

Министерство образования и науки Российской Федерации  
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение  
высшего образования "Московский физико-технический институт  
(государственный университет)"

Магистерская диссертация  
Определение параметров магнетаров

Студент 028 гр. Гузинин М.В.

Научный руководитель:  
д.ф-м.н. Истомин Я.Н.

Москва, 2016

# Содержание

1	Введение	3
2	Метод решения	4
3	Результаты	14

# 1 Введение

В работе исследуются магнетары, нейтронные звезды со сверхсильным магнитным полем. Их наблюдательное отличие от других видов нейтронных звезд, состоит в повторяющихся всплесках в мягком гамма или жестком рентгеновском диапазоне. Магнетары были впервые обнаружены в 1979 году. На данный момент Университетом Макгил на основе наблюдательных данных из различных каталогов и таблиц составлен каталог из 29 магнетаров [1], среди которых 23 объекта достоверно определены как магнетары и 6 являются кандидатами, где указаны их основные характеристики, такие как период  $P$ , замедление периода  $dP/dt$ , расстояние от Земли до магнетара  $d$ , галактические координаты  $l$  и  $b$ , магнитное поле у поверхности нейтронной звезды  $B$ , температура излучения звезды, как черного тела в кэВ  $T_{keV}$ , интенсивность рентгеновского излучения  $L_X$ .

В работе исследовался механизм излучения магнетаров. Мы определили толщину слоя  $h$ , в который проникают поверхностные токи (далее - кора), приводящие к нагреву поверхности магнетаров, время жизни нейтронных звезд: динамическое  $t_{din}$  и определённую по токам  $t_{cur}$  в коре, а также площадь излучающей поверхности  $S$  и внутренние магнитные поля магнетаров  $B_c$ . Изменением энергии этого магнитного поля как раз и обусловлено тепловое излучение магнетаров. Работа будет основана на сопоставлении данных численного расчета, построенного на модели магнитного поля, изложенной в статье Magnetodipole Owen [2], и наблюдательных данных, приведении их в соответствие.

Таблица 1:

Объект	Вращательная энергия (E)	Излучение в ренг. диапазоне
1e 1048.1-5937	$3.3 \times 10^{33}$	$4.9 \times 10^{34}$
1e 1547.0-5408	$210 \times 10^{35}$	$1.3 \times 10^{33}$
1e 1841-045	$9.5 \times 10^{32}$	$1.84 \times 10^{35}$
1e 2259+586	$5.8 \times 10^{31}$	$1.7 \times 10^{34}$
1rxs j170849.0-400910	$5.7 \times 10^{32}$	$4.2 \times 10^{34}$
4u 0142+61	$1.2 \times 10^{32}$	$1.05 \times 10^{35}$
cxou j010043.1-721134	$1.4 \times 10^{33}$	$6.5 \times 10^{34}$
cxou j164710.2-455216	$1.3 \times 10^{31}$	$4.5 \times 10^{32}$
psr j1622-4950	$8.3 \times 10^{33}$	$4.4 \times 10^{32}$
sgr 0418+5729	$2.1 \times 10^{29}$	$9.6 \times 10^{29}$
sgr 0501+4516	$1.2 \times 10^{33}$	$4.0 \times 10^{32}$
sgr 1806-20	$4.5 \times 10^{34}$	$1.63 \times 10^{35}$
sgr 1900+14	$2.6 \times 10^{34}$	$9.0 \times 10^{34}$
swift j1822.3-1606	$2 \times 10^{31}$	$7.7 \times 10^{30}$
xte j1810-197	$1.8 \times 10^{33}$	$4.3 \times 10^{31}$

## 2 Метод решения

Для большей части магнетаров детектируемая мощность ренгеновского излучения значительно больше энергитических потерь, обуславливающих замедление вращения звезды. Это требует объяснения.

В Таблице 1 приведено сравнение потерь вращательной энергии магнетаров с их интенсивностью излучения. Потеря вращательной энергии определяется как кинетическая энергии вращения магнетара, делённая на соответствующее динамическое время жизни.

Мы рассмотрим механизм выделения энергии магнетарами, основанный на проникновении поверхностных токов в кору. Указанный ток генерирует тангенциальное магнитное поле, изменение электромагнитной энергии которого в случае постоянной внутренней энергии звезды в нашем предположении обуславливает чернотельное излучение.

В [2] показано, что приток энергии определяется выражением:

$$\int \frac{d}{dt} \left( \frac{B_c^2}{8\pi} \right) dV + \int \frac{B_c^2}{8\pi} \frac{dh}{dt} ds = \left( \frac{2}{\Omega} \frac{d\Omega}{dt} + \frac{1}{h} \frac{dh}{dt} \right) \int \frac{B_c^2}{8\pi} dV \quad (1)$$

Так как для всех магнетаров наблюдается постоянное замедление периода  $P$ , для положительного выхода энергии необходимо, чтобы:

$$\frac{2}{\Omega} \frac{d\Omega}{dt} < - \frac{1}{h} \frac{dh}{dt} \quad (2)$$

Работа будет идти следующим образом, мы численно определим энергетические потери магнетара и приравняем их к тепловому излучению звезды, которое рассчитывается как излучение абсолютного черного тела. Из этого равенства мы получим толщину коры магнетара.

Будем использовать модель магнетара [2], состоящую из трех частей: внутренняя часть звезды (до  $R_1$ ) представляет из себя сверхпроводящее сверхтекучее ядро с вмороженным дипольным полем, где напряженность электрического поля равна нулю во вращающейся системе отсчета; кора (от  $R_1$  до  $R$ ) область проникновения токов с поверхности внутрь звезды, где линии магнитного поля, пораженного указанными токами, изображены на Рисунке 1; Снаружи магнетара поле электромагнитного излучения: магнитное дипольное поле и электрическое квадрупольное поле.

Мы будем рассматривать только кору, так как по причине наличия токов и тангенциального магнитного поля, нагрев происходит именно там.

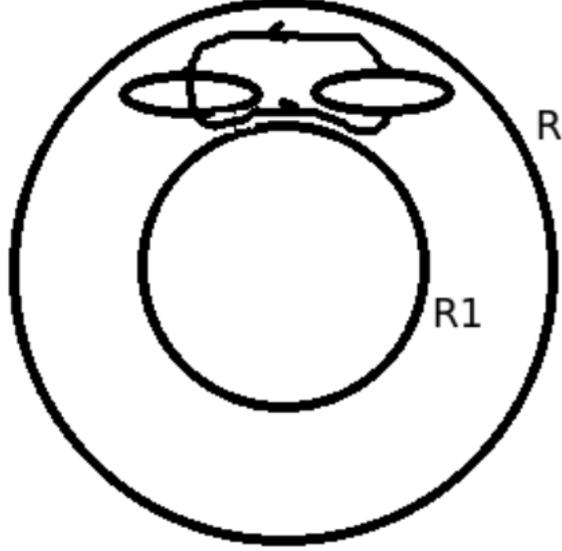


Рис. 1: Токи и магнитное поле в "коре".

