPHERE, by *Beskin V. S.*— The question of the existence of a gap in the pulsar magnetosphere is considered. It is shown that the current growth connected with pairs creation will be stopped by means of their own radiative electric field. No sparks then are formed near the living one. Hence there are a long-living gap and long-living sparks, in which pairs are just created.

Оценка плотности энергии колебаний в зазоре

Оценку плотности энергии U можно получить из закона сохранения энергии электромагнитного поля в резонаторе, возбуждаемом сторонними токами разрядов. Действительно, закон сохранения энергии поля гласит $\text{div } \vec{S} = -\overline{j_{ex} \vec{E}_{\sim}}$, где \vec{S} – вектор Пойтинга, \vec{j}_{ex} – плотность сторонних токов разрядов, \vec{E}_{\sim} – напряженность низкочастотного электрического поля, а черта означает усреднение по времени. Проинтегрировав это уравнение по объему резонатора и применив теорему Гаусса, получим

$$\oint \vec{S} d\vec{\Sigma} = -\int \overline{j_{ex} \vec{E}_{\sim}} dV. \quad (11)$$

Заметив, что излучаемая в радиодиапазоне мощность $I_R = \oint \vec{S} d\vec{\Sigma} = c U_R \Sigma_w$, где $U_R = U / (1 + \mu)$, $U \sim E_{\sim}^2 / (4\pi)$, и оценив интеграл в правой части равенства

$$\int \overline{j_{ex} \vec{E}_{\sim}} dV \leq c \rho_{GJ} \eta \cdot E_{\sim} \Sigma_{PC} h$$

получим оценку

$$U \leq 4\pi(1 + \mu)^2 (\Sigma_{PC} / \Sigma_w)^2 (h \rho_{GJ} \eta)^2. \quad (12)$$

Здесь $\eta < 1$ – отношение средней плотности тока разрядов к плотности тока Голдрайха-Джулиана $j_{GJ} = c \rho_{GJ}$, $\rho_{GJ} = -\vec{\Omega} \cdot \vec{B} / (2\pi c)$. При **ТИПИЧНЫХ** параметрах отсюда следует, что $U < 10^{16} \eta^2 (1 + \mu)^2 \text{ эрг} / \text{см}^3$.

По работе
Конторович,
Фланчик,
Письма
В ЖЭТФ, 2007
ЖЭТФ, 2008,
Astro-ph/
0801.0057

The average energy density U can be estimated from the conservation law for the electromagnetic field energy in the cavity excited by the external discharge currents.

Actually, the field energy conservation law yields

$$\operatorname{div} \overline{\vec{S}} = - \overline{\vec{j}_{ex} \vec{E}_{\sim}} \quad \text{where } \vec{S} \text{ is the Poynting vector,}$$

\vec{j}_{ex} is the density of the external currents of the sparks and

\vec{E}_{\sim} is strength of the low-frequency electric field,

the bar means the averaging over time.

Integrating this equation on the resonator volume and using the Gauss' theorem, we obtain (omitting the bars in other terms)

$$\oint \vec{S} d\vec{\Sigma} = - \int \vec{j}_{ex} \vec{E}_{\sim} dV$$

The power emitted in the radio band is

$$I_R = \oint \vec{S} d\vec{\Sigma} = cU_R \Sigma_w$$

where

$$U_R = U / (1 + \mu), \quad U \sim E_{\sim}^2 / (4\pi)$$

Estimating the integral in the right side as

$$\int \overline{\vec{j}_{ex} \vec{E}_{\sim}} dV \leq \eta \cdot c \rho_{GJ} \cdot E_{\sim} \Sigma_{PC} h$$

we find

$$U \leq 4\pi (1 + \mu)^2 (\Sigma_{PC} / \Sigma_w)^2 (\eta \cdot h \cdot \rho_{GJ})^2$$

Here $\eta < 1$ is the ratio of averaged density of spark current to the Goldreich-Julian current density

$$\vec{j}_{GJ} = c \rho_{GJ}$$

It follows from here under the parameters given above that

$$U \leq 10^{16} \eta^2 (1 + \mu)^2 \text{ erg} / \text{cm}^3$$

Let us estimate the cavity Q-factor

$$Q = \omega / 2\delta$$

where δ is the damping decrement of the low-frequency field.
This decrement can be expressed in terms of the energy loss due to radiation as

$$\delta = -\dot{W} / (2W) = c \Sigma_w / (2(1 + \mu) \Sigma_{PC} h)$$

where $W = U \cdot \Sigma_{PC} \cdot h$ is the electromagnetic oscillation energy in the cavity,

$\dot{W} = -I_R = -cU\Sigma_w / (1 + \mu)$ is the energy loss due to radiation through the waveguide,

$\Sigma_{PC} = \pi R_{PC}^2$ is the polar cap area.

Finally we have for the Q-factor

$$Q = (1 + \mu) \frac{\omega}{c} \cdot h \cdot \frac{\Sigma_{PC}}{\Sigma_w} \approx 70(1 + \mu) \left(\frac{\omega}{10^6 s^{-1}} \right) \cdot \left(\frac{h}{10^4 cm} \right) \cdot \left(\frac{10^3 cm}{R_w} \right)^2 \left(\frac{1s}{P} \right)$$

Энергия ГИ пульсаров

$$E = U \cdot S \cdot \Delta z$$

$$\Delta z \approx c \cdot \Delta t$$

$$E = \int d\nu F(\nu) \cdot \Delta t \cdot \Delta \Omega \cdot D^2$$

$$F(\nu) = F(\nu_0) \cdot \left(\frac{\nu_0}{\nu} \right)^{\alpha_R}$$

$$\int d\nu F(\nu) \Rightarrow \int_{\nu_{\min}}^{\nu_2} d\nu F(\nu)$$

$$\nu_{\min} \approx c / \lambda_{\max} \approx c / \sqrt{S}$$

$$S = \frac{D^2 \Delta \Omega}{U \cdot \Delta z} \cdot \left(\frac{c}{\sqrt{S}} \right)^{1-\alpha_R} \frac{F(\nu_0) \nu_0^{\alpha_R} \cdot \Delta t}{(\alpha_R - 1)}; \quad \alpha_R > 1$$

- Энергия, высвечиваемая при ГИ, определяется плотностью энергии колебаний в зазоре и параметрами просвета в магнитосферной плазме.
- Площадь просвета определяет принимаемый поток

Определение плотности энергии колебаний в зазоре и площади просвета по наблюдательным данным

$$S^{\frac{3-\alpha_R}{2}} = \frac{D^2 \Delta\Omega}{U} \cdot \left(\frac{v_0}{c}\right)^{\alpha_R} \frac{F(v_0)}{(\alpha_R - 1)}$$

$$U = D^2 \Delta\Omega \cdot \left(\frac{v_0}{c}\right)^3 \frac{F(v_0)}{2}, \quad \alpha_R = 3$$

