

Нижнее ограничение на
напряженность магнитного поля
магнитара из анализа гигантских
вспышек SGR

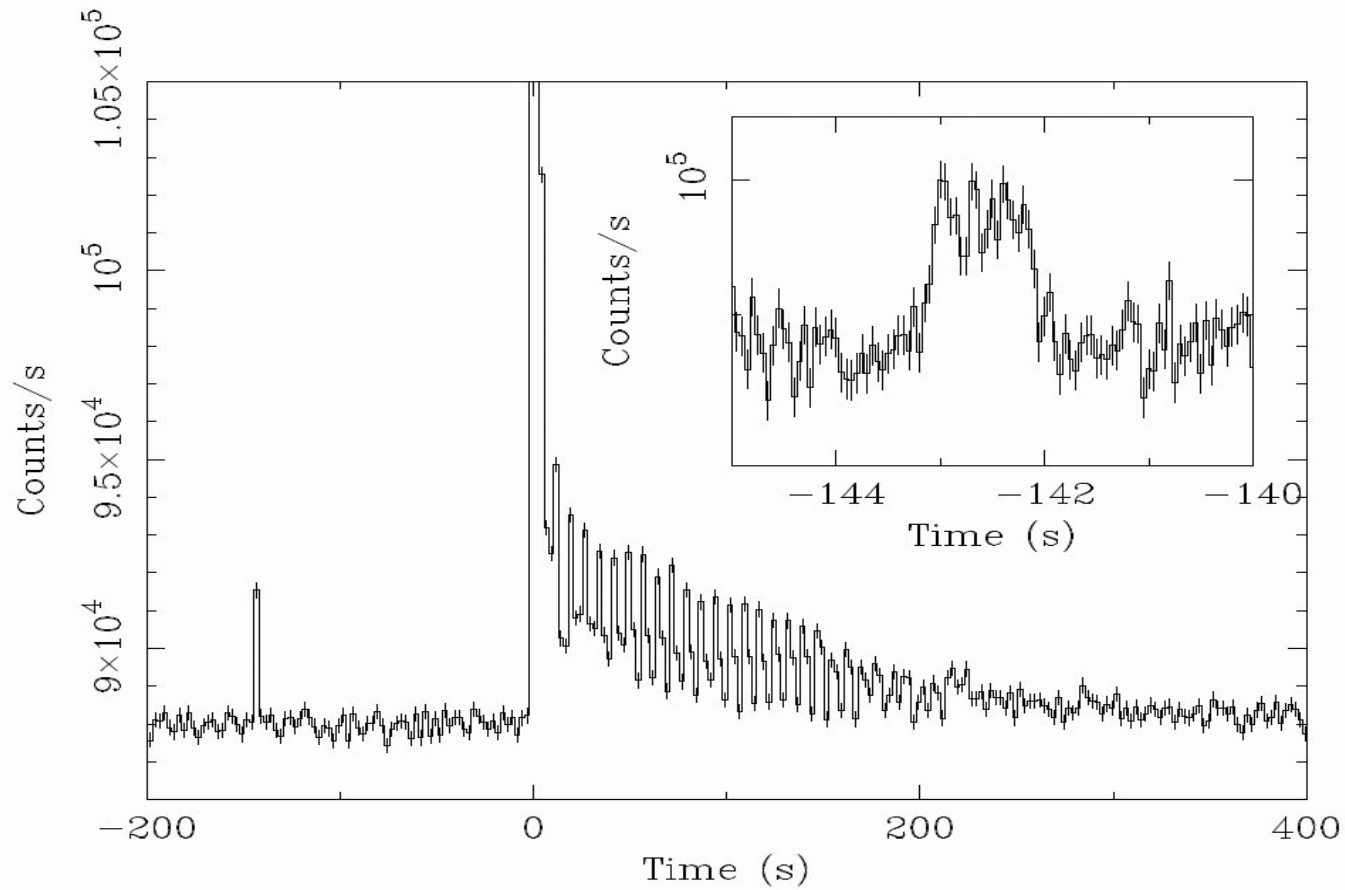
А.А. Гвоздев,

И.С. Огнев, Е.В. Осокина

ЯрГУ, Научно-образовательный центр
«Квантовые процессы в астрофизической
среде»

HEA-2010, Москва, 21-24 декабря 2010 г.

