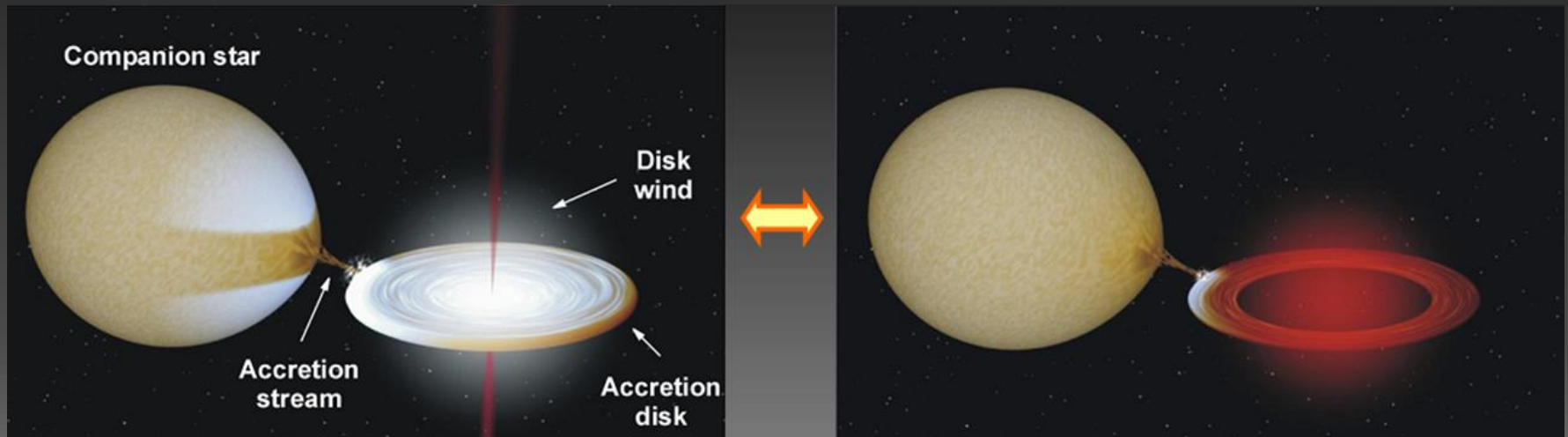


Тепловая эволюция нейтронных звёзд в мягких рентгеновских транзиентах по термодинамически согласованным моделям аккрецированной коры

Александр Потехин, Михаил Гусаков, Андрей Чугунов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе

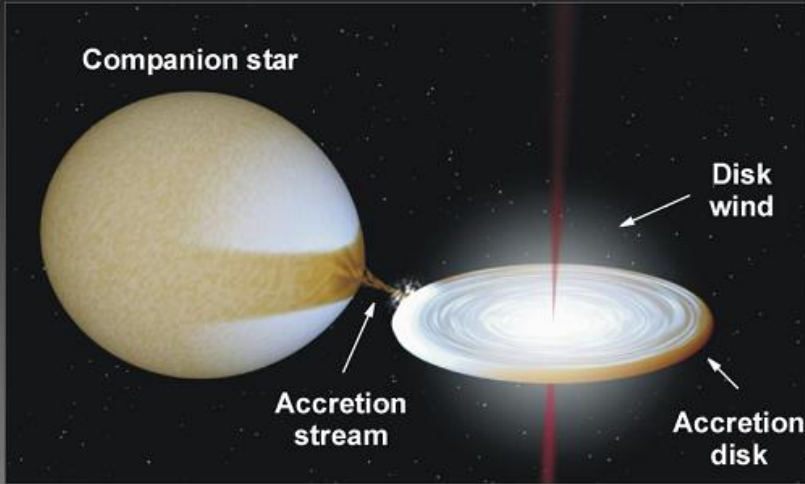


Строение нейтронной звезды



Мягкие квазипостоянные рентгеновские транзиенты

Период активности



Период спокойствия

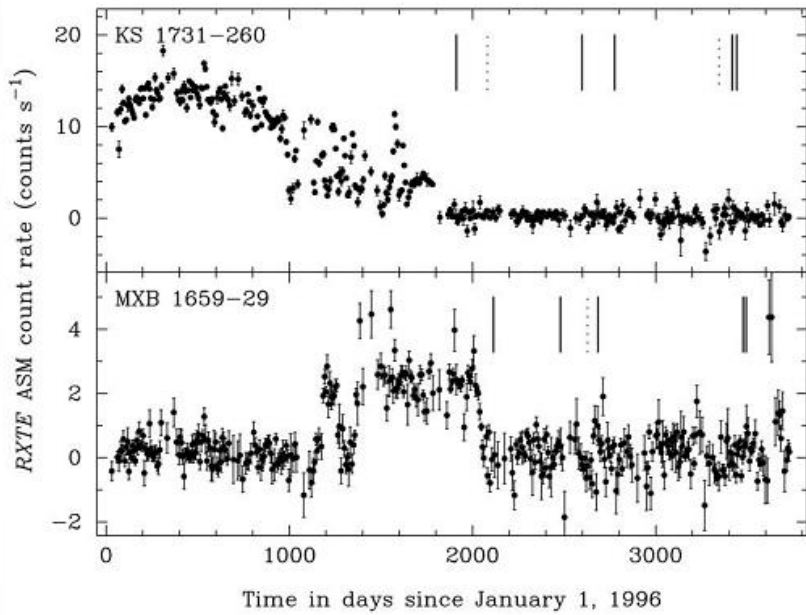
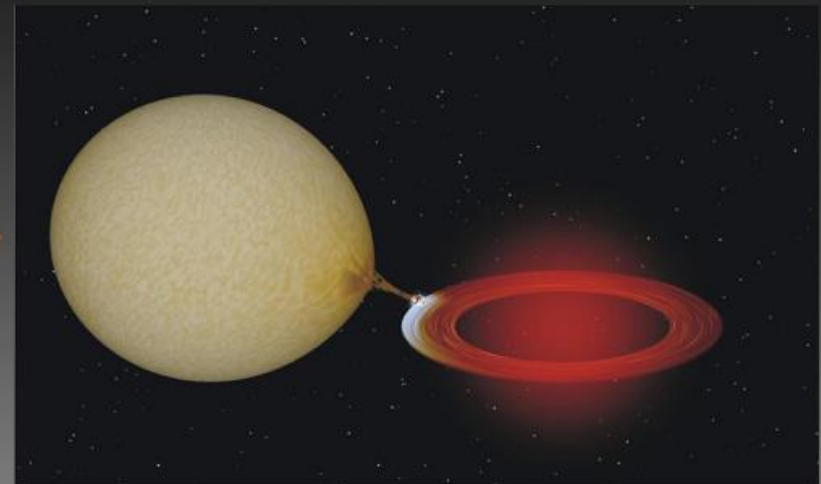
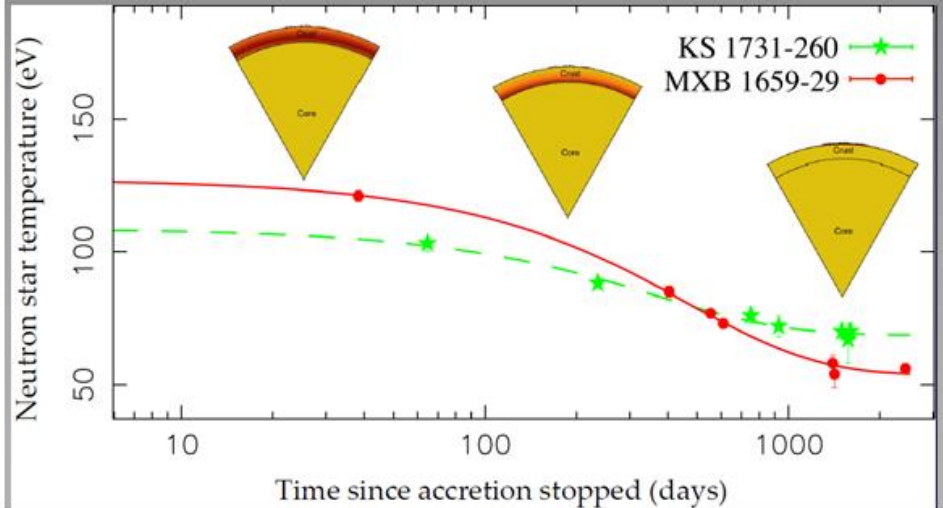