Crab,

$$\alpha_R = 2.9$$

$$\alpha_R = 3.1$$

$$F(v) = \frac{(\alpha_R - 1) \cdot S^{\frac{3-\alpha_R}{2}} \cdot U \cdot \lambda^{\alpha_R}}{D^2 \cdot \Delta\Omega}$$

$$F_{break}(v) = \frac{(\alpha_R - 1) \cdot \Sigma_{PC}^{\frac{3-\alpha_R}{2}} \cdot U \cdot \lambda^{\alpha_R}}{D^2 \cdot \Delta\Omega}$$

$$\Sigma_{PC} \rightarrow L_{PC}$$

- При спектральном индексе, равном 3 площадь просвета выпадает из выражения для потока и это позволяет непосредственно оценить U для пульсара в Крабе, в котором индекс близок к 3.

Оценка дает величину приблизительно соответствующую $U=10^{15}$ эрг/см³

При индексе, отличном от 3, по площади просвета, зная U , можно определить поток (и наоборот, зная поток, найти площадь просвета).

Break square — energy density relations

$$S = \frac{D^2 \cdot \Delta\Omega \cdot F(\nu_0)}{U(\nu_0) \cdot c}$$

$$U = \int_{\nu_{\min}}^{\nu_2} d\nu U(\nu)$$

$$U(\nu) = U(\nu_0) \cdot \nu_0^{\alpha_R} \cdot \nu^{-\alpha_R}$$

$$U = U(\nu_0) \frac{\nu_{\min}}{\alpha_R - 1} \left(\frac{\nu_0}{\nu_{\min}} \right)^{\alpha_R}$$

$$U(\nu_0) = U \cdot \frac{(\alpha_R - 1)}{\nu_{\min}} \left(\frac{\nu_{\min}}{\nu_0} \right)^{\alpha_R}$$

$$S = \frac{D^2 \Delta\Omega \cdot F(\nu_0) \nu_{\min}}{(\alpha_R - 1) \cdot c \cdot U} \left(\frac{\nu_0}{\nu_{\min}} \right)^{\alpha_R}$$

- Вводя плотность энергии колебаний на интервал частот мы можем записать связь площади просвета в магнитосфере с наблюдаемым потоком при заданной парциальной либо (для степенного спектра) полной плотности энергии колебаний.
- Это же соотношение можно рассматривать как выражение для площади просвета через плотность энергии колебаний при известном (наблюдаемом) потоке в ГИ.
- Здесь нет предположения о постоянстве плотности энергии для излучаемых мод, сделанное в иллюстративных целях и для оценок на предыдущем слайде.

ОЦЕНКА ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ НИЗКОЧАСТОТНЫХ КОЛЕБАНИЙ В РЕЗОНАТОРЕ

- Оценка по мощности радиоизлучения I_R , выходящего через волновод.

$$U_R \approx \frac{I_R}{c \Sigma_w} \approx \frac{I_R}{\pi c R_w^2}$$

При $I_R \sim 10^{27} - 10^{30}$ эрг / сек,

$P = 0.1$ сек, $R_w \sim 10^3$ см, получим \rightarrow

$$U_R \sim 10^{10} - 10^{13} \text{ эрг / см}^3$$

- Оценка по спектру радиоизлучения с учетом "запертых" мод.

$$U = U_{ir} + U_R$$

$$\mu = \frac{U_{ir}}{U_R} \approx \left(\frac{h}{R_w} \right)^{\alpha_R - 1}$$

В случае $h > R_w$ существуют моды, которые не могут выйти через волновод (**запертые моды**). Их частоты удовлетворяют условию $\omega < 2\pi c / R_w$.

При спектральном индексе $\alpha_R > 1$ в запертых модах возможна существенная концентрация энергии.

При $R_w = 10^3$ см, $h = 3 \cdot 10^4$ см, $\alpha_R = 3$ имеем $\mu \sim 10^3$.

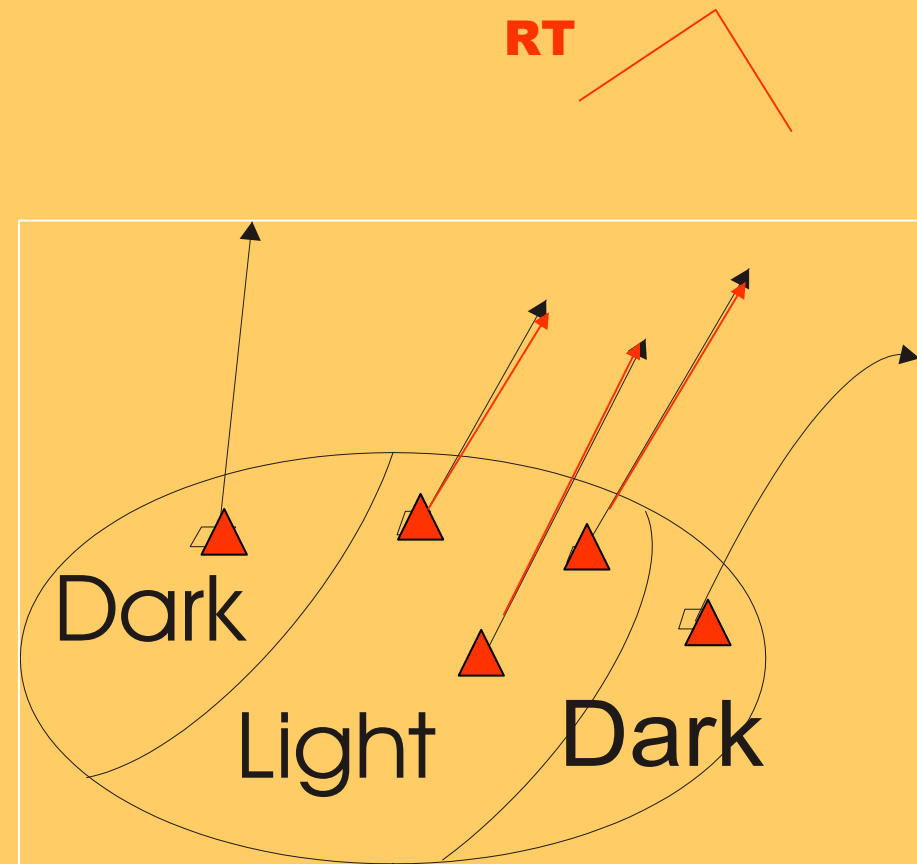
Т. е. полная плотность энергии колебаний в резонаторе может достигать значений



$$U \sim 10^3 U_R \sim 10^{13} - 10^{16} \text{ эрг / см}^3$$

The physical mechanism

- The physical mechanism giving such acceleration scheme may be a charge drain down from a sharp top of riplons in a strong parallel electric field on a liquid neutron star Polar Cap surface heating by an inverse bombarding the Polar Cap.