Гигантская вспышка SGR 1806-20 (данные INTEGRAL)



Основные характеристики Гигантских вспышек SGR

SGR		0526-66 5.03.1979	1900+14 27.08.1998	1806-20 27.12.2004	1627-41 18.06.1998
Расстояние, кПк		55	15	15	5.8
PS	Энергия E_{PC} , эрг	----	$\simeq 10^{40}$	$1 \cdot 10^{42}$	----
	Время задержки Δt , сек	----	0.2	142	----
	Длительность τ_{PC} , сек	----	0.5	1.0	----
HS	Светимость в пике, эрг/сек	$3.6 \cdot 10^{44}$	$> 8.3 \cdot 10^{44}$	$3.5 \cdot 10^{47}$	----
	Энергия E_{HS} , эрг	$1.6 \cdot 10^{44}$	$> 1.5 \cdot 10^{44}$	$2.3 \cdot 10^{46}$	----
	Длительность τ_{HS} , сек	0.25	0.35	0.5	----
LT	Энергия E_{LT} , эрг	$3.6 \cdot 10^{44}$	$1.2 \cdot 10^{44}$	$1.3 \cdot 10^{44}$	$3 \cdot 10^{42}$
	Длительность τ_{LT} , сек	200	400	380	0.6
QPO	Частоты ν , Гц	----	20 – 155	18 – 1840	----
	Тип, время задержки, сек	----	Торсионные > 60	Торсионные Радиальные 50 – 200	----

Магнитарная модель гигантской вспышки SGR

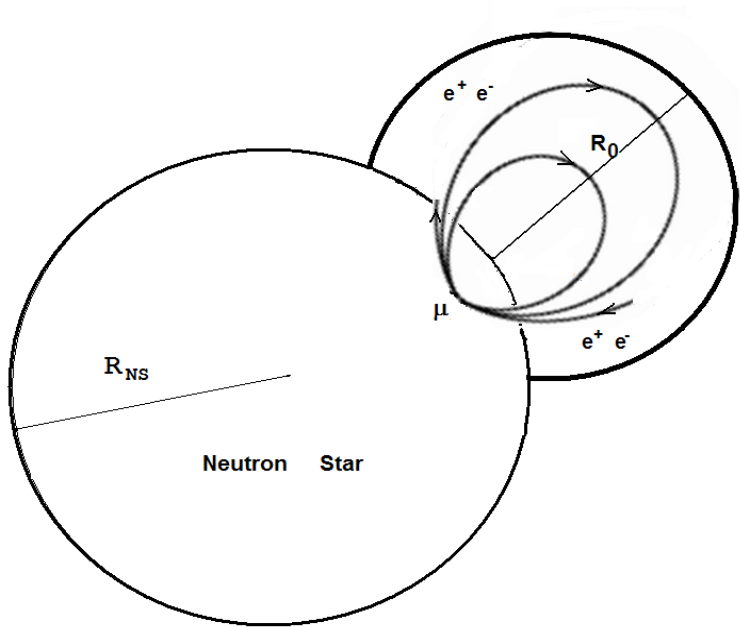
- Быстрая «раскрутка» (untwisting) внутреннего магнитного поля магнитара
[Thompson, Duncan, 1995, 2001]

- Тиринг-неустойчивость в «закрученной» магнитосфере
[Lyutikov, 2003, 2006]
[Komissarov, Barkov, Lyutikov, 2007]



Стадия LT гигантской вспышки SGR не рассматривалась

Магнитарная модель Гигантской вспышки SGR на стадии LT (Thompson, Duncan, 1995, 2001)



$$b(z) = b_0 (1 + z)^\beta$$

$$t(z) = t_0 (1 + z)^\gamma$$

$$t = T/m \quad b = eB/m^2$$

$$z = r/R_0(\tau) \quad 0 \leq \tau \leq \tau_{LT}$$

- Потери энергии на нейтринное излучение пренебрежимо малы
- Гигантская вспышка SGR 1900+14 \implies оптимальная оценка $\beta < 0 \quad \gamma = -1/2$

Процессы нейтринного остывания

- Слабое магнитное поле $T^2 \gg eB \gg m^2$

- **Доминирует** процесс аннигиляции

$$e^+ + e^- \rightarrow \nu_i + \tilde{\nu}_i \quad (i = e, \mu, \tau)$$

- Типичное время нейтринного остывания

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{11\pi^2}{60} T^4 \right] = -Q_A^{(0)}$$

$$\tau_\nu^{(0)} \simeq \frac{44\pi^3}{175\zeta(5) C_+^2 G_F^2 T^5} \simeq 22 \text{ sec} \left(\frac{1 \text{ MeV}}{T} \right)^5$$

- Основная часть энергии горячей плазмы расходуется на излучение нейтрино.
- Такая плазма не может быть источником гигантской вспышки SGR.

