



ВЛИЯНИЕ ИНДУЦИРОВАННЫХ ПРОЦЕССОВ НА СВЯЗЬ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩИХ В ВАКУУМНОМ ЗАЗОРЕ ПУЛЬСАРА

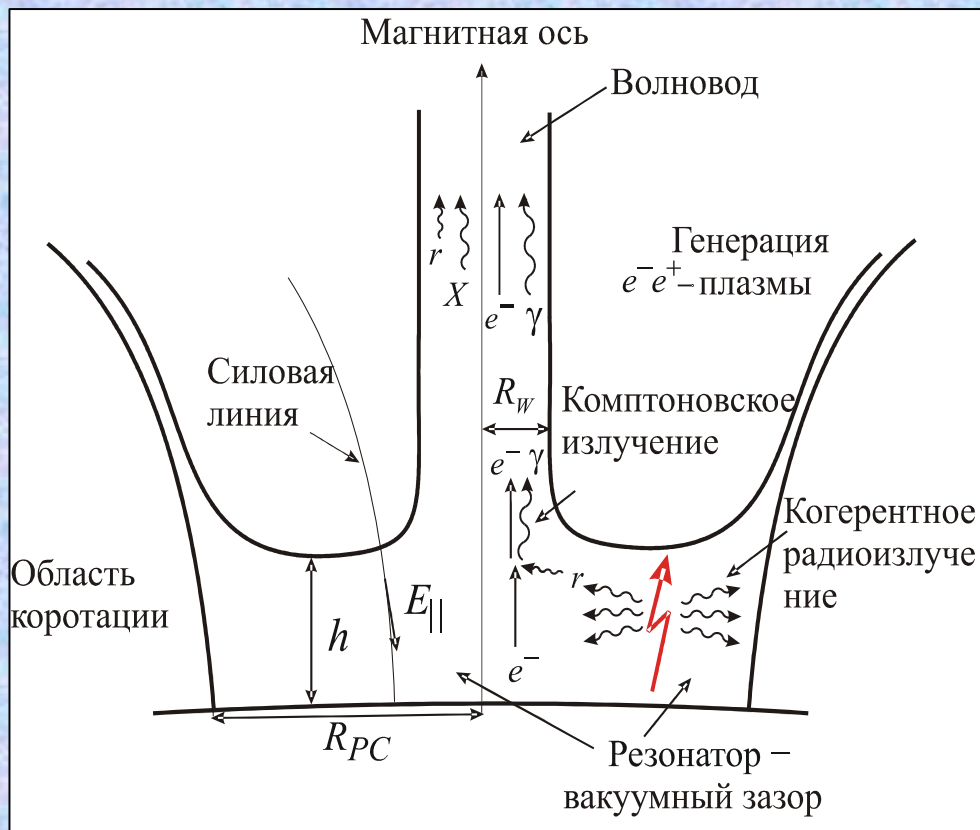
В. М. Конторович, А. Б. Фланчик

Радиоастрономический институт НАН Украины

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ

- ❖ Пульсары около 40 лет исследуются в радиодиапазоне. Открыто более 1500 радиопульсаров, получена важная информация о радиосветимостях, интервалах частот, формах профилей, спектрах. Предложен ряд моделей радиоизлучения пульсаров.
- ❖ К настоящему времени открыто около 10 гамма-пульсаров, таких как **Crab (B0531+21)**, **Vela (B0833-45)**, **Geminga (J0633-1746)**, **B1706-44**, **B1951+32**, **J0218+4232 (mPSR)** и других. Предлагаются различные модели гамма-излучения. Большое количество данных по гамма-излучению пульсаров получено с помощью EGRET (1991-2000). Определены мощности гамма-излучения ряда пульсаров, максимальные энергии гамма-квантов, спектры.

РЕЗОНАТОР – ИСТОЧНИК КАК РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ, ТАК И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ



Резонатор и волновод в области открытых силовых линий.

В предлагаемой модели могут быть объяснены отношения мощностей гамма-излучения и радиоизлучения, найденные для известных гамма-пульсаров. Полученное спектральное распределение согласуется со спектрами гамма-излучения некоторых пульсаров (PSR B0531+21, B0833-45, J0633-1746).