Неустойчивость поверхности феррожидкости в сильном ортогональном магнитном поле

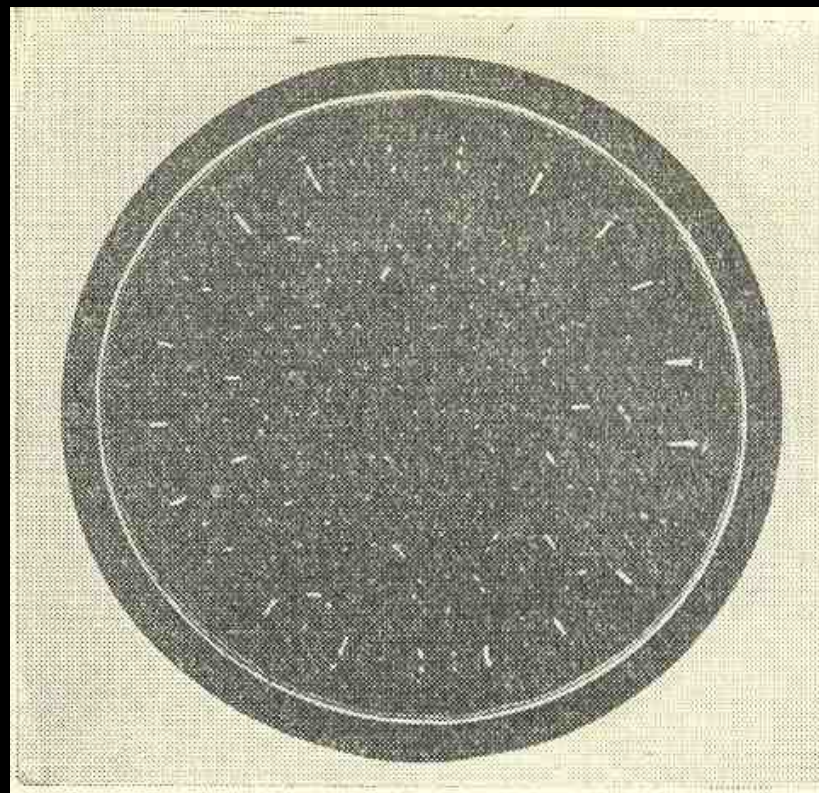
Равновесным рельефом является симметричная гексагональная структура «застывших» капиллярных волн.

The Fig →
from

M.Cowley, R.Rosensweig
J.Fluid Mech, 30, 671, 1967

Обзор

М.Шлиомис, УФН, 1974



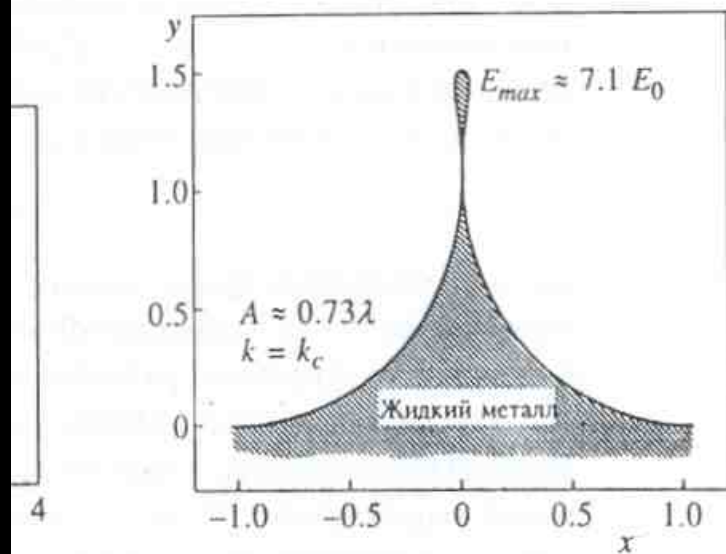
Неустойчивость поверхности металла в сильном ортогональном электрическом поле

- Tonks, Phys.Rev.1935
- Френкель, ЖЭТФ, 1936
- Taylor, Proc.R.Soc.,1964
- Заострения и отрыв капель