Нам известно выражение для магнитного поля в коре, полученного в приближении электростатического магнитного поля и отсутствия зависимости проводимости  $\sigma$  от направления вектора напряженности электрического поля (зависит только от расстояния до центра звезды):

$$B_c = \frac{\Omega^2 R_1^2}{10c^2} \frac{M \sin \chi}{R^3} \left( \frac{4\pi\sigma}{\Omega} - i \right) r \left( \frac{2r}{R_1^2} + \frac{3R_1^3}{r^4} \right) \exp^{i\phi} \times \begin{cases} 0, & e_r \\ -i \cos \theta & e_\theta \\ \cos \theta^2 - \sin \theta^2 & e_\phi \end{cases}$$

Прибрежем малыми величинами:  $1 \ll 4\pi\sigma/\Omega$ ,  $2r/R_1^2 + 3R_1^3/r^4 \approx 5/R_1$ . Разделим переменные в выражении для поля в коре так, чтобы получилось три группы множителей: постоянные на всем протяжении коры, зависящие только от глубины коры, зависящие только от угловых координат.

$$B_c^2 = \left( \frac{\Omega R_1^2}{10c} \right)^2 \left( \frac{M \sin \chi}{R^3} \right)^2 \left( \frac{4\pi\sigma}{\Omega} \right)^2 \cdot (\sin^2 \phi \cos^2 \theta + \cos^2 \phi \cos^2 2\theta) \quad (3)$$

Излучение магнетара является чернотельным с интенсивностью:

$$W_T = \sigma T^4 S \quad (4)$$

Преобразуем выражения для интенсивности чернотельного излучения и для мощности магнитного поля в коре, чтобы они содержали только параметры, которые можно получить из каталога или которые мы хотим определить, а также были записаны в удобном виде, а именно через  $B_{12}$ ,  $B_{c12}$ ,  $R_{16}$ ,  $h_5$ ,  $\rho_{05}$ ,  $\dot{P}_{-15}$ ,  $L_5$ .

$$W_T = \sigma T^4 S = 5.7 \cdot 10^{-5} \frac{erg}{s \cdot cm^2 \cdot K^4} T_6^4 \cdot 10^{24} S \quad (5)$$

$$\sigma T^4 S = 5.7 \cdot 10^{-5} \frac{erg}{s \cdot cm^2 \cdot K^4} T_6^4 \cdot 10^{24} S = 5.7 \cdot 10^{-5} \frac{erg}{s \cdot cm^2 \cdot K^4} \cdot 10^{24} \cdot \frac{100^4}{8.6} \frac{K}{keV} T_{keV}^4 S \quad (6)$$

$$5.7 \cdot 10^{-5} \frac{erg}{s \cdot cm^2 \cdot K^4} \cdot 10^{24} \cdot \frac{100^4}{8.6} \frac{K}{keV} T_{keV}^4 S = 10^{24} \cdot T_{keV}^4 S \frac{erg}{s \cdot cm^2 \cdot keV^4} \quad (7)$$

Получим выражение для мощности нагрева поверхности магнетара за счет магнитного поля в коре. Так как ток в коре течет в основном в радиальном направлении, мы рассматриваем проводимость поперек магнитного поля:

$$\sigma_{\perp} = 2.5 \cdot 10^{14} \rho_5^{2/3} T_6 B_{12}^{-2}, \quad (8)$$

где нижние индексы обозначают, что величина нормирована на соответствующую степень 10.

Подставляя выражение для проводимости в выражение для магнитного поля, мы избавляемся от неизвестной нам проводимости, оставляя зависимость только от угловых координат и глубины коры:

$$B_c = 10^2 \cdot (B_1 2\Omega T_6 R_6 \rho_5^{2/3})^{1/3} \cdot (\sin^2 \phi \cos^2 \theta + \cos^2 \phi \cos^2 2\theta)^{1/3} \quad (9)$$

Возьмем из [3] зависимость плотности магнетара от радиуса:

$$\rho = \rho_0 \left(1 + \frac{h^{2.5}}{L}\right) \quad (10)$$

где  $L$  характерный масштаб изменения плотности коры,  $\rho_0$  плотность у поверхности магнетара.

Соответствующая указанному магнитному полю выделяемая энергия будет определяться:

$$W_c = \frac{1}{\Omega} \frac{d\Omega}{dt} B_c^2 \frac{S}{4\pi} h \quad (11)$$

$$\approx L(\theta, \phi) 1.2^2 \cdot 10^{19} B_{12}^{\frac{2}{3}} \left(\frac{2\pi}{P} T_{\text{keV}} \frac{100}{8.6} (R - h_0)_6^2 \rho_{05}^{\frac{2}{3}}\right)^{\frac{2}{3}} \frac{S}{4\pi} \frac{\dot{P}_{-15}}{P} \int_0^{h_0} \left(1 + \frac{h_6^{2.5}}{L_6}\right)^{\frac{4}{9}} dh_5 \quad (12)$$

$$10^{24} \cdot T_{\text{keV}}^4 S = \quad (13)$$

$$= L(\theta, \phi) 1.2^2 \cdot 10^{19} B_{12}^{\frac{2}{3}} \left(\frac{2\pi}{P} T_{\text{keV}} \frac{100}{8.6} (R - h_0)_6^2 \rho_{05}^{\frac{2}{3}}\right)^{\frac{2}{3}} \frac{S}{4\pi} \frac{\dot{P}_{-15}}{P} \int_0^{h_0} \left(1 + \frac{h_6^{2.5}}{L_6}\right)^{\frac{4}{9}} dh_5 \quad (14)$$

Рассмотрим отдельно части выражения для интенсивности выделяемой энергии зависящие от глубины коры и от угловых координат. Так как мы видим, что они разделяются, можно рассматривать их как два независимых вклада.

Рассмотрим часть зависящую от угловых координат. Учтем, что излучение приходит со всей обращенной по направлению линии зрения полушару. От каждой площадки оно пропорционально углу между нормалью

к ней и линией зрения. Для получения выражения для светимости магнетара введем вектор площадки:

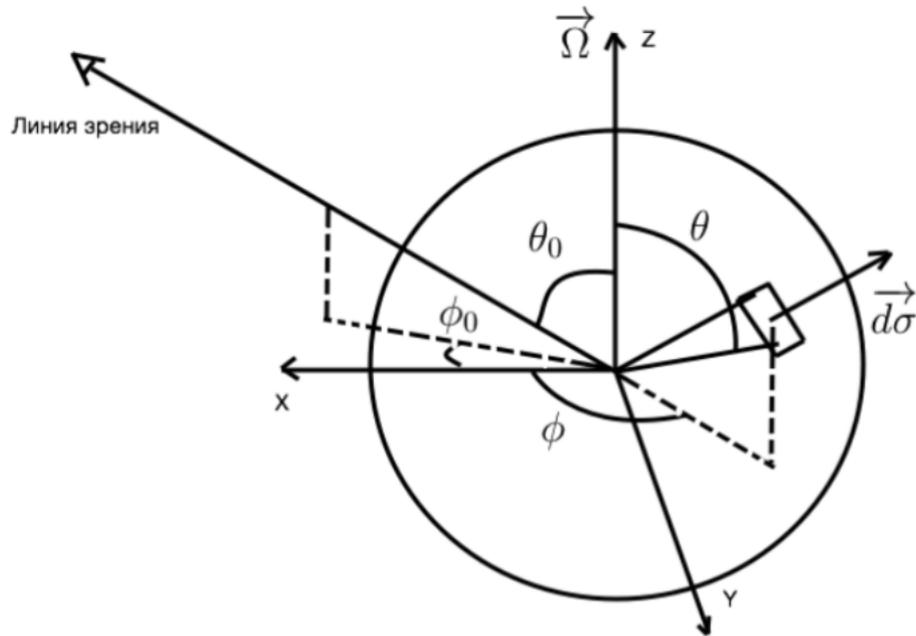


Рис. 2: Пояснительный рисунок к вычислению вклада площадок в излучение

$$\vec{d\sigma} = d\sigma \times \begin{cases} \sin \theta \cos \phi & x \\ \sin \theta \sin \phi & y \\ \cos \theta & z \end{cases}$$

А также вектор направления линии зрения:

$$\vec{\sigma} = \begin{cases} \sin \theta_0 \cos \phi_0 & x \\ \sin \theta_0 \sin \phi_0 & y \\ \cos \theta_0 & z \end{cases}$$

Светимость с площадки в таком случае запишется как:

$$dL = I(\theta, \phi) \cdot (\vec{d\sigma} \cdot \vec{\sigma}) \quad (15)$$

Вычислим скалярное произведение вектра направления площадки и вектора направления линии зрения:

$$(\vec{d\sigma} \cdot \vec{\sigma}) = (\sin \theta_0 \sin \theta \cos (\phi - \phi_0) + \cos \theta \cos \theta_0) \cdot d\sigma, \quad (16)$$