1. Мощные электромагнитные колебания возбуждаются в вакуумном зазоре пульсара в процессах разрядов в продольном поле. Радиоизлучение может выходить через волновод вблизи магнитной оси пульсара.
2. Обратное комптоновское рассеяние радиоизлучения на электронах является источником мощного гамма-излучения через волновод.
3. Спектры и мощности радиоизлучения и гамма-излучения в нашей модели связаны (Конторович, Фланчик, 2008)
4. Высокая плотность энергии н/ч-колебаний в зазоре должна приводить к существенной роли индуцированных процессов.
5. Сильное магнитное поле подавляет рассеяние, тем не менее индуцированные процессы в ряде случаев могут проявить себя в виде влияния на спектр и мощность гамма-излучения.

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ В РЕЗОНАТОРЕ И ВОЛНОВОДЕ

- Ограничение частоты радиоизлучения по времени пролета электроном вакуумного зазора

$$\omega \geq \omega_{\min} \approx \frac{2\pi}{\tau} \approx \frac{2\pi c}{h} \sim 10^7 c^{-1} \text{ (при } h \sim 10^4 \text{ см)}$$

- Ограничение со стороны низких частот, связанное с условием выхода радиоизлучения через волновод. При периоде пульсара $P=0.1$ сек и $R_w \approx 0.2R_{PC}$ это условие дает $\omega \geq 10^7 c^{-1}$

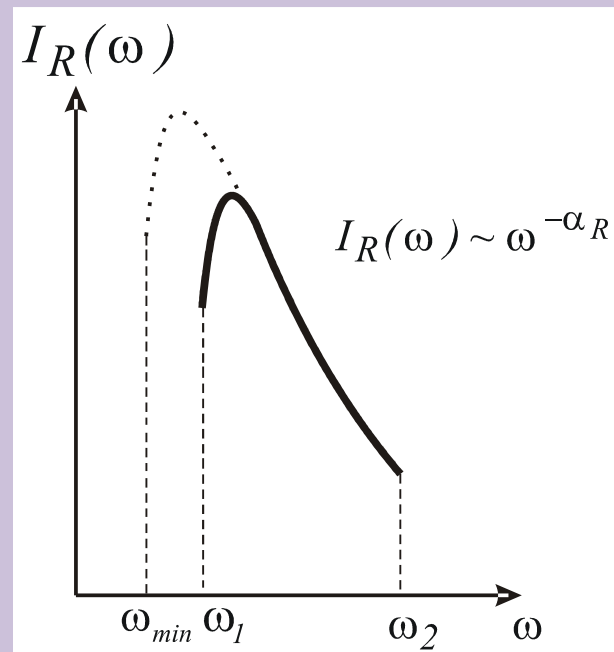
→ $\lambda \leq R_w, \quad \omega \geq \frac{2\pi c}{R_w}$

- Если $\lambda > R_w$, то существуют моды, не пропускаемые волноводом – **запертые моды**.

Они не дают вклада в наблюдаемое радиоизлучение, но существенно влияют на генерацию жесткого гамма-излучения вследствие обратного комптоновского рассеяния.

- Ограничение со стороны высоких частот мы оценим по наблюдаемому высокочастотному обрыву в спектре радиоизлучения пульсара

$$\omega \leq \omega_2 \sim 10^{10} c^{-1}$$



Пример спектра радиоизлучения пульсара

СЕЧЕНИЕ КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

• Как известно, сильное магнитное поле подавляет комптоновское рассеяние (Blandford, Scharlemann, 1976).

$$\omega \ll \omega_B = \frac{eB}{mc}$$

• Основной вклад в сечение рассеяния связан с дрейфом электрона в магнитном поле пульсара B и электрическом поле E_{\sim} низкочастотной волны. Дифференциальное сечение в системе покоя электрона имеет вид

$$d\sigma = \frac{r_e^2}{4} \frac{\omega^2}{\omega_B^2} (1 + \cos^2 \theta)(1 + \cos^2 \theta') d\Omega', \quad d\Omega' = 2\pi \sin \theta' d\theta'$$