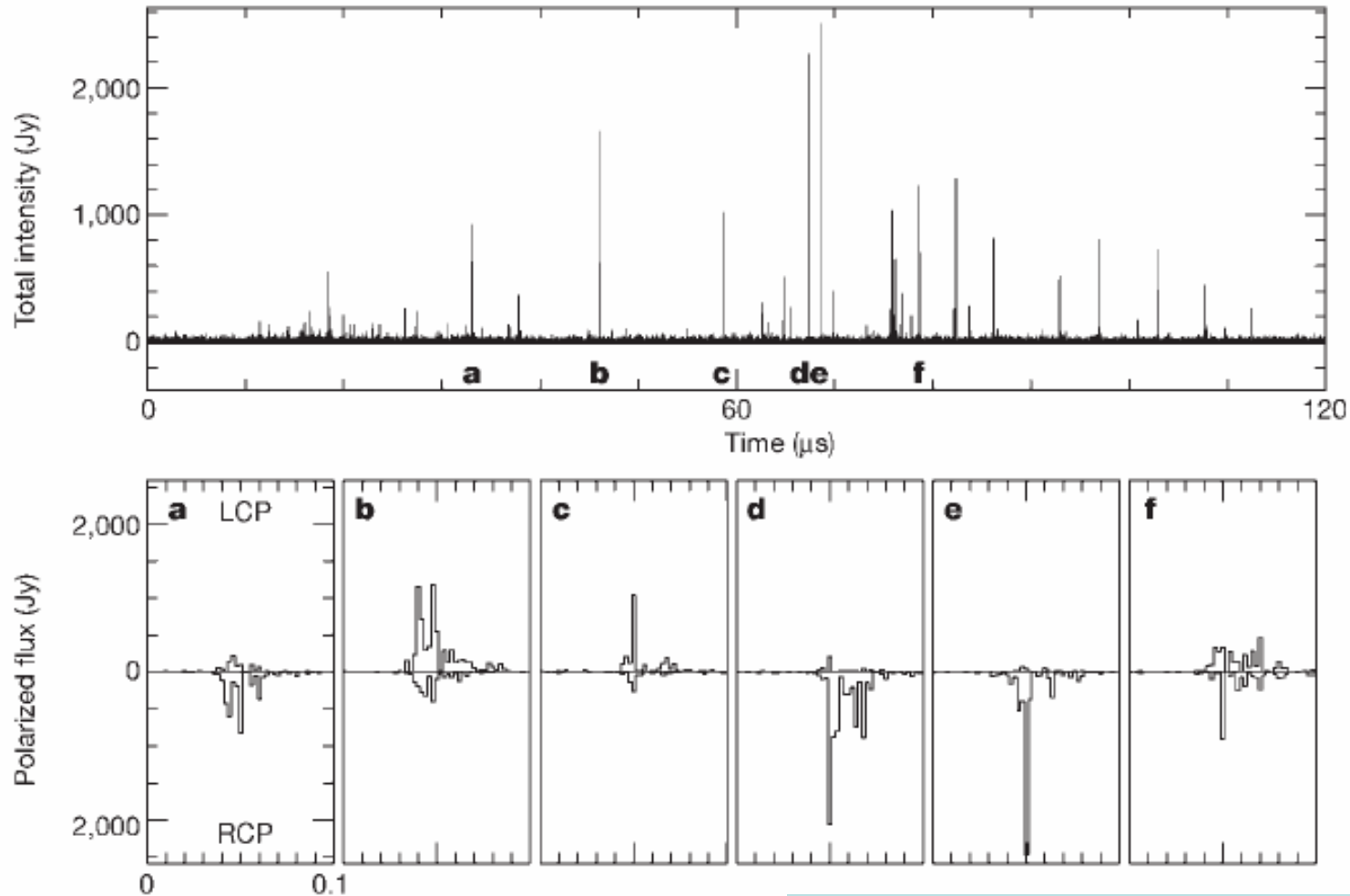
Н.М.Зубарев

ЖЭТФ, 116, 1999

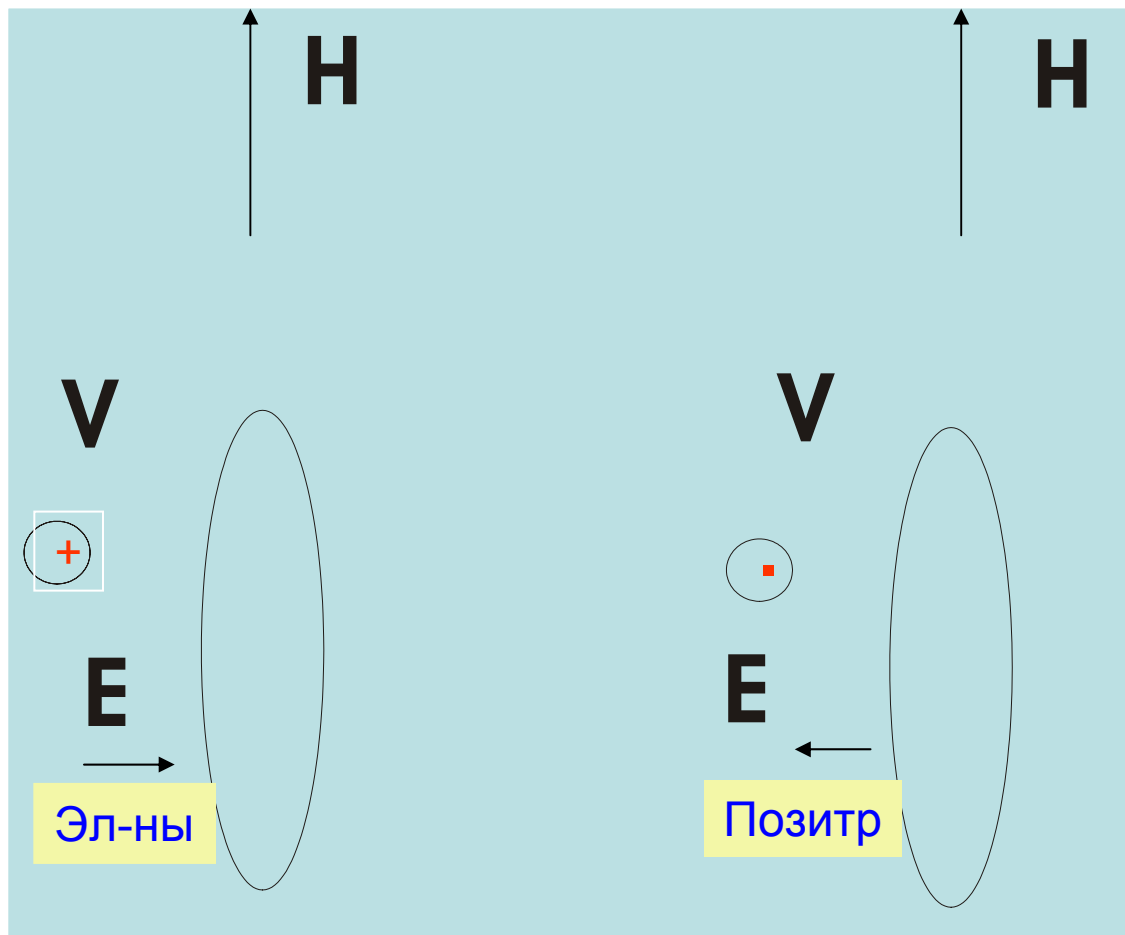
Точное решение задачи о равновесной конфигурации...



Поляризация ГИ



Круговая поляризация обоих знаков естественно объясняется особенностями пробоя в вакуумном зазоре



Кулоновское поле расталкивания в бунче разряда создает радиальное электрическое поле, что приводит к вращению струи разряда и круговой поляризации генерируемых им волн.

Знаки вращения и круговой поляризации противоположны для электронов и позитронов и зависят от условий отражения от границ резонатора.

Смерчи в вакуумном зазоре

$$\mathbf{V} = c \frac{[\mathbf{E}, \mathbf{H}]}{H^2}$$

$$V_{\varphi} = cE / H$$

2D

$$\varphi \propto \ln r$$

$$E_r \propto 1 / r$$

$$V_{\varphi} \propto 1 / r$$

$$I = 2\pi r V_r \approx \text{const}$$

Благодаря дрейфу в кулоновском поле расталкивания и магнитном поле пульсара канал разряда превращается в своеобразный вихрь.

Практически двумерный характер поля приводит к приблизительно постоянной циркуляции скорости в этом вихре, слегка напоминающем известные смерчи.