где

$$d\sigma = d\theta d\phi \sin \theta \quad (17)$$

Получим величину пропорциональную полной светимости с полусферы, учитывающую зависимость указанной светимости от распределения температуры по поверхности:

$$\int dL(\theta, \phi) \propto \int_{\theta_0-\pi/2}^{\theta_0+\pi/2} \int_{\phi_0-\pi/2}^{\phi_0+\pi/2} (\sin^2 \phi \cos^2 \theta + \cos^2 \phi \cos^2 2\theta)^{2/3} \cdot (\sin \theta_0 \sin \theta \cos (\phi - \phi_0) + \cos \theta \cos \theta_0) \sin \theta d\theta d\phi \quad (18)$$

Получим распределение температуры по поверхности магнетара (Рисунки 2 и 3), из расчета, что температура пропорциональна квадратному корню интеграла по поверхности нейтронной звезды, части, зависящей от угловых координат, выражения для магнитного поля магнетара:

$$T \propto (dL(\theta, \phi))^{1/2} \quad (19)$$

Построим модельную кривую блеска в относительных единицах, проинтегрировав интенсивность излучения по площади полусферы для различных фаз вращения магнетара, учтя ориентацию площадок с которых происходит излучение. На Рисунке 4 приведены модельные кривые блеска для углов наклона оси вращения к оси зрения 30, 45, 60, 90 градусов, снизу вверх:

Мы видим два максимума с одинаковой интенсивностью и при любом наклоне оси вращения магнетара по отношению к небесному экватору. Они

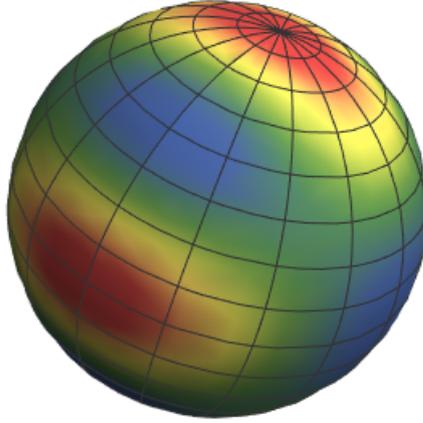


Рис. 3: Распределение температуры по поверхности магнетара. Вид на полюс.

расположены на расстоянии  $\pi$  по фазе. При изменении наклона оси вращения относительно небесного экватора изменяется только отношения между максимальной и минимальной интенсивностью излучения за период.

Теперь рассмотрим наблюдательные кривые блеска. Они построены для 21 магнетара. Для семи из них (4U 0142+61 [4], SGR 0526-66 [5], SGR 1627-41 [6], 1E 1841-045 [7] SGR 1806-20 [8], SGR 1900+14 [9], CXOU J010043.1-721134 [10]) расстояние между пиками равно  $\pi$ , а отношение их интенсивностей равно или близко к единице, что совпадает с нашей моделью и позволяет нам определить угол между осью вращения данных магнетаров и линией зрения, так как это единственный параметр, влияющий на отношение интенсивности пиков к минимальной интенсивности излучения.

Теория "Магнетодипольной печи на основе которой строится наш расчет предполагает, что интенсивность чернотельного излучения много больше потерь вращательной энергии магнетаров. Обратим внимание, что все

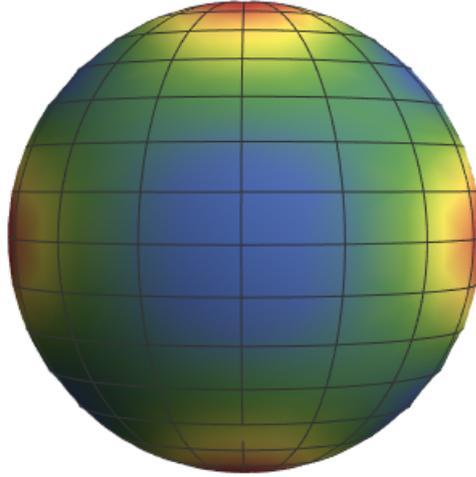


Рис. 4: Распределение температуры по поверхности магнетара. Вид сбоку.

шесть из семи объектов являются самыми мощными из обнаруженных, в то время как для большинства остальных не выполняется указанное условие.

У остальных магнетаров расстояние между пиками отличается от  $\pi$ , кроме того у них часто отличается интенсивность излучения пиков. Данные несовпадения произошли по причине предположения отсутствия анизотропии проводимости в коре.

Будем рассматривать отдельно 2 группы оставшихся магнетаров:

1. Расстояние между пиками у которых около  $0,6\pi$ . Таких магнетаров пять: SGR 0418+5729 [11] Рис. 14, SGR 0501+4516 [12] Рис. 15, 1E 1547.0-5408 [13] Рис. 16, PSR J1622-4950 [14] Рис. 17, SGR J1745-2900 [15] Рис. 18

2. Расстояние между пиками которых около  $0,4\pi$ . Таких магнетаров 9: 1E 1048.1-5937 [16] Рис. 19, CXOU J171405.7-381031 [17] Рис. 22, XTE J1810-197 [18] Рис. 27, Swift J1822.3-1606 [19] Рис. 25, SGR 1833-0832 [20] Рис. 24, Swift J1834.9-0846 [21] Рис. 26, 3XMM J185246.6+003317 [22] Рис. 20, AX J1845.0-0258 [23] Рис. 21, PSR J1846-0258 [24] Рис. 23.

Теперь определим глубину коры, для ее расчета будем использовать

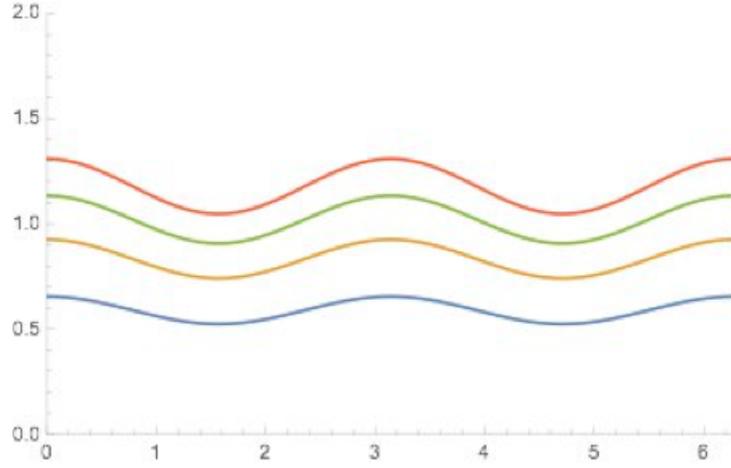


Рис. 5: Вычисленные кривые блеска для разных углов наклона оси вращения к оси зрения

распределение плотности в коре:

$$\rho = \rho_0 \left( 1 + \frac{h^{2.5}}{L} \right) \quad (20)$$

, где параметр  $\rho_0 = 10^5 g/cm$ , а  $L = 210cm$ .

Ввиду малой толщины коры, до  $0.1R$  звезды, будем считать температуру в ней равной температуре поверхности звезды.

Из закона сохранения энергии 14 вычисляем глубину коры для магнетаров. Полученные значения глубины коры приведены в Таблице 4.

Зная толщину коры магнетаров можно посчитать время его жизни, решив дифференциальное уравнение:

$$\frac{dh}{dt} = U, \quad (21)$$

где  $U$  - скорость границы коры. Получаем для времени жизни через токи:

$$t_c = \left( \frac{h(m) \cdot T_{keV}}{12 \cdot 8.6} \right)^4 year \quad (22)$$

Полученные значения глубины коры и времени жизни приведены в Таблице 3.

Из теории следует, что площади излучающей поверхности должны быть приблизительно одинаковыми, так как распределение поверхностного нагрева магнетаров не зависит от глубины коры. Получим площади излучающей поверхности:

$$S = \frac{W}{\sigma T^4} \quad (23)$$

Полученные значения площадей приведены в Таблице 2.