Процессы нейтриноного остывания (II)

- Сильное магнитное поле $eB \gg T^2 \gg m^2$
- Процесс аннигиляции $e^+ + e^- \xrightarrow{B} \nu_i + \tilde{\nu}_i$

В асимптотике $n = n' = 0$

- Типичное время нейтринного остывания

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{eB}{12} T^2 \right] = -Q_A^{(B)}$$

$$\tau_\nu^{(B)} \simeq \frac{8 \pi^3}{3 \zeta(3) C_+^2} \frac{1}{G_F^2 m^2 T^3} \simeq 760 \text{ sec} \left(\frac{1 \text{ MeV}}{T} \right)^3$$

- Нейтринным излучением фйербола из объема можно пренебречь
[Thompson, Duncan, 1995, 2001]

Процессы нейтриноного остывания (III) $eB \gg T^2 \gg m^2$

- Процесс синхротронного излучения $e^\mp \rightarrow e^\mp + \nu_i + \tilde{\nu}_i$

$$\frac{Q_s}{Q_A^{(B)}} = \frac{\sqrt{2}}{3\pi^2 \xi(3)} \left(1 - \frac{9}{4e}\right) t^2 x^{13/2} e^{-x} \quad [\text{Каминкер, Яковлев, 1993}]$$

$$x = \sqrt{2eB/t^2} \quad t = T/m$$

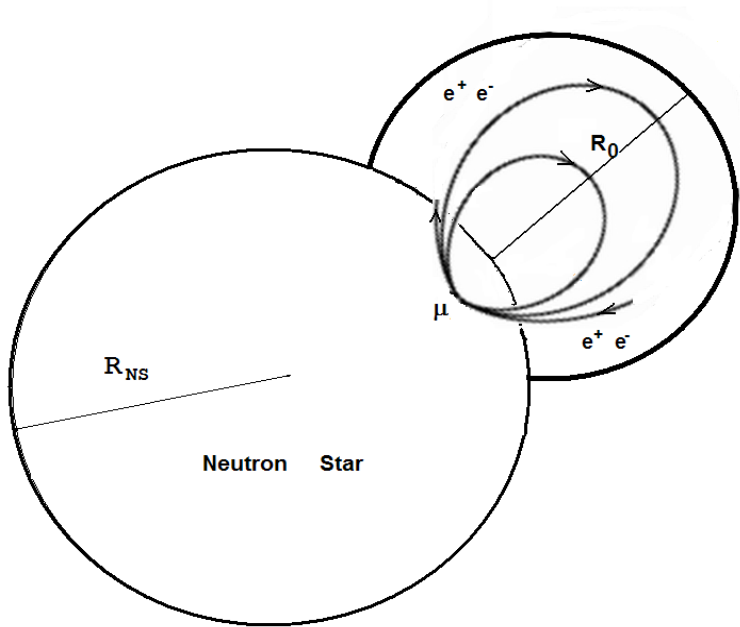
Область применимости $2 \ll x \ll 22t \quad 4.4 \cdot 10^{13} G \times t^2 \ll B \ll 10^{16} G \times t^4$

$$x_{max} = 13/2 \quad Q_S/Q_A^{(B)}_{max} = 3.5 t^2$$

при $T = 1 \text{ MeV} \quad B_{max} \simeq 3.7 \cdot 10^{15} G$

- Процесс синхротронного излучения вносит значительный вклад в нейтринные потери, сравнимый с вкладом процесса аннигиляции
- Реальные нейтринные светимости в этих процессах существенно превышают асимптотические
- В пределе сильного магнитного поля нельзя пренебрегать нейтринными потерями плазмы из объема файербола

Моделирование нейтринного излучения на стадии LT



$$b(z) = b_0 (1 + z)^\beta$$

$$t(z) = t_0 (1 + z)^\gamma$$

$$t = T/m \quad b = eB/m^2$$

$$z = r/R_0$$

Потерями энергии на фотонное излучение пренебрегается

Оценка минимального магнитного поля из анализа потерь энергии на нейтринное излучение

Область плазмы, излучающей нейтрино и фотоны – часть шара радиуса R_0 , заполненная сильно замагниченной плазмой

Уравнения энергобаланса:

$$E_{tot} = \eta E_{LT} = 2\pi R_0^3 \int_0^1 \left(U_{e^\pm}(z) + U_\gamma(z) \right) z^2 dz$$
$$E_\nu = (\eta - 1) E_{LT} = 2\pi R_0^3 \tau_{LT} \int_0^1 Q_\nu(z) z^2 dz$$

τ_{LT} - время фотонного излучения на стадии LT

E_{LT} - энергия, излучаемая в γ -квантах на стадии LT

E_{tot} - полная энергия плазмы

$U_{e^\pm}(z) + U_\gamma(z)$ - локальная плотность энергии e^+e^- -плазмы и γ -квантов

$Q_\nu(z)$ - локальная нейтринная светимость из единицы объема в единицу времени в синхротронном процессе и процессе аннигиляции

η - эффективность энерговыделения

При заданных наблюдательных данных E_{LT}, τ_{LT} , параметрах β, γ можно вычислить t_0, b_0 как функции от η