Кулоновское поле

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho$$

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{r_0^2}{r_0^2 + r^2}$$

$$E_r = \frac{2\pi\rho_0 r_0^2}{r} \ln \frac{r_0^2 + r^2}{r_0^2}$$

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{r_0^4}{r_0^4 + r^4}$$

$$E_r = \frac{2\pi\rho_0 r_0^2}{r} \operatorname{arctg} \frac{r^2}{r_0^2}$$

- Уравнение Пуассона позволяет получить распределение поля при заданном распределении плотности заряда в бунче, но задача должна решаться согласованно, в частности, с описанием возникновения самого бунча.

Возможное квантование вращения вихря

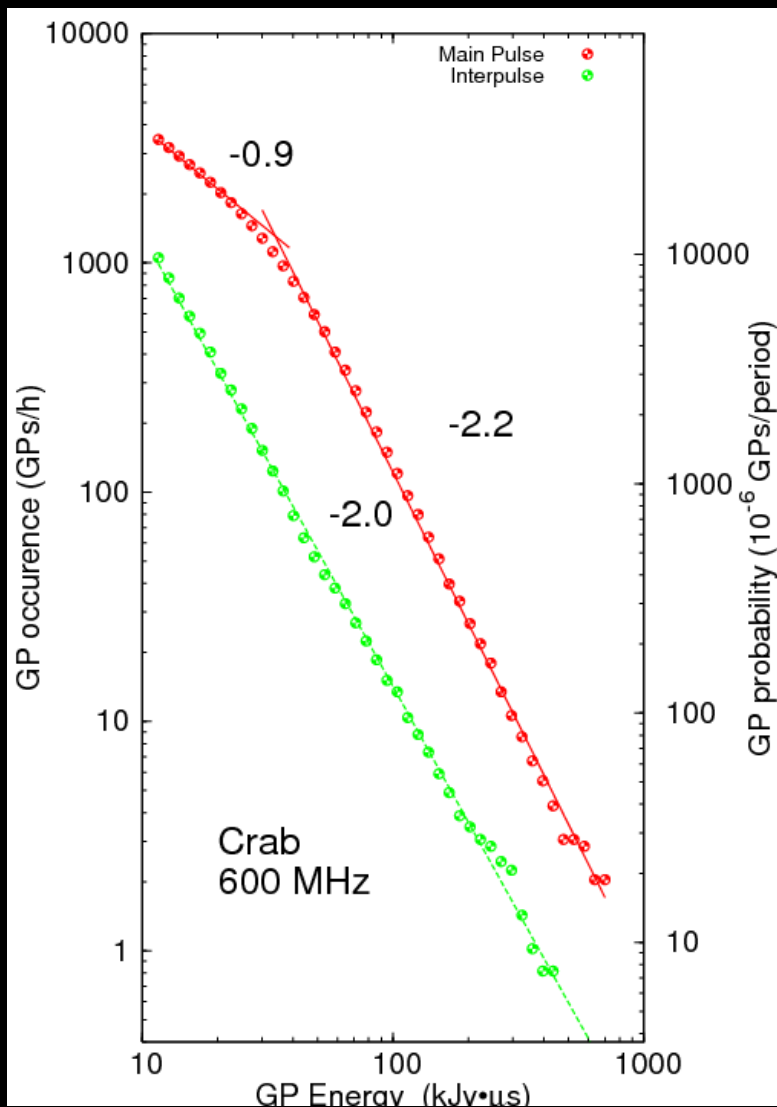
$$mrV_\varphi = (n + \frac{1}{2})\hbar$$



$$\Omega_n = \frac{(n + \frac{1}{2})\hbar}{mr^2}$$

$$r \approx 10^{-5} \Rightarrow \Omega \approx 10^{10}$$

$$N \approx \frac{\hbar B}{emc(\pi r_0^2)} (n + \frac{1}{2})$$

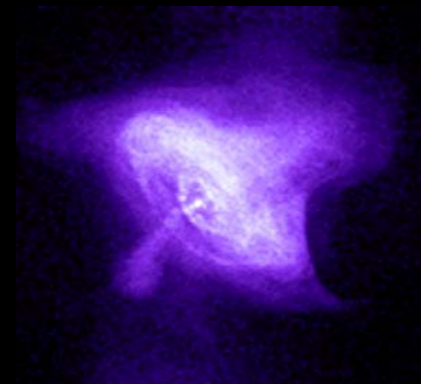


Интеримпульс:

$$P(E > E_0) \sim E_0^{-2.0}$$

Импульс:

$$P(E > E_0) \sim \begin{cases} E_0^{-2.2}, & E_0 > 40 \text{ кЯн} \cdot \text{мкс} \\ E_0^{-0.9}, & E_0 < 40 \text{ кЯн} \cdot \text{мкс} \end{cases}$$



Билоус А.В.
АКЦ ФИАН, ФАКИ МФТИ

Степенные спектры в природе

В.М.Конторович

Радиофизика и радиоастрономия, т.11, №1, с.5-30, 2006.

Обзор «Линейные и нелинейные волны» II.

Многие статистические закономерности в природе, приводящие к степенным распределениям, могут быть получены из простейшего предположения

о малости времен корреляции случайных сил в уравнениях Ньютона $dp/dt = f$. Тогда эти силы можно считать δ -коррелированными $\langle f(t+\tau) - f(t) \rangle = G\delta(\tau)$, $G = \sigma^2\tau_0$, где σ^2 – дисперсия случайных сил, τ_0 – малое время корреляции.