В Л-системе, где электрон движется вдоль поля B

$$d\sigma = r_e^2 \frac{\omega^2}{\omega_B^2} \frac{(1 - \frac{V}{c} \cos \theta)^2}{(1 - \frac{V}{c} \cos \theta')^2} d\Omega'$$

$V = c\sqrt{1 - \Gamma^{-2}}$ – скорость электрона

Полное сечение в приближении

$$\omega\Gamma \ll mc^2$$



$$\sigma = \sigma_T \frac{\omega^2 \Gamma^2}{\omega_B^2} \left(1 - \frac{V}{c} \cos \theta\right)^2$$

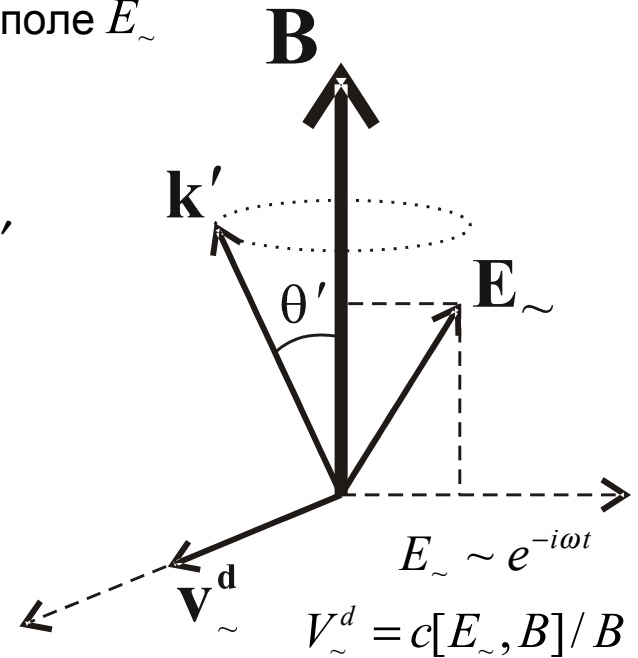


Схема дрейфа электрона в магнитном поле пульсара B и электрическом поле E_{\sim} низкочастотного излучения,

k' – волновой вектор рассеянного фотона

СВЯЗЬ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ И РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ В СЛУЧАЕ СПОНТАННОГО РАССЕЯНИЯ

1. Отношение мощностей гамма-излучения и радиоизлучения, выходящих через волновод (Конторович, Фланчик, 2008):

$$\frac{I_\gamma}{I_R} \approx A \cdot \sigma_T n_e h \cdot \bar{\Gamma}^4$$

σ_T – томсоновское сечение, n_e – концентрация электронов в зазоре, h – высота зазора, $\bar{\Gamma}$ – предельный гамма-фактор электрона.

$$A \approx \frac{24}{5} \cdot \left(\frac{h}{R_w} \right)^{\alpha_R - 1} \frac{\alpha_R - 1}{\omega_B^2} \omega_{\min}^{\alpha_R - 1} \int_{\omega_{\min}}^{\omega_2} \omega^{2 - \alpha_R} d\omega$$

A – множитель, зависящий от спектра радиоизлучения и магнитного поля, ω_{\min}, ω_2 – минимальная и максимальная частоты низкочастотного излучения в зазоре, α_R – спектральный индекс мощности радиоизлучения.

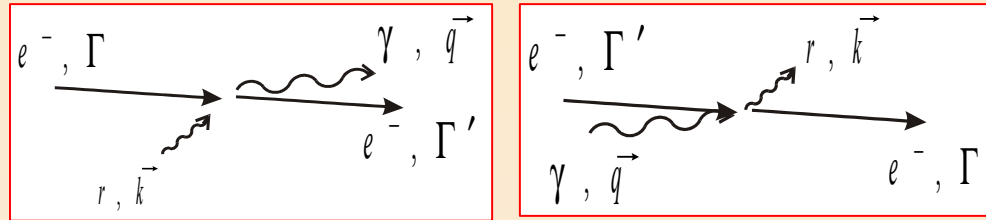
Для известных гамма-пульсаров $I_\gamma / I_R \sim 10^4 - 10^5$ (Thompson, 2003), такие значения могут быть получены в рассматриваемой модели с учетом запертых мод.