Аналитическое решение в асимптотике сильного магнитного поля

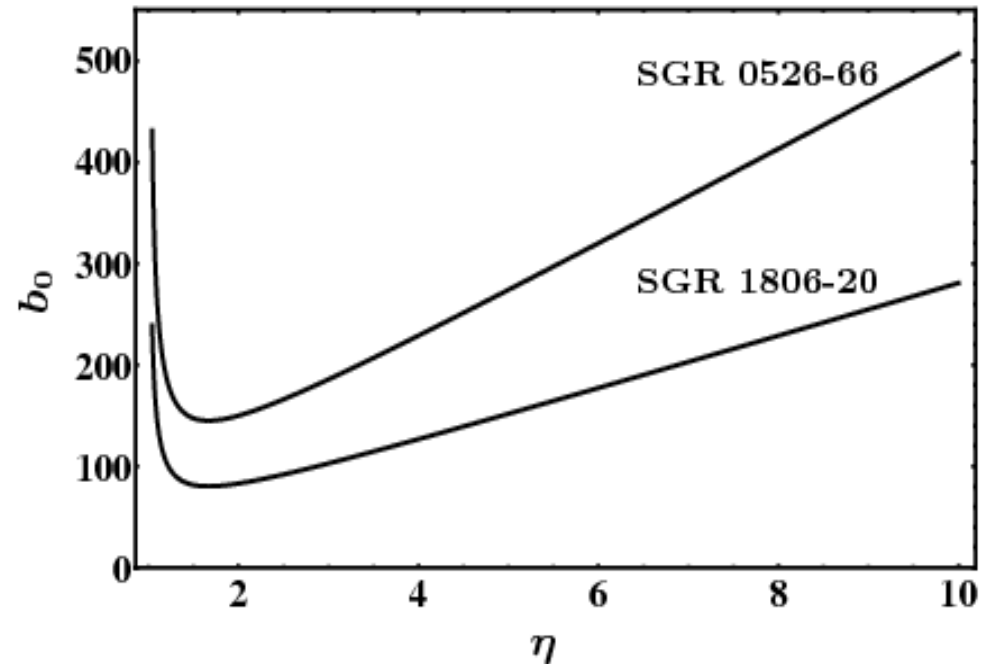
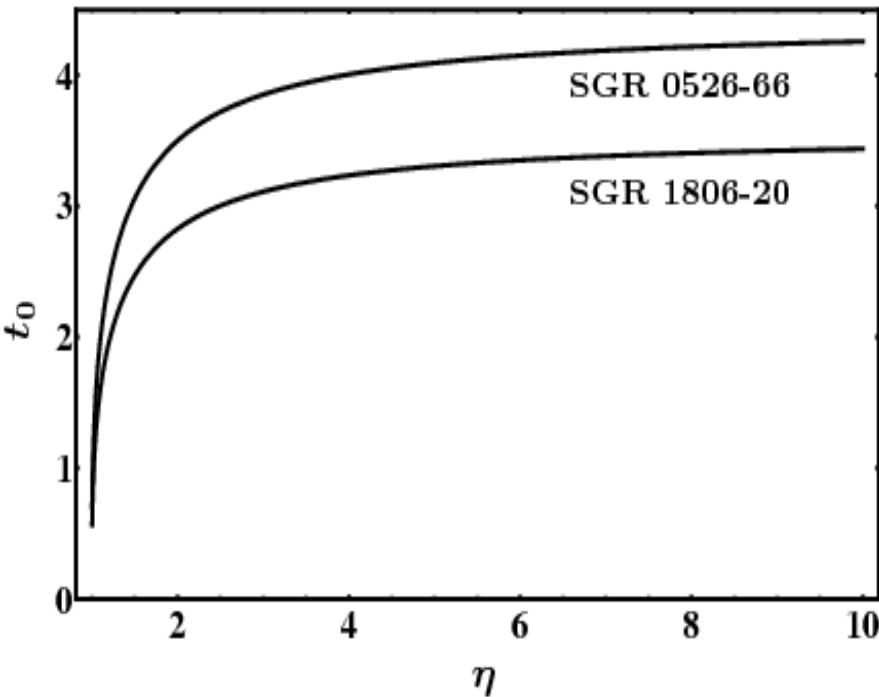
$$\gamma = -1/2 \quad \beta = -3$$

$$SGR\ 0526 - 66 : E_{44} = 3.6, \tau_{100} = 2.0$$

$$SGR\ 1806 - 20 : E_{44} = 1.3, \tau_{100} = 3.8$$

$$t_0(\eta) \simeq 4.4(1 - 0.6\gamma) \frac{1}{\tau_{100}^{1/3}} \left(\frac{\eta - 1}{\eta} \right)^{1/3}, \quad b_0(\eta) \simeq 2.1(1 - 0.5\beta + 0.3\beta^2) \frac{E_{44} \tau_{100}^{2/3}}{R_{10}^3} \frac{\eta^{5/3}}{(\eta - 1)^{2/3}}$$

где $E_{44} = E_{LT}/10^{44} \text{erg}$, $\tau_{100} = \tau_{LT}/100 \text{sec}$, $R_{10} = R_0/10 \text{km}$