### 3 Результаты

Из модельных расчетов, площадь горячей области должна быть около 1/5 площади магнетара. В таблице полученных площадей мы видим шесть хорошо подходящих объектов (1e 1841-045, 4u 0142+61, sgr 0526-66, sgr 1806-20, sgr 1900+14, CXOU J010043.1-721134), все обладающие наибольшей среди детектированных магнетаров светимостью, то есть являющиеся соответствующими предположениям нашей модели. Как видно из Таблицы 2 наблюдательные данные достаточно точно описываются предложенной моделью.

Теперь перейдем к Таблице 3 глубины коры магнетаров и непосредственно связанного с ней времени жизни магнетаров. Мы видим большое расхождение у большинства объектов, причем расхождение, которое не устраняется введением дополнительных параметров по причине отсутствия зависимости между временами жизни посчитанными разными способами. Видно, что времена жизни находятся в достаточном соответствии для молодых магнетаров с временем жизни до 1000 лет. Для более старых

Таблица 2:

Объект	T_keV	L_X	S/S_total
1e 1048.1-5937	0.56	$4.9 \times 10^{34}$	0.04
1e 1547.0-5408	0.43	$1.3 \times 10^{33}$	0.003
1e 1841-045	0.45	$1.84 \times 10^{35}$	0.357
1e 2259+586	0.37	$1.7 \times 10^{34}$	0.072
1rxs j170849.0-400910	0.456	$4.2 \times 10^{34}$	0.077
4u 0142+61	0.41	$1.05 \times 10^{35}$	0.296
cxou j010043.1-721134	0.3	$6.5 \times 10^{34}$	0.639
cxou j164710.2-455216	0.596	$4.5 \times 10^{32}$	0.0003
psr j1622-4950	0.5	$4.4 \times 10^{32}$	0.0006
sgr 0418+5729	0.325	$9.6 \times 10^{29}$	$6.7 \times 10^{-6}$
sgr 0501+4516	0.38	$4.0 \times 10^{32}$	0.002
sgr 0526-66	0.44	$1.89 \times 10^{35}$	0.401
sgr 1806-20	0.557	$1.63. \times 10^{35}$	0.135
sgr 1900+14	0.47	$9.0 \times 10^{34}$	0.147
swift j1822.3-1606	0.12	$7.7 \times 10^{30}$	0.003
xte j1810-197	0.18	$4.3 \times 10^{31}$	0.003

Таблица 3:

Объект	$B_c/10^{12}$ Гс	h см	$t_c$ год	$t_{\text{дин}}$ год
1e 1048.1-5937	1605	4520.9	$3.6 \times 10^5$	4552.1
1e 1547.0-5408	2019	903.3	200.6	688
1e 1841-045	1483	3289.1	$4.2 \times 10^4$	4752
1e 2259+586	721	27315.4	$9.2 \times 10^7$	$2.2 \times 10^5$
1rxsj 170849.0-400910	1334	5073.2	$2.5 \times 10^5$	9131
4u 0142+61	915	15225.5	$1.3 \times 10^7$	67871
cxou j010043.1-721134	1223	2159.6	1553.4	6727
cxou j164710.2-455216	728	86973.2	$6.4 \times 10^{10}$	420551
psr j1622-4950	1579	3491.9	$8.2 \times 10^4$	4015
sgr 0418+5729	175	554617.7	$9.3 \times 10^{12}$	$3.6 \times 10^7$
sgr 0501+4516	1146	5366.75	$1.5 \times 10^5$	15746
sgr 0526-66	1561	2545.32	$1.4 \times 10^4$	3350
sgr 1806-20	2620	702.2	206.3	242
sgr 1900+14	1991	1224.9	968.5	892
swift j1822.3-1606	447	7185.9	4874.6	$4.5 \times 10^5$
xte j1810-197	947	1334.7	29.4	11261

поле не успевает за динамическое время жизни проникнуть на необходимую глубину для объяснения видимого излучения. Дополнительно обратим внимание на то, что два молодых магнетара из выделенных нами по соответствию вычисленных площадей наблюдательным, достигли наилучшего с точностью до 20 процентов соответствия динамического времени жизни с временем жизни определенного по глубине коры.

Приведем вычисленные кривые блеска для сравнения с наблюдаемыми для магнетаров, расстояние между пиками интенсивности излучения в

Таблица 4:

Объект	$\theta_0$ град
схou j010043.1-721134	85
sgr 0526-66	20
sgr 1900+14	60
sgr 1627-41	50

наблюдаемых кривых блеска близко к  $\pi$ . Для тех магнетаров, на наблюдаемых кривых блеска которых нанесен масштаб (CXOUJ010043.1-721134 Рис. 6, SGR 0526-66 Рис. 8, SGR 1900+14 Рис. 10, SGR 1627-41 Рис. 12), построим модельные кривые блеска (CXOUJ010043.1-721134 Рис. 7, SGR 0526-66 Рис. 9, SGR 1900+14 Рис. 11, SGR 1627-41 Рис. 13), по которым мы определим значение угла между осью вращения магнетаров и линией зрения.

В Таблице 4 приведены полученные значения угла между осью вращения магнетаров и линией зрения.

Проведем сравнение модельных кривых блеска с наблюдательными. В таблице приведены основные параметры наблюдаемых кривых блеска: расстояние между пиками интенсивности и отношение между максимальным значением интенсивности на кривой блеска и минимальным.

Как видно магнетары, у которых хорошее соответствие по площади, показывают хорошее соответствие форм кривых блеска.

В результате можно сказать, что теория "магнетодипольной печи" хорошо описывает магнетары, для которых детектируемое излучение много больше вращательных потерь и больше  $10^{34}$  эрг/с.

Таблица 5:

Объект	Расст. между пиками	Отн. интенсивности
1e 1547.0-5408	0.6 $\pi$	1.5
1e 1841-045	$\pi$	
4u 0142+61	$\pi$	1.2
cxou j010043.1-721134	$\pi$	
psr j1622-4950	0.6 $\pi$	
sgr 0418+5729	0.6 $\pi$	2.5
sgr 0501+4516	0.6 $\pi$	
sgr 0526-66	$\pi$	1.1
sgr 1806-20	$\pi$	
sgr 1900+14	$\pi$	1.5
swift j1822.3-1606	0.4 $\pi$	
xte j1810-197	0.4 $\pi$	3.5
1E 1048.1-5937	0.4 $\pi$	
SGR 1627-41	$\pi$	1.33
CXOU J171405.7-381031	0.4 $\pi$	3
SGR J1745-2900	0.6 $\pi$	2.1
SGR 1833-0832	0.4 $\pi$	3.5
Swift J1834.9-0846	0.4 $\pi$	
3XMM J185246.6+003317	0.4 $\pi$	3
AX J1845.0-0258	0.4 $\pi$	1.8
PSR J1846-0258	0.4 $\pi$	0

## Список литературы

- [1] Olausen, S. A.; Kaspi, V. M.; The Astrophysical Journal Supplement, Volume 212, Issue 1, article id. 6, 22 pp. (2014)
- [2] Ya.N Istomin; Progress in Neutron Star Research. Edited by Andrew P. Wass. QC173.7.T74 530.14'072-dc22; 2004024758; ISBN 1-59454-351-8 (hardcover). Published by Nova Science Publishers, Inc., New York, NY USA, 2005. pp. 27-43
- [3] Nicolas Chamel, Pawel Haensel, Living Rev. Relativity, 11, (2008), 10
- [4] Rea, N.; Nichelli, E.; Israel, G. L.; Perna, R.; Oosterbroek, T.; Parmar, A. N.; Turolla, R.; Campana, S.; Stella, L.; Zane, S.; Angelini, L.; Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 381, Issue 1, pp. 293-300
- [5] Tiengo, A.; Esposito, P.; Mereghetti, S.; Israel, G. L.; Stella, L.; Turolla, R.; Zane, S.; Rea, N.; Götz, D.; Feroci, M.; Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters, Volume 399, Issue 1, pp. L74-L78.
- [6] P. Esposito, A. Tiengo, S. Mereghetti, G. L. Israel, A. De Luca, D. Götz, N. Rea, R. Turolla, and S. Zane; The Astrophysical Journal Letters, Volume 690, Number 2
- [7] Rim Dib and Victoria M. Kaspi; The Astrophysical Journal, Volume 784, Number 1
- [8] Woods, Peter M.; Kouveliotou, Chryssa; Finger, Mark H.; Gogus, Ersin; Wilson, Colleen A.; Patel, Sandeep K.; Hurley, Kevin; Swank, Jean H.; The Astrophysical Journal, Volume 654, Issue 1, pp. 470-486.