Image credit: Nathalie Degenaar

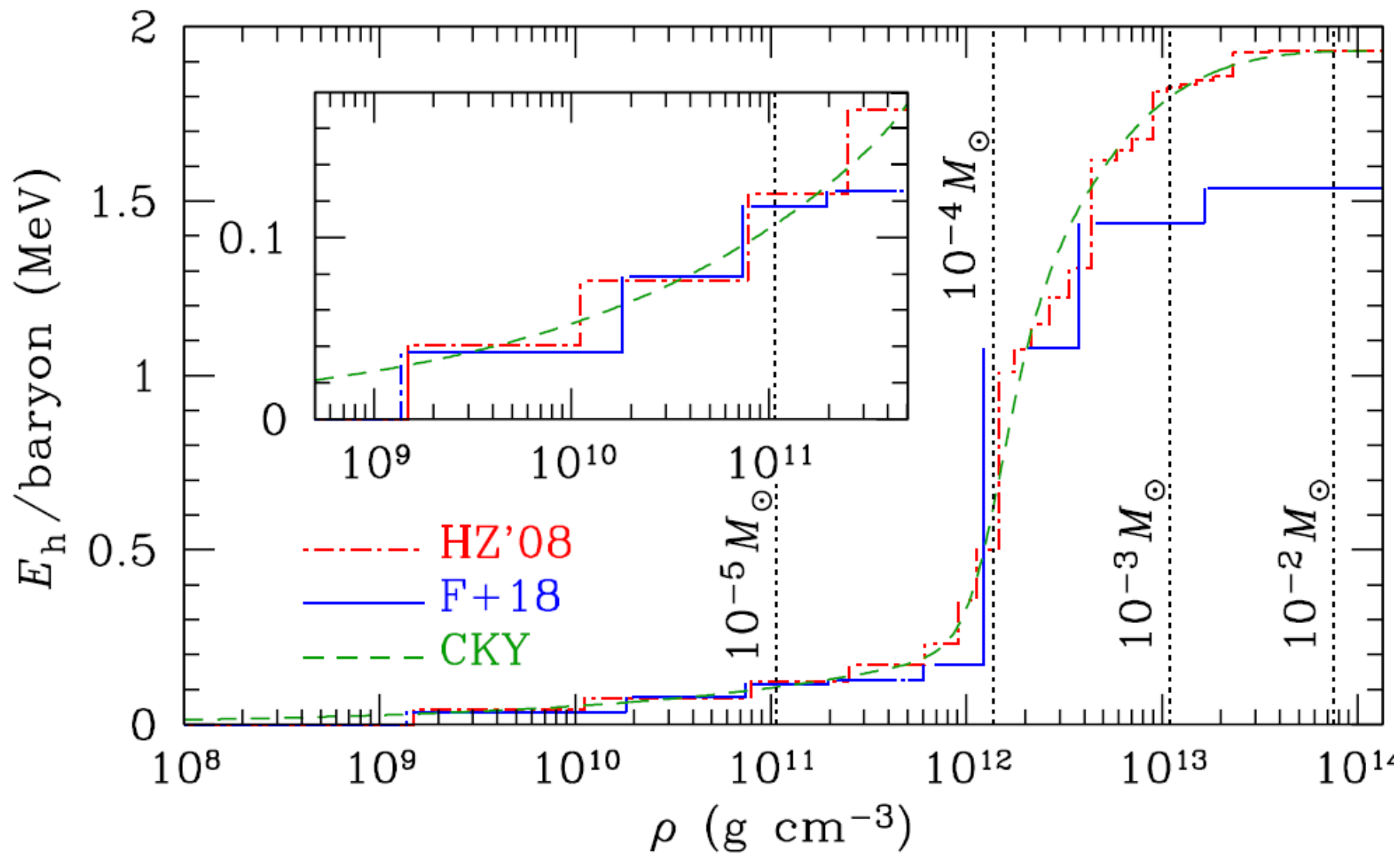


Глубокий прогрев коры («традиционные» модели)

Бисноватый-Коган & Чечёткин (1974, 1979); Sato (1979);

Haensel & Zdunik (1990, 2003, 2008) [HZ];

Fantina et al. (2018) [F+18]; Chaikin, Kaminker, & Yakovlev (2019) [CKY]



Глубокий прогрев коры: оценка равновесных светимостей на основе кривых остывания

Ранние наблюдения и интерпретация: Rutledge, Bildsten, Brown, Pavlov, Zavlin (1999, 2000, 2001, 2002)

Теория: Yakovlev, Levenfish, Haensel, *A&A* **407**, 265 (2003)