2. Связь спектральных индексов:

$$\alpha_\gamma = \alpha_R - 2, \quad I_\gamma(\omega) \sim \omega^{-\alpha_\gamma}, \quad I_R(\omega) \sim \omega^{-\alpha_R}$$

PSR	$\alpha_R - \alpha_\gamma$
Crab B0531+21	1.83 ± 0.4
Vela B0833-45	$2.36^{+1.1}_{-0.8}$
Geminga J0633-1746	2.26 ± 0.2

КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ГАММА-КВАНТОВ В ЗАЗОРЕ



«Прямой» и «обратный» процессы рассеяния. r – фотон радиоизлучения, γ – гамма-квант.

Для учета индуцированных процессов воспользуемся кинетическим уравнением для гамма-квантов в зазоре.

$$\dot{N}(q) = \int w(q, k, \Gamma) \cdot [1 + N(q)] \cdot f(\Gamma) n(k) d\tau - \int w(k, q, \Gamma) \cdot [1 + n(k)] \cdot f(\Gamma + k - q) N(q) d\tau, \quad d\tau = d^3k \cdot d\Gamma$$

← Приход гамма-квантов за счет «прямого» процесса

Убыль гамма-квантов за счет «обратного» процесса

$w(q, k, \Gamma) d^3q$ – вероятность рассеяния, $n(k)$, $N(q)$, $f(\Gamma)$ – распределения фотонов радиоизлучения, гамма-квантов и электронов в зазоре.

$$w(q, k, \Gamma) = w(k, q, \Gamma) = \frac{c^4 r_e^2}{\omega_B^2} \left(1 - \frac{v}{c} \cos \theta\right) \delta\left(\omega_\gamma - \omega \frac{1 - \frac{v}{c} \cos \theta}{1 - \frac{v}{c} \cos \theta'}\right)$$

КОГДА НУЖНО УЧИТЫВАТЬ ИНДУЦИРОВАННЫЕ ПРОЦЕССЫ?

Изменение гамма-фактора электрона при рассеянии фотона радиоизлучения мало:

$$\Delta\Gamma = q - k \ll \Gamma, \quad k = \frac{\omega}{mc^2}, \quad q = \frac{\omega_\gamma}{mc^2}$$

КУ для гамма-квантов тогда принимает вид:

$$\dot{N} = \int w \cdot f(\Gamma) n(k) \cdot d\tau + \int w \cdot n(k) N(q) \frac{\omega_\gamma}{mc^2} \frac{\partial f}{\partial \Gamma} \cdot d\tau.$$

Оценка производной
 $\frac{\partial f}{\partial \Gamma} \sim -f / \Gamma$

Так как $f(\Gamma)$ – острая функция, то такая оценка не всегда справедлива

$$\dot{N} \sim \int w \cdot f(\Gamma) n(k) \cdot d\tau - \int w \cdot f(\Gamma) n(k) \cdot \frac{\omega_\gamma}{mc^2} N(q) \cdot d\tau.$$

Сравнивая подынтегральные выражения, найдем условие, при котором существенны индуцированные процессы

$$\frac{\omega}{mc^2 \Gamma} N(k) \geq 1.$$

Ищем $N(k)$ в виде $N(k) \approx \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^s$.

Используя связь функции распределения гамма-квантов и мощности излучения

$$I_\gamma = \frac{2c}{(2\pi)^3} \sum_w \int \omega \cdot N(k) d^3k$$

Полученное условие при $\omega \approx \omega_{\min} \bar{\Gamma}^2$ можно представить в виде

$$\frac{\sum_w m \omega_{\min}^3 \bar{\Gamma}^5}{2\pi^2 (s-4)}, \quad s > 4,$$

$$\frac{\sum_w m \omega_{\min}^3 \bar{\Gamma}^5}{2\pi^2} \ln \frac{\omega_2}{\omega_{\min}}, \quad s = 4$$

$$I_\gamma \geq \frac{\sum_w m \omega_2^3 \bar{\Gamma}^5}{2\pi^2 (4-s)} \left(\frac{\omega_{\min}}{\omega_2}\right)^s, \quad s < 4$$