- [9] Mereghetti, S.; Esposito, P.; Tiengo, A.; Zane, S.; Turolla, R.; Stella, L.; Israel, G. L.; Götz, D.; Feroci, M.; *The Astrophysical Journal*, Volume 653, Issue 2, pp. 1423-1428.
- [10] Tiengo, A.; Esposito, P.; Mereghetti, S.; *The Astrophysical Journal Letters*, Volume 680, Issue 2, article id. L133, pp. (2008).
- [11] Rea, N.; Israel, G. L.; Pons, J. A.; Turolla, R.; Viganò, D.; Zane, S.; Esposito, P.; Perna, R.; Papitto, A.; Terreran, G.; Tiengo, A.; Salvetti, D.; Girart, J. M.; Palau, Aina; Possenti, A.; Burgay, M.; Gogus, E.; Caliendo, G. A.; Kouveliotou, C.; Götz, D.; Mignani, R. P.; Ratti, E.; Stella, L.; *The Astrophysical Journal*, Volume 770, Issue 1, article id. 65, 14 pp. (2013)
- [12] Camero, A.; Papitto, A.; Rea, N.; Viganò, D.; Pons, J. A.; Tiengo, A.; Mereghetti, S.; Turolla, R.; Esposito, P.; Zane, S.; Israel, G. L.; Götz, D.; *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Volume 438, Issue 4, p.3291-3298
- [13] Bernardini, F.; Israel, G. L.; Stella, L.; Turolla, R.; Esposito, P.; Rea, N.; Zane, S.; Tiengo, A.; Campana, S.; Götz, D.; Mereghetti, S.; Romano, P.; *Astronomy and Astrophysics*, Volume 529, id.A19, 13 pp.
- [14] Levin, Lina; Bailes, Matthew; Bates, Samuel; Bhat, N. D. Ramesh; Burgay, Marta; Burke-Spolaor, Sarah; D'Amico, Nichi; Johnston, Simon; Keith, Michael; Kramer, Michael; Milia, Sabrina; Possenti, Andrea; Rea, Nanda; Stappers, Ben; van Straten, Willem; *The Astrophysical Journal Letters*, Volume 721, Issue 1, pp. L33-L37 (2010)
- [15] Mori, Kaya; Gotthelf, Eric V.; Zhang, Shuo; An, Hongjun; Baganoff, Frederick K.; Barrière, Nicolas M.; Beloborodov, Andrei M.; Boggs, Steven E.; Christensen, Finn E.; Craig, William W.; Dufour, Francois; Grefenstette,

- Brian W.; Hailey, Charles J.; Harrison, Fiona A.; Hong, Jaesub; Kaspi, Victoria M.; Kennea, Jamie A.; Madsen, Kristin K.; Markwardt, Craig B.; Nynka, Melania; Stern, Daniel; Tomsick, John A.; Zhang, William W.; *The Astrophysical Journal Letters*, Volume 770, Issue 2, article id. L23, 5 pp. (2013)
- [16] Tam, Cindy R.; Gavriil, Fotis P.; Dib, Rim; Kaspi, Victoria M.; Woods, Peter M.; Bassa, Cees; *The Astrophysical Journal*, Volume 677, Issue 1, article id. 503-514, pp. (2008)
- [17] Sato, Takuro; Bamba, Aya; Nakamura, Ryoko; Ishida, Manabu; *Publications of the Astronomical Society of Japan*, Vol.62, No.5, pp.L33-L36
- [18] Gotthelf, E. V.; Halpern, J. P.; Buxton, M.; Bailyn, C.; *The Astrophysical Journal*, Volume 605, Issue 1, pp. 368-377
- [19] Scholz, P.; Ng, C.-Y.; Livingstone, M. A.; Kaspi, V. M.; Cumming, A.; Archibald, R. F.; *The Astrophysical Journal*, Volume 761, Issue 1, article id. 66, 12 pp. (2012)
- [20] Esposito, P.; Israel, G. L.; Turolla, R.; Mattana, F.; Tiengo, A.; Possenti, A.; Zane, S.; Rea, N.; Burgay, M.; Götz, D.; Mereghetti, S.; Stella, L.; Wieringa, M. H.; Sarkissian, J. M.; Enoto, T.; Romano, P.; Sakamoto, T.; Nakagawa, Y. E.; Makishima, K.; Nakazawa, K.; Nishioka, H.; François-Martin, C.; *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Volume 416, Issue 1, pp. 205-215
- [21] Kargaltsev, Oleg; Kouveliotou, Chryssa; Pavlov, George G.; Goguş, Ersin; Lin, Lin; Wachter, Stefanie; Griffith, Roger L.; Kaneko, Yuki; Younes,

George; The Astrophysical Journal, Volume 748, Issue 1, article id. 26, 12 pp. (2012)

[22] Rea, N.; Viganò, D.; Israel, G. L.; Pons, J. A.; Torres, D. F.; The Astrophysical Journal Letters, Volume 781, Issue 1, article id. L17, 4 pp. (2014)

[23] Torii, Ken'ichi; Kinugasa, Kenzo; Katayama, Kazunori; Tsunemi, Hiroshi; Yamauchi, Shigeo; The Astrophysical Journal, Volume 503, Issue 2, pp. 843-847

[24] Livingstone, Margaret A.; Ng, C.-Y.; Kaspi, Victoria M.; Gavriil, Fotis P.; Gotthelf, E. V.; The Astrophysical Journal, Volume 730, Issue 2, article id. 66, 10 pp. (2011)