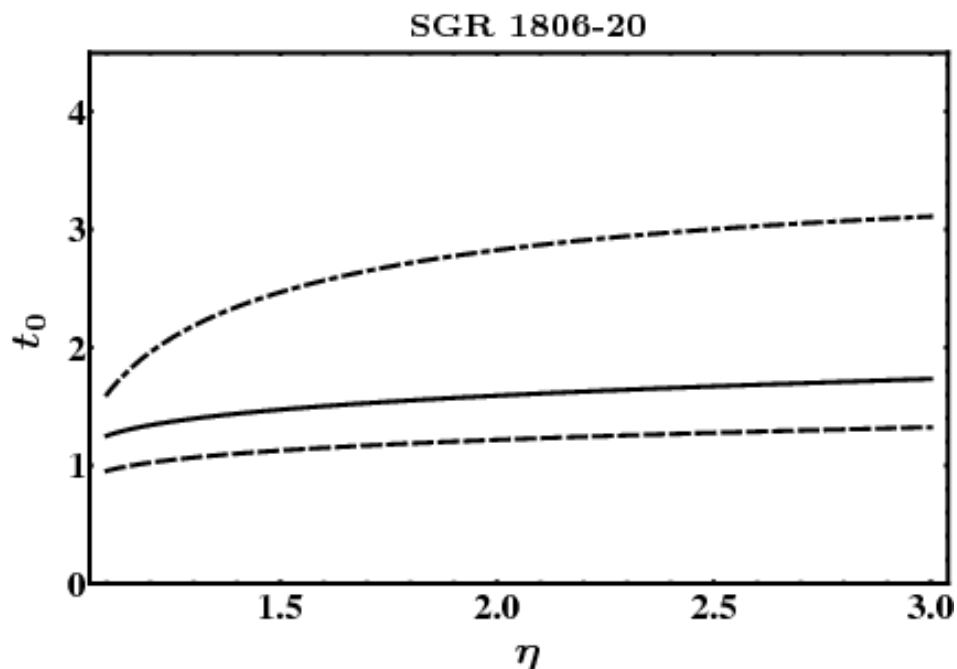
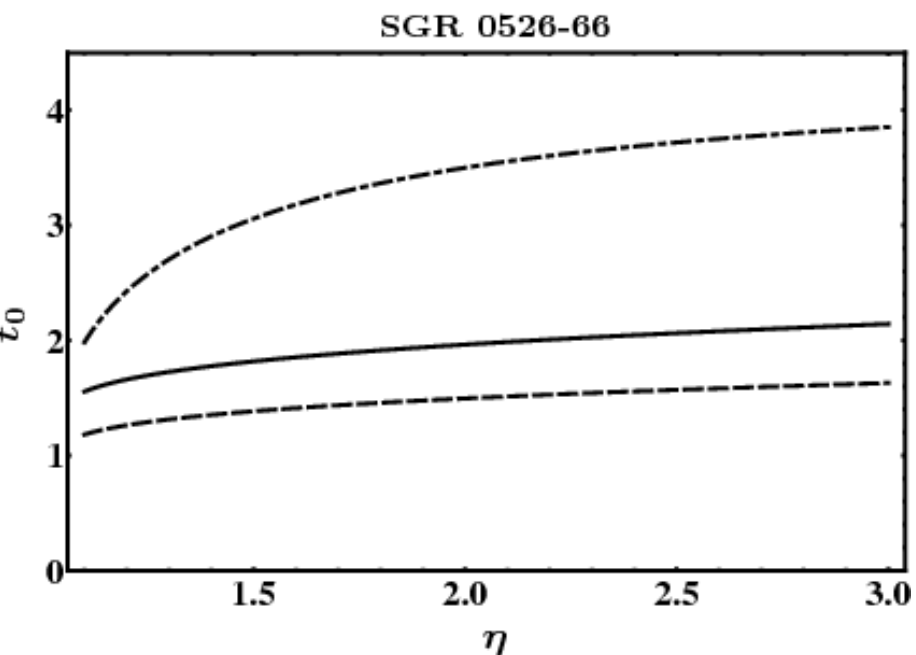
Моделирование нейтринного остывания SGR 0526-66 и SGR 1806-20

- Экстраполяционные формулы

$$Q_A \quad [\text{Kaminker et al, 1992}], \quad Q_S \quad [\text{Каминкер, Яковлев, 1993}]$$

Справедливы при любой степени релятивизма невырожденной плазмы и при произвольной напряженности магнитного поля

- Зависимость температуры t_0 в центре фajerбола от параметра η при $R_0 = 10 \text{ km}$, $\beta = -3$
сплошные линии соответствуют $\gamma = -1/2$, штриховые $\gamma = 0$,
штрих-пунктирные – аналитическому решению при $\gamma = -1/2$