Отсюда следует, что индуцированные эффекты начинают влиять на спектр гамма-квантов при

$$I_\gamma \geq 10^{34} - 10^{35} \frac{\text{эрг}}{c}.$$

Запишем КУ для гамма-квантов в виде $\dot{N} = Q(q) - D(q)N$, где

$$Q(q) = \int w(q, k, \Gamma) f(\Gamma) n(k) \cdot d^3k d\Gamma, \quad D(q) = -\frac{\omega_\gamma}{mc^2} \int_1^{\bar{\Gamma}} d\Gamma \int w(q, k, \Gamma) n(k) \frac{\partial f}{\partial \Gamma} d^3k.$$

В выражении для $D(q)$ производим интегрирование по частям

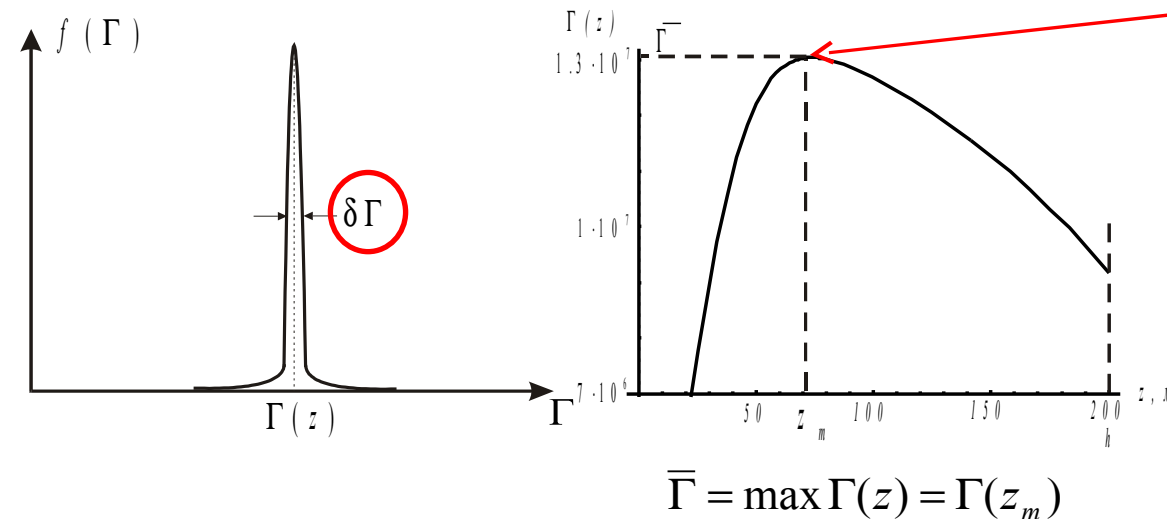
$$D(q) = -\frac{\omega_\gamma}{mc^2} \int w(q, k, \Gamma) n(k) f(\Gamma) d^3k \Big|_1^{\bar{\Gamma}} + \frac{\omega_\gamma}{mc^2} \int_1^{\bar{\Gamma}} d\Gamma f(\Gamma) \frac{\partial}{\partial \Gamma} \int w(q, k, \Gamma) n(k) d^3k = D_1 + D_2.$$

$$f(\Gamma, z) = \frac{n_e}{\sqrt{\pi} \delta\Gamma} e^{-\frac{(\Gamma - \Gamma(z))^2}{\delta\Gamma^2}}$$

Внеинтегральный вклад $D_1 < 0$ определяется верхним пределом $\Gamma = \bar{\Gamma}$ и существенно зависит от ширины распределения электронов. Он описывает индуцированные потери энергии электронов с максимальным гамма-фактором.