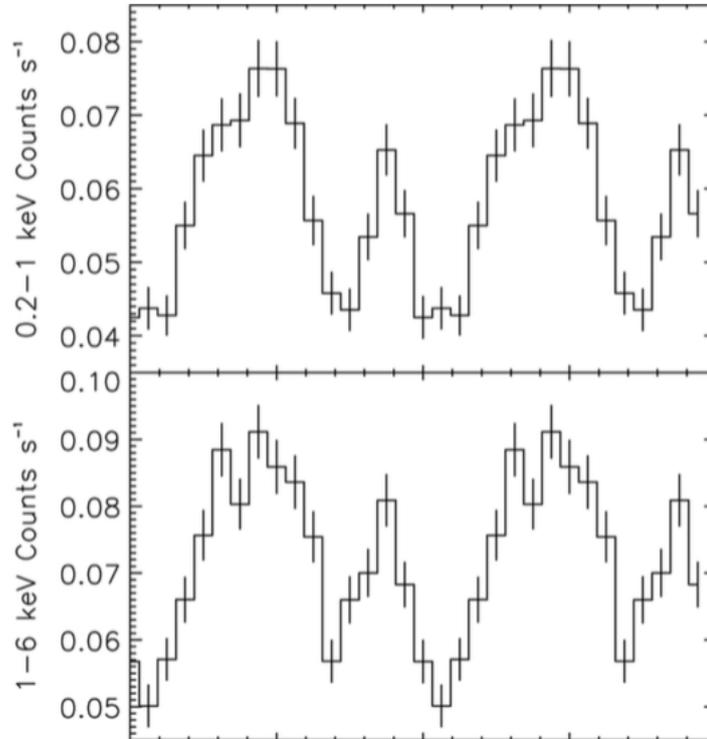


Рис. 6: Наблюдаемая кривая блеска для CXOUJ010043.1-721134

XTE J1810-197

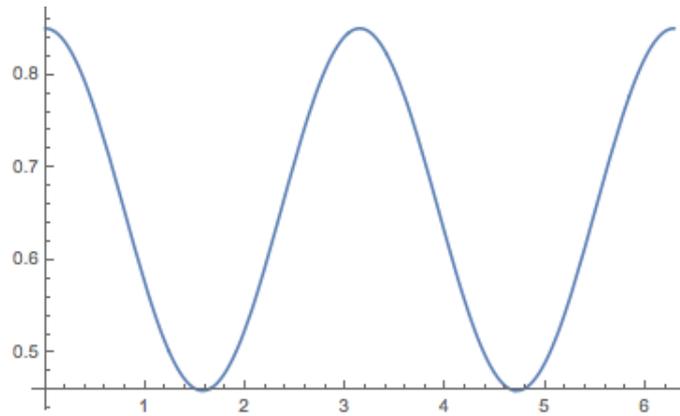


Рис. 7: Вычисленная кривая блеска для CXOUJ010043.1-721134

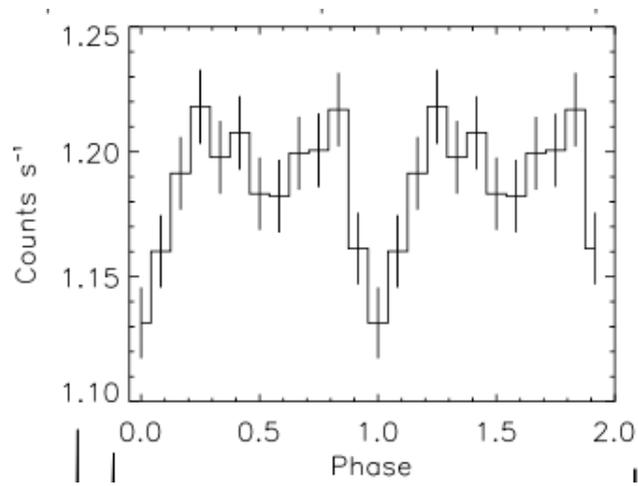


Рис. 8: Наблюдаемая кривая блеска для CXOUJ010043.1-721134

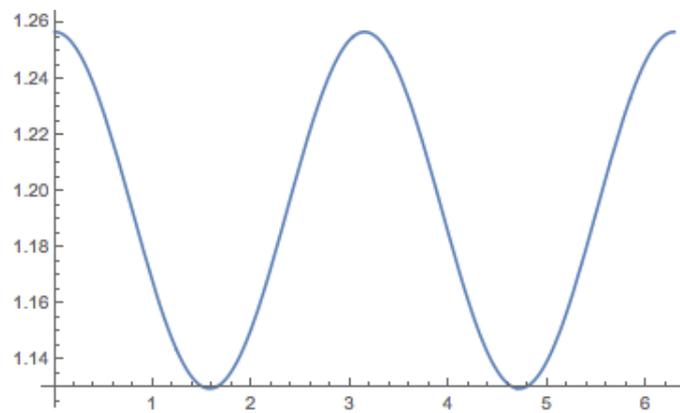


Рис. 9: Вычисленная кривая блеска для SGR 0526-66

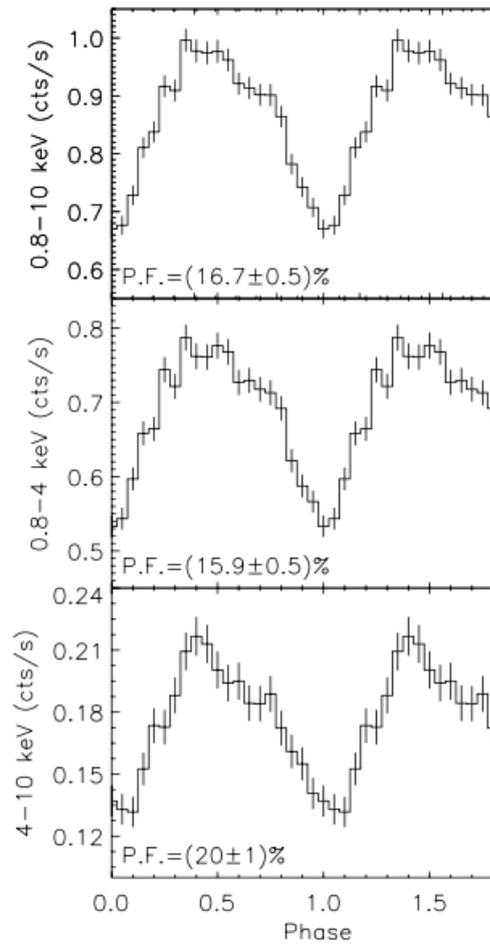


Рис. 10: Наблюдаемая кривая блеска для SGR 1900+14

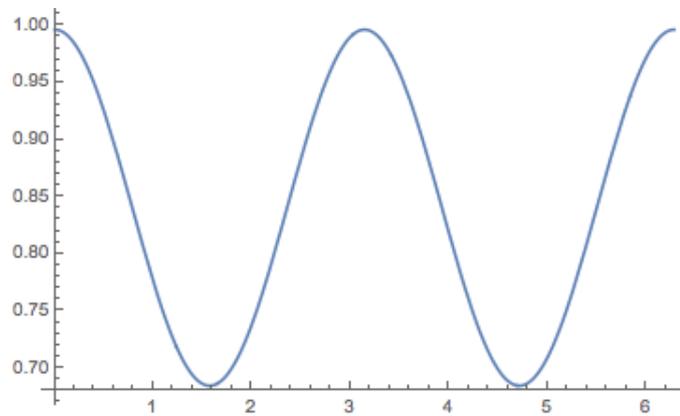


Рис. 11: Вычисленная кривая блеска для SGR 1900+14

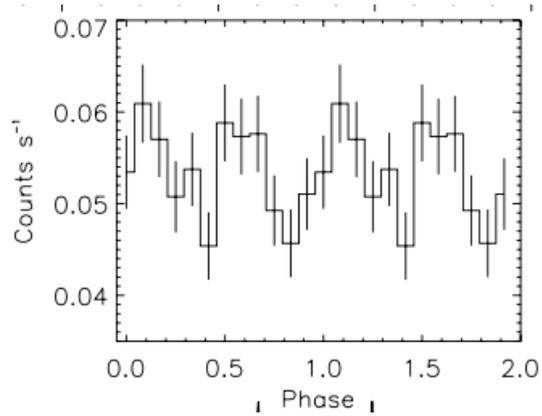


Рис. 12: Наблюдаемая кривая блеска для SGR 1627-41

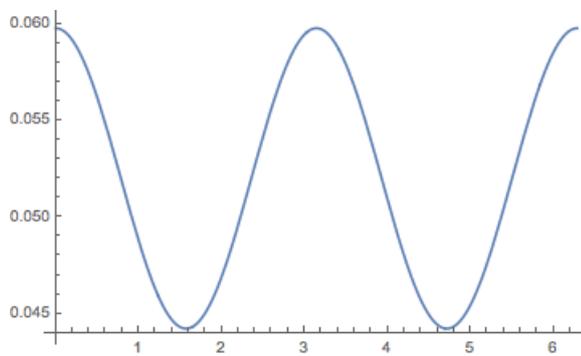