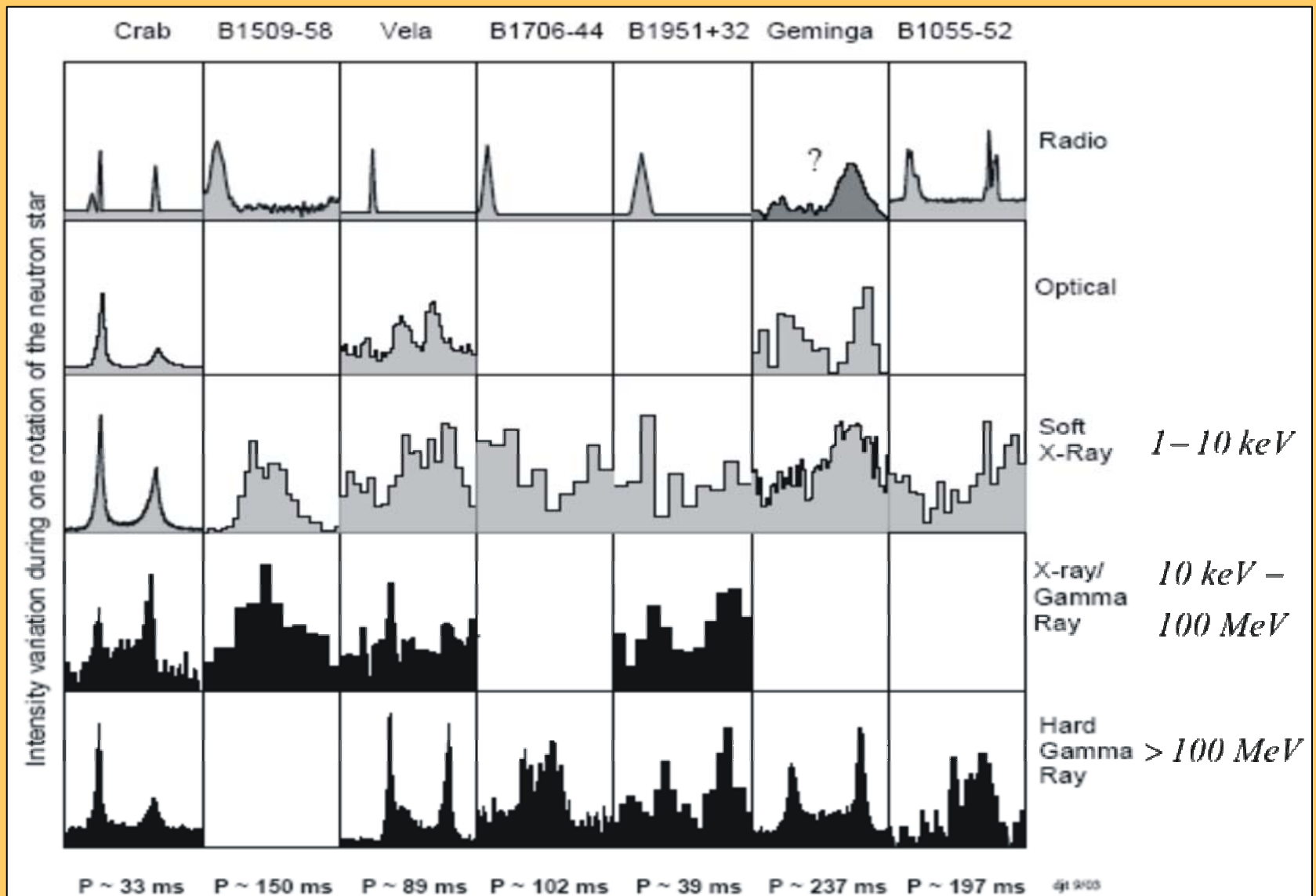
Рассматриваемый процесс стационарен и характеризуется структурной функцией, получаемой интегрированием уравнений Ньютона: $D(\tau) = \langle [p(t+\tau) - p(t)]^2 \rangle = 2G\tau$ что означает диффузию «частиц» в пространстве импульсов.

В серии работ Г.С.Голицына показано, что уже одно это допущение, при разном физическом смысле как «сил», так и «частиц», позволяет объяснить многие наблюдаемые статистические закономерности: от турбулентных законов распределения энергии волн, структуры рельефа поверхности планет, частоты повторяемости землетрясений — до спектра космических лучей.

- Дельта-корреляции сил соответствует постоянный по спектру частотный спектр — белый шум вида $E_f(\omega) = \varepsilon$
- Для кумулятивной частоты событий $N(\geq E) = 1/\tau(\geq E)$ следствием белого шума для корреляционной функции сил является зависимость $N(\geq E) = \varepsilon/E$, объясняющая многие эмпирические зависимости частота–размер вида: $N(\geq E) = E^a$
 - цунами $N(\geq h)$, h — высота, $a=1.01$;
 - оползни $N(\geq m)$, m — масса грунта, $a=0.95-1.1$;
 - озера $N(\geq S)$, S — площадь озера, $a=0.93-0.95$ и т.п.

(Голицын Г.С.. ДАН.– 2004.– Т.398, №2, С.117-180)
- К этому, по-видимому, следует добавить частоту появления ГИ пульсаров. При не слишком больших энергиях E (площадах просветов в магнитосфере) им соответствует степенной участок с $a = 0.9 — 1.1$.
(М.Попов,)
- При больших энергиях становится существенной конкуренция событий, например, слияния просветов, что приводит к уменьшению числа событий с большими значениями энергии— к укрупнению распределения ($a > 2$).

Gamma-ray pulsars (EGRET data)



Conclusions for Giant Pulses

- The energy density in Giant Pulses is of the same order of the energy density of oscillations in the **cavity-resonator** that is the **vacuum gap**.
- It may mean that in the Giant Pulses moments we receive the radiation straight from the cavity. It is possible if in the magneto-spheric plasma arise the breaks (gaps).

From this point of view:

- Breaks may arise at such random distribution of discharges, generating the Magneto-Spherical plasma, when the continuous plasma front cannot be formed.
- The duration of Giant Pulses does not concern to its physical nature. It defines by the dynamics of the appearance and disappearance of the breaks (gaps) in the magnetosphere.
- The power intensity distribution of Giant Pulses also defines by probability of the breaks of different sizes arising in the magnetosphere and also do not just links with the radiation physics of the Giant Pulses.
- The phase of coming of the Giant Pulses is not also the characteristics of radiation.
- The physical sense has only the **radiation energy density** in Giant Pulses.
- Apparently, the **circular polarization** in the Giant Pulses, typical for the modes of cylindrical cavity-resonator, has the physical sense also.

Выводы

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 (МС) плазму. Такое возможно, если в МС возникают просветы (щели, дыры).

С этой точки зрения:

Просветы могут возникать при таком случайном распределении порождающих МС плазму разрядах (пробоях), когда сплошной фронт не может образоваться.

Длительность ГИ не имеет отношения к их физической природе.

Она определяется динамикой возникновения и исчезновения просветов в МС.

Степенное распределение ГИ по интенсивностям также определяется вероятностью возникновения просветов в МС разных размеров и также не связано непосредственно с физикой излучения ГИ.

Фаза прихода ГИ также не является характеристикой излучения.

Физический смысл имеет только **плотность энергии излучения** в ГИ.

По-видимому, физический смысл имеет также **круговая поляризация** ГИ, характерная для модов цилиндрического резонатора-зазора.

Simple analogy of Giant Pulses

(without any proper claims)

An example:

The sun, radiation of which we observe in the **cloudy** day .

In sudden arose breaks between the clouds we observe the «**pulse**».

In the big break passes the bigger energy (an analogue of intensity of GP), but that is a characteristic of the break and not the emitter.

The time (persistence) of the «pulse» is defined by the time of existence of the break, and not by the physics of emission.

The slope of the front of the “pulse” also is defined by the velocities of clouds movements, but not by the physical processes on the Sun.

Only radiation temperature (and their spectrum) are the characteristic of emitter.

Простая аналогия

(без особых претензий)

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 излучения.