Коэффициент $D_2 > 0$ описывает поглощение гамма-излучения электронами в зазоре.

$$D_1, D_2 \propto \omega^{-\alpha_R}$$




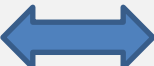
ИНДУЦИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ VS САМОПОГЛОЩЕНИЕ

Из кинетического уравнения для гамма-квантов найдем для распределения гамма-квантов при $z = h$, где h – высота зазора:

$$\vec{N}(k) \approx N^{(0)}(k) \cdot \exp \left\{ 2^{\alpha_R} \frac{3\pi^2 \alpha_R (\alpha_R - 1)}{\alpha_R + 2} \frac{c \sigma_T n_e h U}{m \omega_B^2 \omega_{\min} \bar{\Gamma}} \left(\frac{\omega_{\min} \bar{\Gamma}^2}{\omega} \right)^{\alpha_R} \left(\frac{2z_m^2}{\alpha_R h^2} \sqrt{\frac{\bar{\Gamma}}{\pi \delta\Gamma}} - 1 \right) \right\},$$

$N^{(0)}$ – функция распределения гамма-квантов при учете только спонтанного рассеяния:

$$N^{(0)}(k) = \frac{1}{c} \int_0^h dz \cdot Q(k, z) \approx \frac{48\pi^2}{5} (\alpha_R - 1) \frac{c^3 \sigma_T n_e h U}{\omega_B^2} \bar{\Gamma}^{2\alpha_R} \omega_{\min}^{\alpha_R - 1} \omega^{-(1 + \alpha_R)}.$$

$\frac{2}{\alpha_R} \left(\frac{z_m}{h} \right)^2 \sqrt{\frac{\bar{\Gamma}}{\pi \delta\Gamma}} \gg 1$		преобладает индуцированное излучение,
$\frac{2}{\alpha_R} \left(\frac{z_m}{h} \right)^2 \sqrt{\frac{\bar{\Gamma}}{\pi \delta\Gamma}} \ll 1$		преобладает самопоглощение.

z_m – длина ускорения до максимального гамма-фактора $\bar{\Gamma}$, $\delta\Gamma$ – ширина распределения электронов, α_R – спектральный индекс мощности радиоизлучения.

ВЛИЯНИЕ ИНДУЦИРОВАННЫХ ПРОЦЕССОВ НА СПЕКТР ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

$$3\pi^2 \alpha_R \frac{2^{\alpha_R} (\alpha_R - 1)}{\alpha_R + 2} \frac{cU}{m\omega_B^2 \omega_{\min} \bar{\Gamma}} \left(\frac{\omega_{\min} \bar{\Gamma}^2}{\omega} \right)^{\alpha_R} \sigma_T n_e h \geq 1$$

Условие, при выполнении которого индуцированные эффекты существенно влияют на спектр гамма-квантов.

Рассмотрим это условие в области малых энергий гамма-квантов $\omega \approx \omega_{\min} \bar{\Gamma}^2$. Его можно представить в виде

$$U \geq U_0 \approx \frac{1}{2^{\alpha_R}} \cdot \frac{\alpha_R + 2}{3\pi^2 \alpha_R (\alpha_R - 1)} \cdot \frac{m\omega_B^2 \omega_{\min}}{c} \cdot \frac{\bar{\Gamma}}{\sigma_T n_e h}$$

Для обычных пульсаров с параметрами $B \sim 10^{12} \text{ Гс}$, $P = 0.1 \text{ с}$, $h \sim 10^4 \text{ см}$, $\alpha_R \approx 2.8$ получим

$$U_0 \approx 10^{19} \text{ эрг / см}^3$$



Очень высокие значения плотности энергии низкочастотного излучения

Для миллисекундных пульсаров при $B \sim 10^{10} \text{ Гс}$, $P = 4 \text{ мс}$, $h \sim 10^5 \text{ см}$ найдем

$$U_0 \approx 10^{15} - 10^{16} \text{ эрг / см}^3$$



Такие плотности энергии достижимы с учетом запертых мод

При преобладании индуцированного излучения имеем

$$\Rightarrow \frac{2}{\alpha_R} \left(\frac{z_m}{h} \right)^2 \sqrt{\frac{\bar{\Gamma}}{\pi \delta \Gamma}} \gg 1 \quad \text{тогда} \quad U \geq U_0 \frac{\alpha_R}{2} \left(\frac{h}{z_m} \right)^2 \sqrt{\frac{\pi \delta \Gamma}{\bar{\Gamma}}}$$

СПЕКТРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

Спектральное распределение гамма-излучения, выходящего через волновод, имеет вид

$$I_\gamma(\omega) = \frac{\omega^3}{4\pi^3 c^2} \int_{\Sigma_w} dx dy \int d\Omega \cdot N(\vec{k})$$

Отсюда получим

$$I_\gamma(\omega) \approx I_\gamma^{(0)}(\omega) \cdot \exp \left\{ \frac{U}{U_0} \left(\frac{\omega_{\min} \bar{\Gamma}^2}{\omega} \right)^{\alpha_R} \left(\frac{2z_m^2}{\alpha_R h^2} \sqrt{\frac{\bar{\Gamma}}{\pi \delta \Gamma}} - 1 \right) \right\},$$

$$I_\gamma^{(0)}(\omega) \approx \frac{24}{5} \cdot (\alpha_R - 1) \cdot \frac{c \sigma_T n_e U \Sigma_w h}{\omega_B^2} \cdot \bar{\Gamma}^{2\alpha_R - 2} \cdot \omega_{\min}^{\alpha_R - 1} \cdot \omega^{2 - \alpha_R} \quad \leftarrow \begin{array}{l} \text{спектральное} \\ \text{распределение при} \\ \text{спонтанном рассеянии} \end{array}$$

При $U \ll U_0$ имеем

$$I_\gamma(\omega) = I_\gamma^{(0)}(\omega) + \delta I_\gamma(\omega) \quad \delta I_\gamma(\omega) \sim \omega^{2 - 2\alpha_R} \quad \leftarrow \begin{array}{l} \text{искажение спектра} \\ \text{гамма-излучения} \\ \text{вследствие} \\ \text{индуцированных} \\ \text{эффектов} \end{array}$$

ВЛИЯНИЕ ИНДУЦИРОВАННЫХ ПРОЦЕССОВ НА МОЩНОСТЬ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

Влияние индуцированных эффектов на мощность гамма-излучения сильно зависит от спектра низкочастотного излучения в резонаторе.

При $\alpha_R > 3$

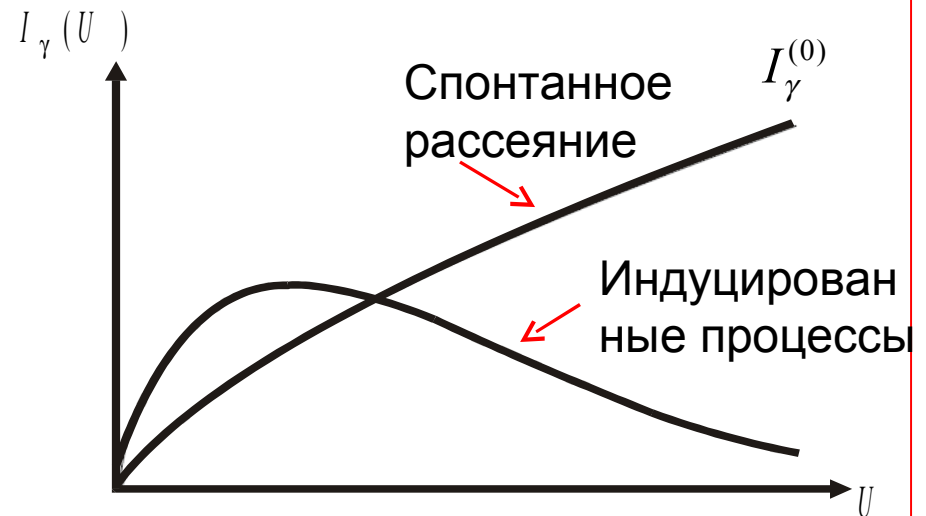
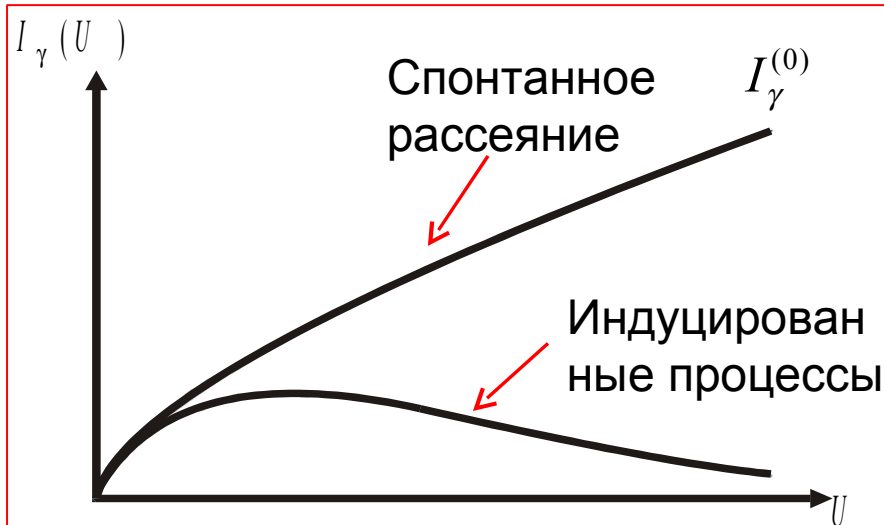
(α_R - спектральный индекс мощности радиоизлучения пульсара)