Рис. 13: Вычисленная кривая блеска для SGR 1627-41

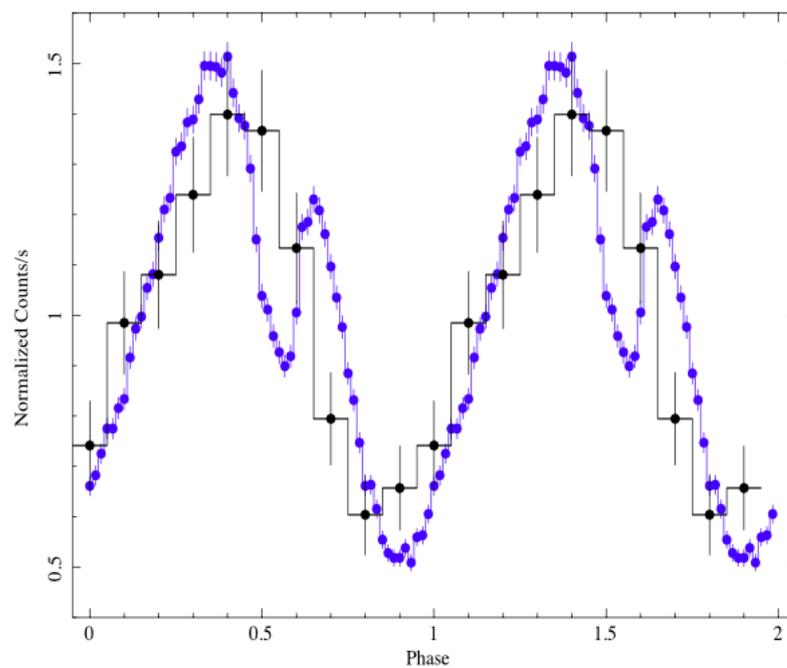


Рис. 14: Наблюдаемая кривая блеска для SGR 0418+5729

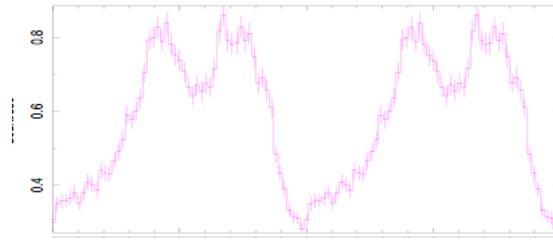


Рис. 15: Наблюдаемая кривая блеска для SGR 0501+4516

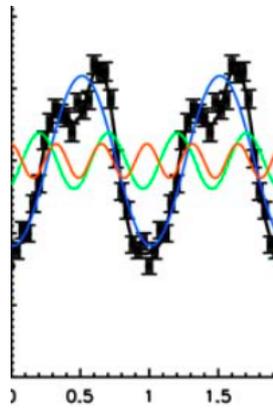


Рис. 16: Наблюдаемая кривая блеска для 1e 1547.0-5408

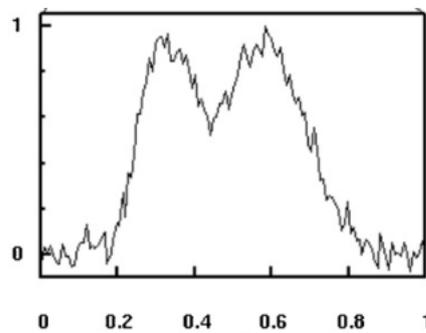


Рис. 17: Наблюдаемая кривая блеска для PSR J1622-4950

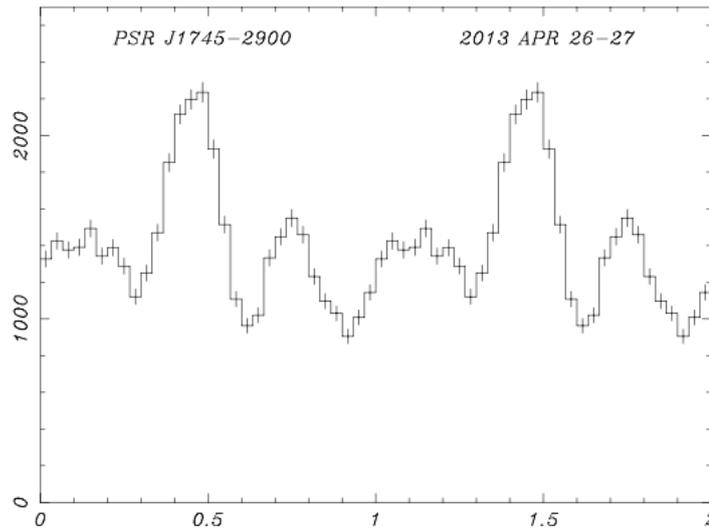


Рис. 18: Наблюдаемая кривая блеска для SGR J1745-2900

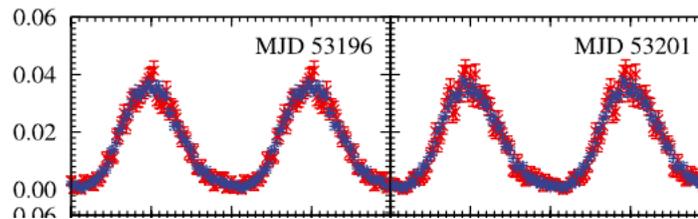


Рис. 19: Наблюдаемая кривая блеска для 1e 1048.1-5937

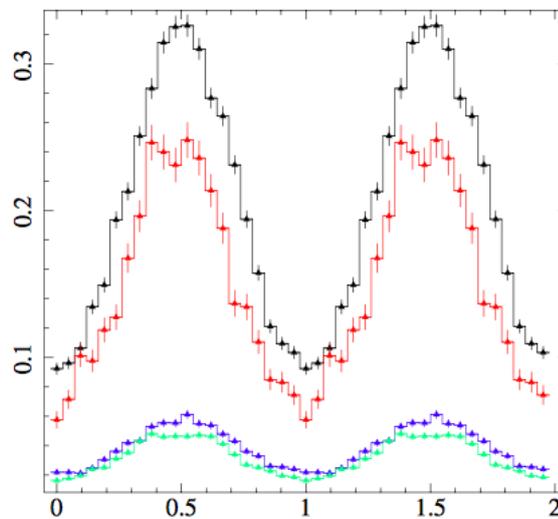