Крутизна фронта «импульса» также определяется скоростями движения облаков, а не процессами на Солнце.

**Только яркостная температура (и ее спектр)
являются характеристикой излучателя.**

Спасибо за внимание



Periodically active pulsar

(M.Kramer, A.G.Lyne, J.T.O'Breien, C.A.Jordan,
D.R.Lorimer, Science, 2006)

$$\tau_{\text{on}} = 5 - 10 \text{ d}$$

On-state – only current losses

$$\tau_{\text{off}} = 25 - 35 \text{ d}$$

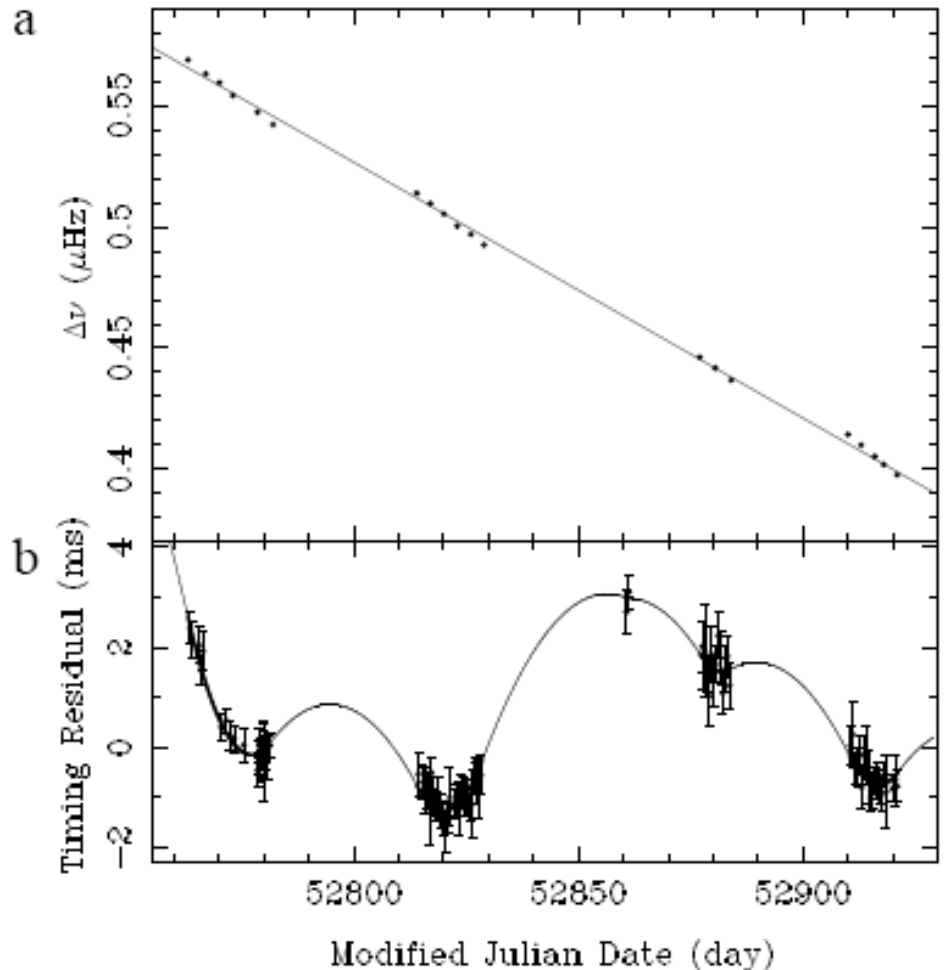
Off-state – only magneto-dipole losses

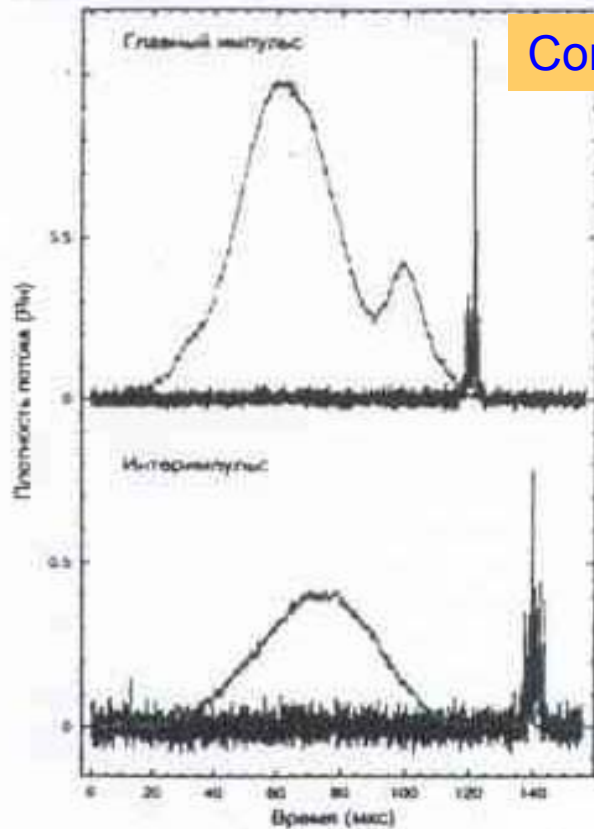
$$\text{“On” } \frac{dP}{dt} = -16.3 \cdot 10^{-15} c^{-2}$$

$$\text{Off } \frac{dP}{dt} = -10.8 \cdot 10^{-15} c^{-2}$$

PSR B1931+24

By Beskin, Gurevich, Istomin



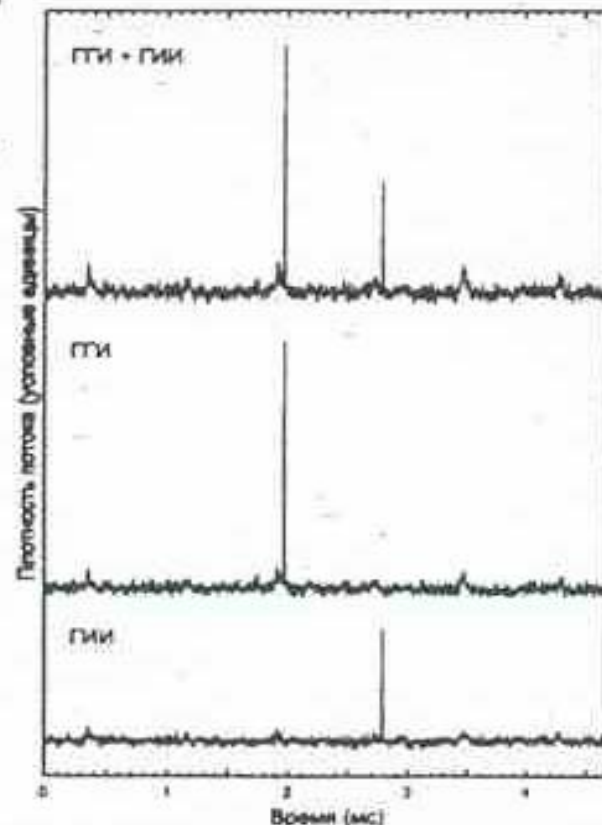


ГИ происходят в узких длительных интервалах на заднем краю главного импульса (окно ГИ) и интеримпульса (окно ГИИ, см. рис. 3).