$\alpha_\gamma = \alpha_R - 2$ Связь спектров в радиодиапазоне и гамма-лучах

$$I_\gamma \approx I_\gamma^{(0)} \cdot \exp \left\{ \frac{U}{U_0} \cdot \left(\frac{2z_m^2}{\alpha_R h^2} \sqrt{\frac{\bar{\Gamma}}{\pi \delta \Gamma}} - 1 \right) \right\},$$

$$I_\gamma^{(0)} \approx \frac{24}{5} \cdot \frac{\alpha_R - 1}{\alpha_R - 3} \cdot \left(\frac{\omega_{\min}}{\omega_B} \right)^2 c \sigma_T n_e U \Sigma_w \bar{\Gamma}^4 h$$

мощность гамма-излучения при спонтанном рассеянии



УШИРЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ЗАЗОРЕ

1. Уширение за счет начального теплового разброса

$$\delta\Gamma \sim \frac{T}{mc^2} \ll 1, \quad T \sim 10^6 \text{ K} - \text{ температура поверхности звезды в области полярной шапки}$$

2. Гораздо большая ширина может возникать из-за комптоновского рассеяния радиоизлучения в зазоре

$$\delta\Gamma \approx 8\bar{\Gamma}^3 \left[\frac{1}{3} \frac{\sigma_T}{(mc^2)^2 \omega_B^2} U \frac{\omega_2^4}{\omega_{\min}} \left(\frac{\omega_{\min}}{\omega_2} \right)^{\alpha_R} z_m \right]^{1/2}$$

Эта оценка при рассматриваемых параметрах пульсара дает

$$\delta\Gamma \approx 10^5.$$

ВЫВОДЫ

1. Мощные низкочастотные колебания возбуждаются при разрядах в вакуумном зазоре пульсара, играющем роль резонатора. Низкочастотное излучение может выходить через волновод вблизи магнитной оси пульсара. Если длина волны больше радиуса волновода, то такие моды оказываются **запертыми**.
2. Обратное комптоновское рассеяние низкочастотного излучения на электронах в зазоре является источником гамма-излучения.
3. Спектры и мощности гамма-излучения и радиоизлучения в нашей модели связаны.
4. Высокая плотность энергии низкочастотного излучения в зазоре может приводить к существенному влиянию **индуцированных процессов**, роль которых возрастает с уменьшением магнитного поля звезды. Поэтому индуцированные процессы могут проявляться в гамма-излучении **миллисекундных пульсаров**.
5. Индуцированные процессы могут влиять на спектральное распределение гамма-излучения (особенно в области малых энергий гамма-квантов), а при достаточно крутых спектрах радиоизлучения (со спектральным индексом $\alpha_R > 3$) – и на полную мощность в гамма-диапазоне.
6. Исследование индуцированных процессов в гамма-диапазоне может дать важную информацию о запертых модах.