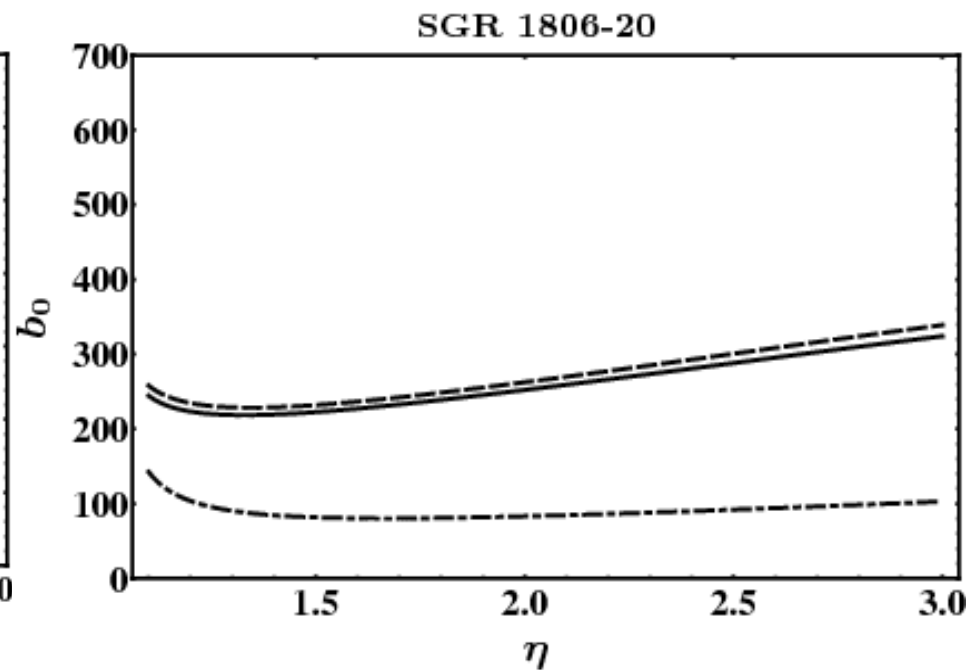
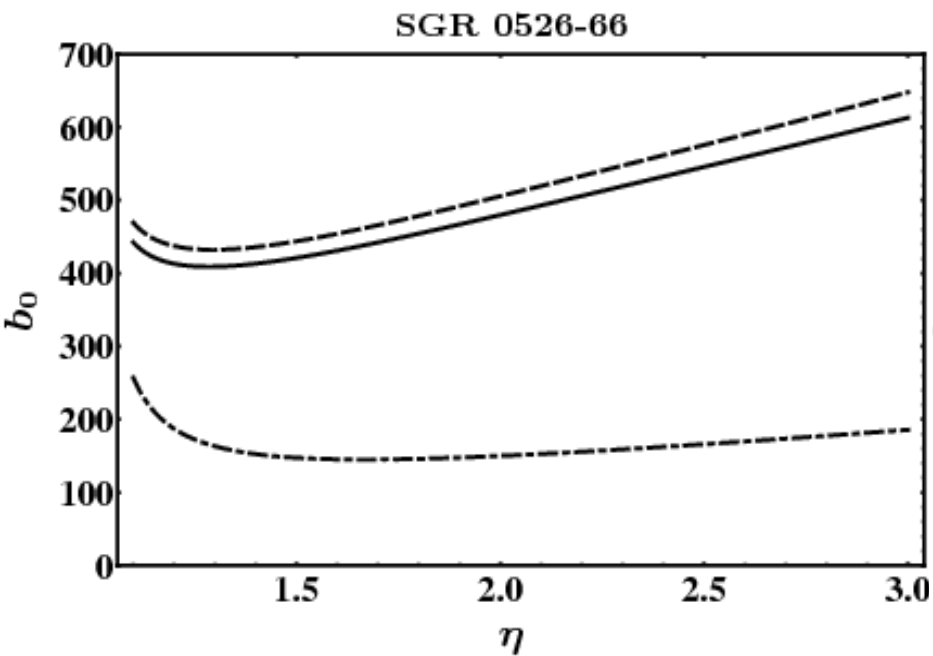


Моделирование нейтринного остывания (II)

- Зависимость напряженности магнитного поля b_0 в центре фибрбола от параметра η при $R_0 = 10 \text{ km}$ и $\beta = -3$