Окно ГИ равно 5.8 ± 1.2 мкс, его центр, определенный как средняя фаза гигантских импульсов, сдвинут на 58.3 ± 0.3 мкс от пика центральной самой сильной компоненты среднего главного импульса.

Окно ГИИ составляет 8.2 ± 1.7 мкс и сдвинуто относительно среднего профиля интеримпульса на 65.2 ± 0.5 мкс.

Рис. 3. Длительность ГИ в сравнении с компонентами среднего профиля. Цветной линией показан средний профиль за все 39 минут (1501-344 периодов). Черная линия представляет собой профиль, полученный только по тем периодам, в которых были гигантские импульсы, 191 для главного импульса (верхняя часть рисунка) и 111 для интеримпульса (нижняя часть). Средний профиль сглажен с постоянной времени 0.25 мкс, профиль ГИ — не сглажен и приведен к масштабу среднего профиля.



Излучение гигантских импульсов пульсара В1937+214 происходит независимо от регулярного импульсного излучения

Это ясно следует из рис. 4, на котором показано, что в периоды, когда случались ГИ, профиль регулярного излучения имеет амплитуду и ширину приблизительно совпадающие с амплитудой и шириной профиля регулярного излучения в периоды, когда ГИ не было.

Рис. 4. Усредненная запись одновременно для трех периодов, содержащая все ГИ (сверху) и только ГИ в главном импульсе (в центре) и в интеримпульсе (внизу). Общее время накопления ≈ 0.5 сек. Вместе с периодом, в котором произошел ГИ, показаны периоды до и после события гигантского импульса.

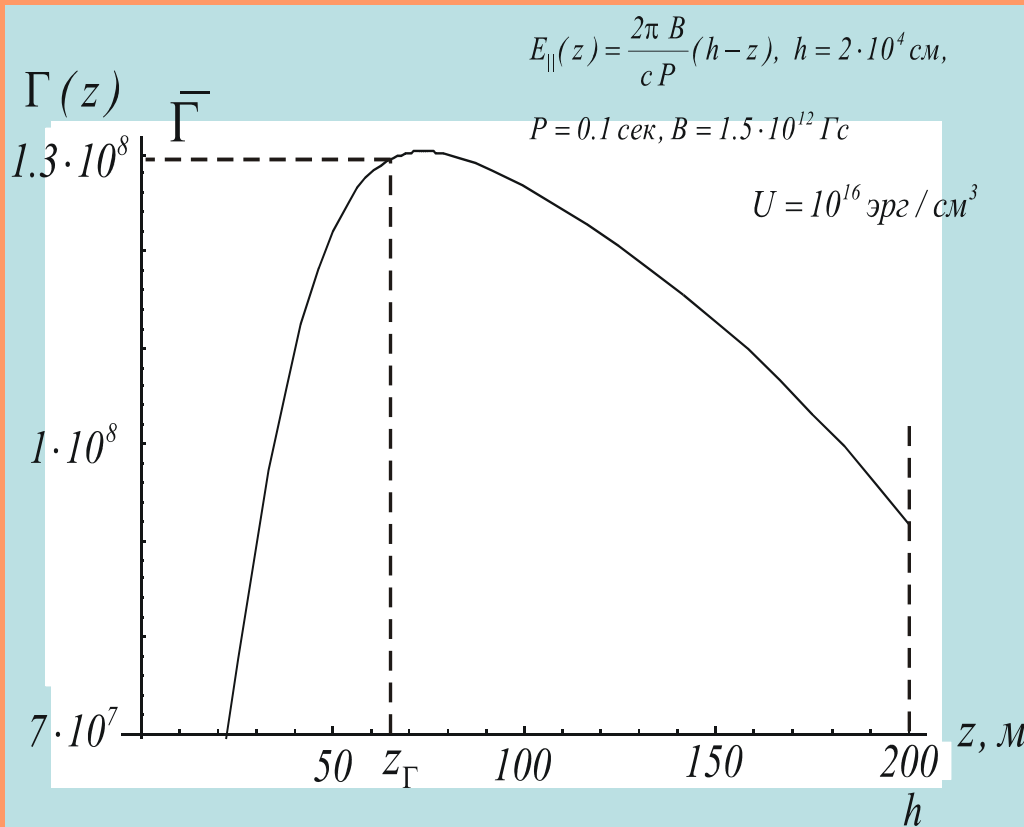
ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНА ПРИ КОМПТОНОВСКОМ РАССЕЯНИИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ С УЧЕТОМ ДРЕЙФА

Потери энергии электрона при рассеянии радиоизлучения с степенным спектром при наличии дрейфа имеют вид

$$q(\Gamma) = - \left(\frac{d\varepsilon}{dt} \right)_{ICS} = cg\sigma_T U \Gamma^4$$

$$g \sim 2 \cdot 10^{-14} \cdot 10^{-4\alpha_R} \cdot \left(\frac{\omega_{min}}{10^6 \text{ c}^{-1}} \right)^{\alpha_R-1} \left(\frac{\omega_2}{10^{10} \text{ c}^{-1}} \right)^{3-\alpha_R} \left(\frac{10^{12} \text{ Гс}}{B} \right)^2$$

U – плотность энергии колебаний в зазоре, $\Gamma = \frac{\varepsilon}{mc^2}$, $\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2$



Комптовское рассеяние становится основным механизмом потери энергии электрона

$$\bar{\Gamma} \approx \left(\frac{mc^2}{g\sigma_T U z_{\Gamma}} \right)^{1/3} \leftarrow \text{Предельный гамма-фактор электрона}$$

Длина ускорения z_{Γ} определяется из уравнения

$$eE_{\parallel}(z_{\Gamma}) \cdot z_{\Gamma}^{4/3} = \left(\frac{(mc^2)^4}{g\sigma_T U} \right)^{1/3}$$

40 years to a pulsar problem

Victor Kontorovich, Institute of Radio Astronomy

Nat. Acad. of Science of Ukraine, Kharkov, Ukraine (RI NANU)

Decametric wave radio telescope
UTR-2 of RI NANU, Kharkov