Рис. 20: Наблюдаемая кривая блеска для 3XMM J185246.6+003317

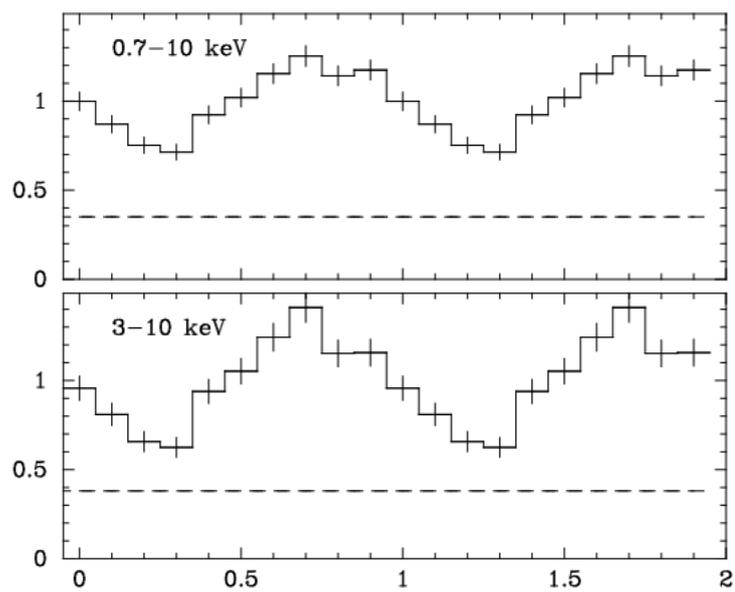


Рис. 21: Наблюдаемая кривая блеска для AX J1845.0-0258

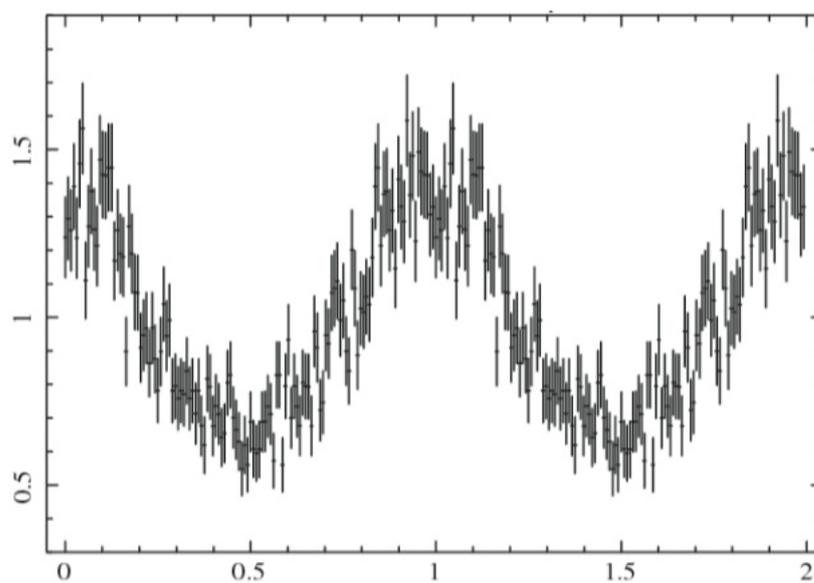


Рис. 22: Наблюдаемая кривая блеска для CXOU J171405.7-381031

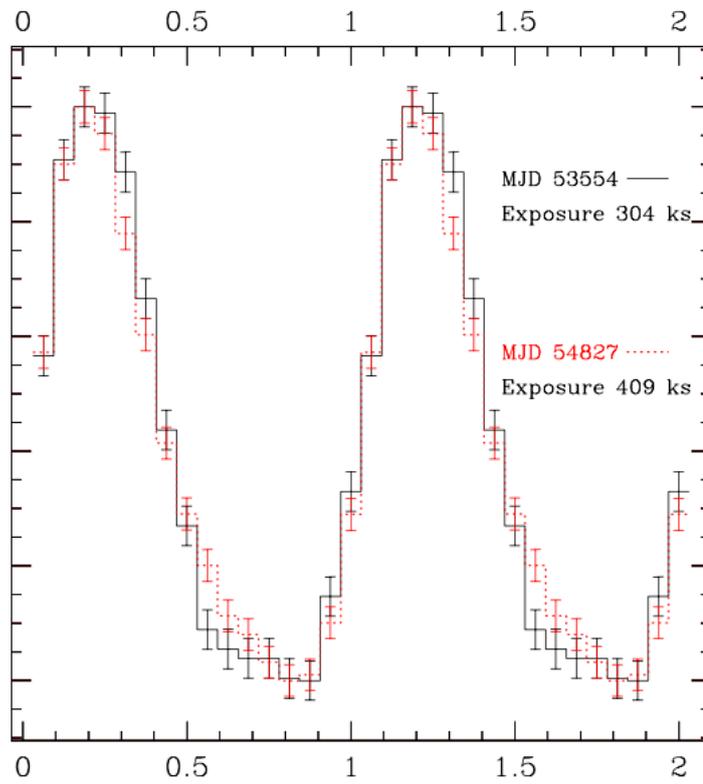


Рис. 23: Наблюдаемая кривая блеска для PSR J1846-0258

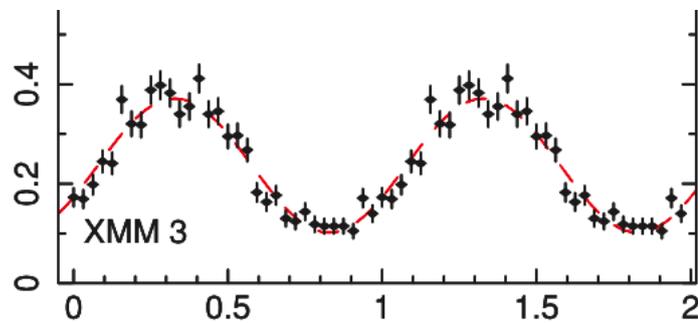


Рис. 24: Наблюдаемая кривая блеска для SGR 1833-0832

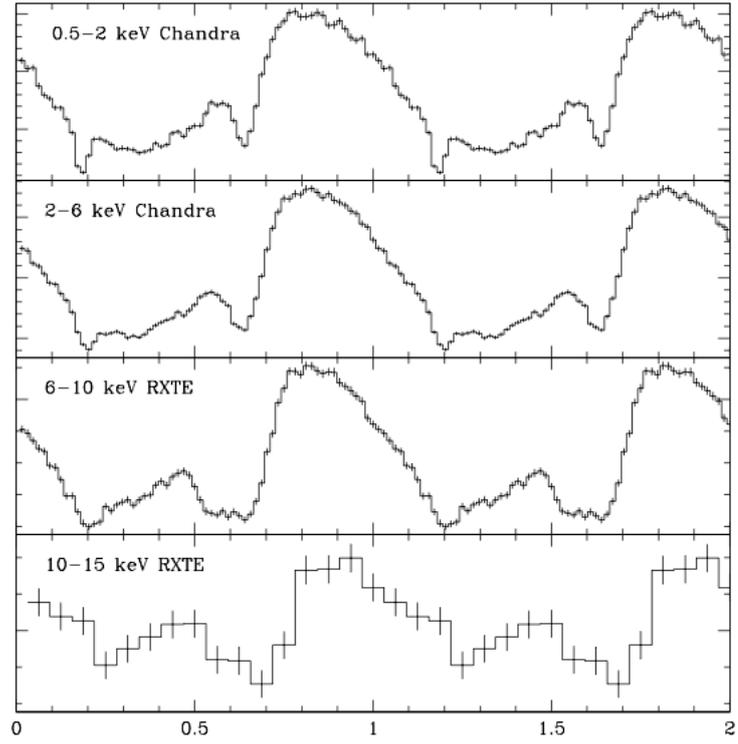


Рис. 25: Наблюдаемая кривая блеска для Swift J1822.3-1606

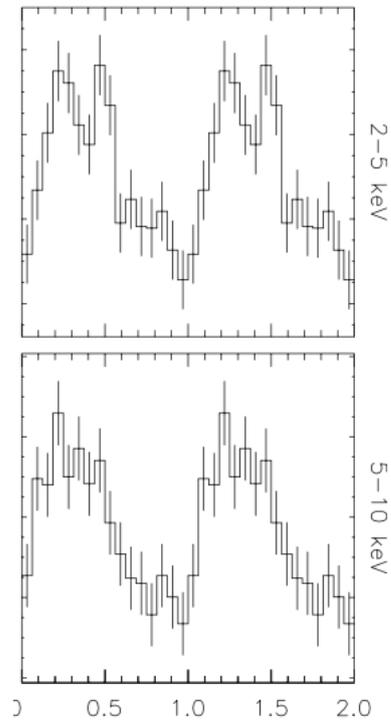


Рис. 26: Наблюдаемая кривая блеска для Swift J1834.9-0846

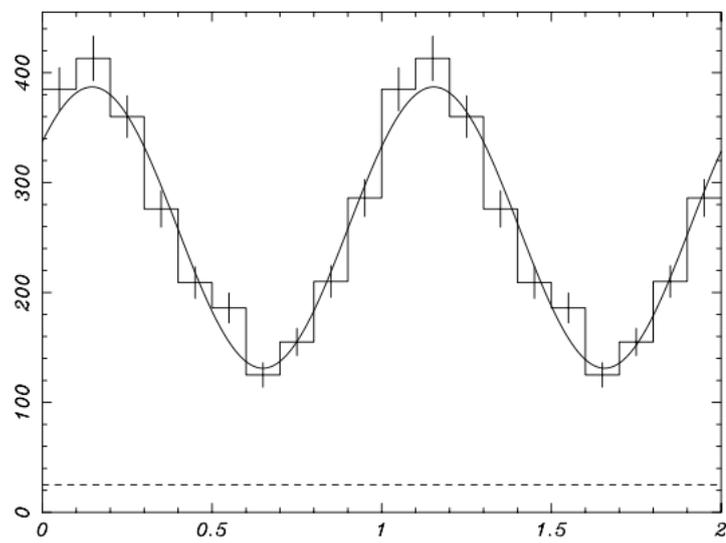


Рис. 27: Наблюдаемая кривая блеска для ХТЕ J1810-197