Сплошные линии соответствуют $\gamma = -1/2$, штриховые $\gamma = 0$

штрих-пунктирные – аналитическому решению при $\gamma = -1/2$

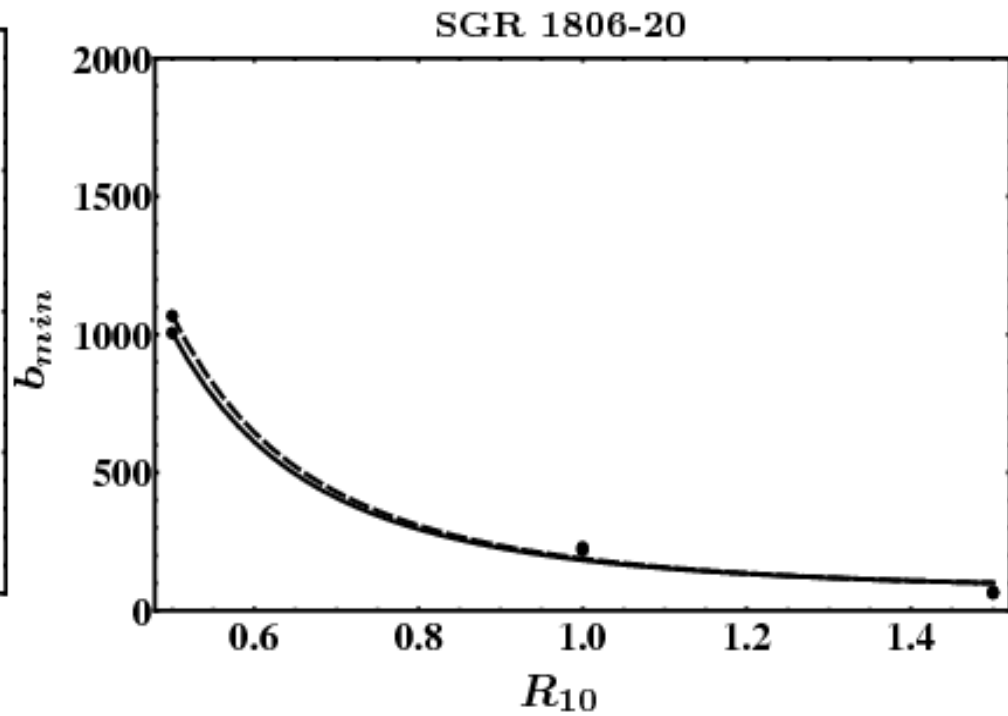
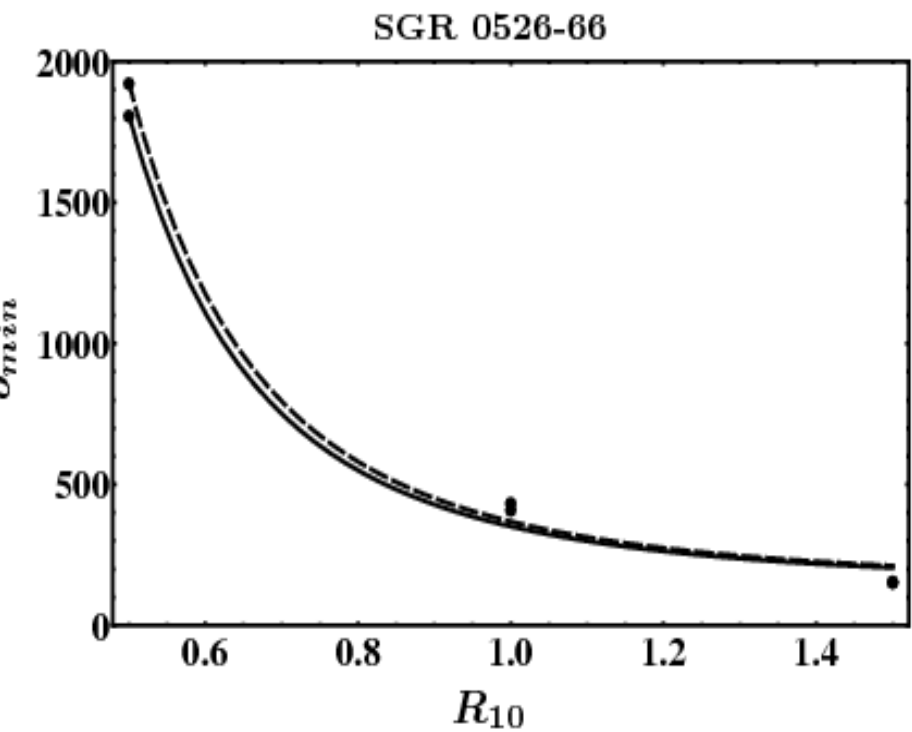


- Как и в случае аналитического решения, функция $b_0(\eta)$ имеет глобальный минимум. Значение b_0^{min} сильно зависит от радиуса фибрбола R_0 .

Моделирование нейтринного остывания (III)

Зависимость минимальной напряженности магнитного поля b_0^{min} от радиуса R_0 шаровой области, занятой плазмой, для вспышек SGR 0526-66 и SGR 1806-20.

Жирные точки соответствуют расчетным значениям b_0^{min} при $R_{10} = 5, 10, 15$ и $\gamma = -1/2$, $\gamma = 0$. Сплошные линии соответствуют аппроксимации этой зависимости при $\gamma = -1/2$ пунктирные - при $\gamma = 0$.



Моделирование нейтринного остывания (IV)

B_0^{min} - минимальная напряженность магнитного поля

B_{MD} - верхнее ограничение из анализа магнитодипольных потерь магнитара

$$\text{SGR 0526-66: } B_0^{(min)} \simeq 2 R_{10}^{-3} \times 10^{16} \text{ G}, \quad B_{MD} \simeq 2 \tilde{R}_{10}^{-2} \times 10^{15} \text{ G}$$

$$\text{SGR 1806-20: } B_0^{(min)} \simeq R_{10}^{-3} \times 10^{16} \text{ G}, \quad B_{MD} \simeq (2 - 6) \tilde{R}_{10}^{-2} \times 10^{15} \text{ G}$$

$$\text{SGR 1900+14: } B_0^{(min)} \simeq R_{10}^{-3} \times 10^{16} \text{ G}, \quad B_{MD} \simeq (2 - 3) \tilde{R}_{10}^{-2} \times 10^{15} \text{ G}$$

$$R_{10} = R_0 / 10 \text{ km}$$

$$\tilde{R}_{10} = R_{NS} / 10 \text{ km}$$

- При $R_0 \approx R_{NS}$ B_0^{min} и B_{MD} не согласуются.

Осцилляции рентгеновского излучения с периодом вращения SGR (гигантская вспышка SGR 1806-20)

Наблюдательные данные эксперимента Konus-Wind (Mazets et al., 2005)

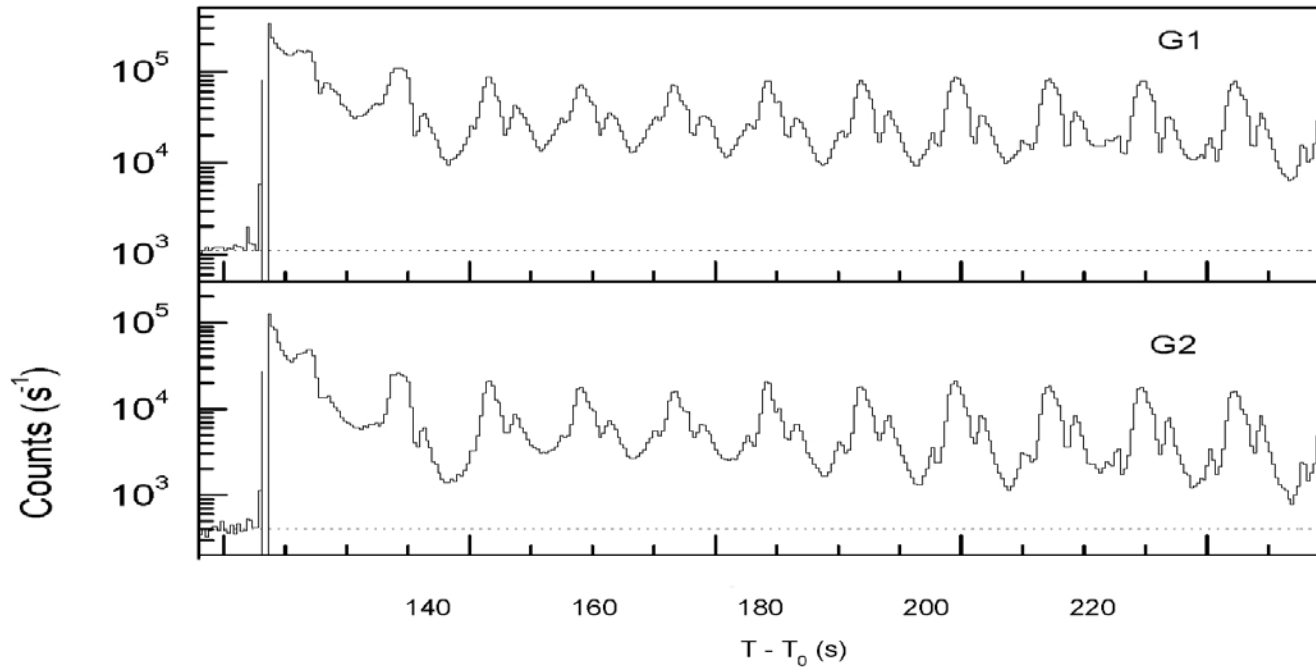


Fig. 1.— Time history of the 2004 December 27 giant outburst recorded by the Konus-Wind detector in three energy windows G1 (16.5–65 keV), G2 (65–280 keV), and G3 (280–1060 keV), and the hardness ratio G2/G1. The moderate initial count rate growth to 10^2 – 10^3 counts s^{-1} transforms rapidly to an avalanche-type rise to levels $> 5 \times 10^7$ counts s^{-1} , which drives the detector to deep saturation for a time $\Delta T \simeq 0.5$ s. After the initial pulse intensity has dropped to $\sim 10^6$ counts s^{-1} , the detector resumes operation to record the burst tail.

Заключение

- Магнитарная модель гигантской вспышки SGR (Thompson, Duncan, 1995, 2001) при учете нейтринных потерь непригодна для описания наблюдаемого излучения на стадии LT.
- Интересно рассмотреть стадию LT в модели “Twisted magnetosphere” с учетом потерь на нейтринное излучение.