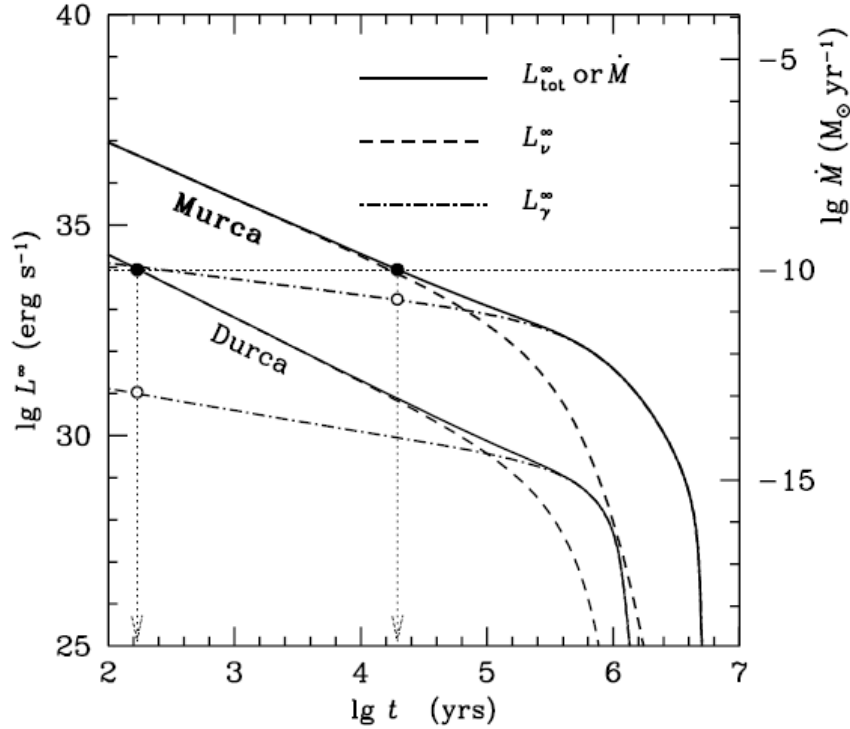


Fig. 1. Simultaneous calculation of cooling and heating curves for low-mass (thick lines) and high-mass (thin lines) NS models (see the text). Displayed are: the neutrino, photon and total luminosities, L_ν^∞ , L_γ^∞ and L_{tot}^∞ (left vertical scale), of a cooling NS versus its age, and the accretion rate \dot{M} (right vertical scale) of an accreting NS star with $L_{\text{dh}}^\infty = L_{\text{tot}}^\infty$. Dotted horizontal line: L_{dh}^∞ for $\dot{M} = 10^{-10} M_\odot \text{ yr}^{-1}$. Filled circles and dotted vertical arrows refer to those low-mass and high-mass cooling NSs which are equivalent to accreting NSs with the indicated \dot{M} ; open circles: L_γ^∞ for these cooling NSs.

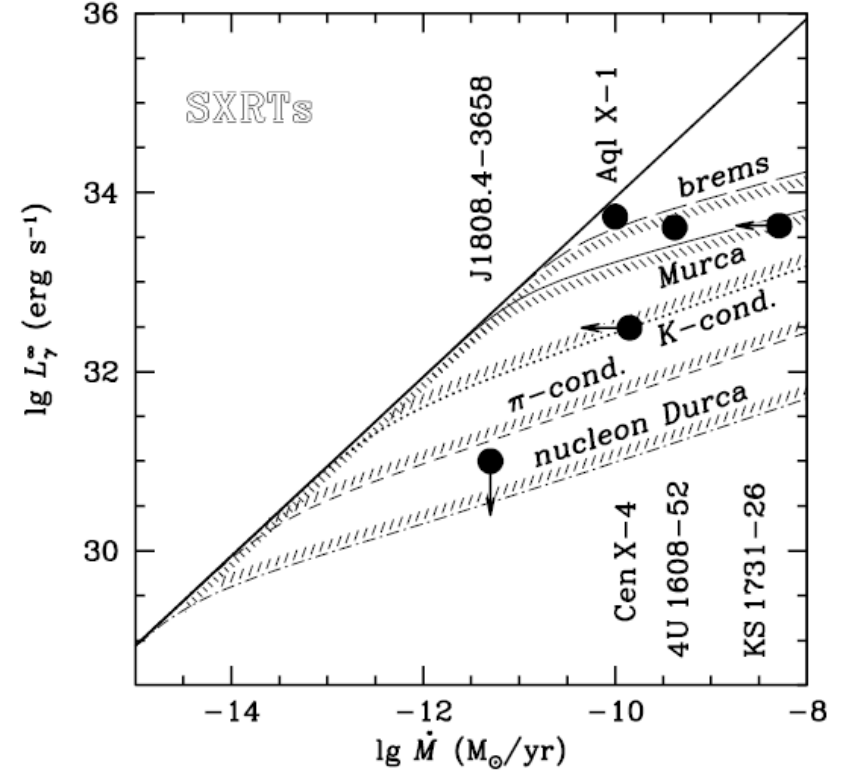


Fig. 2. Heating curves of accreting NSs compared with observations of several SXRTs in quiescence. Thick solid line: deep crustal heating power, L_{dh} . Long dashes and thin solid lines: two models of heating curves of low-mass NSs ($Q_s = 3 \times 10^{19}$ and 10^{21}). Dotted, short-dashed, and dot-and-dashed lines: three models of high-mass NSs ($Q_f = 10^{23}$, 10^{25} , and 10^{27}).

Глубокий прогрев коры: оценка равновесных светимостей на основе кривых остывания

Yakovlev, Levenfish, Haensel, *A&A* **407**, 265 (2003)

Heinke et al., *ApJ* **714**, 894 (2010)

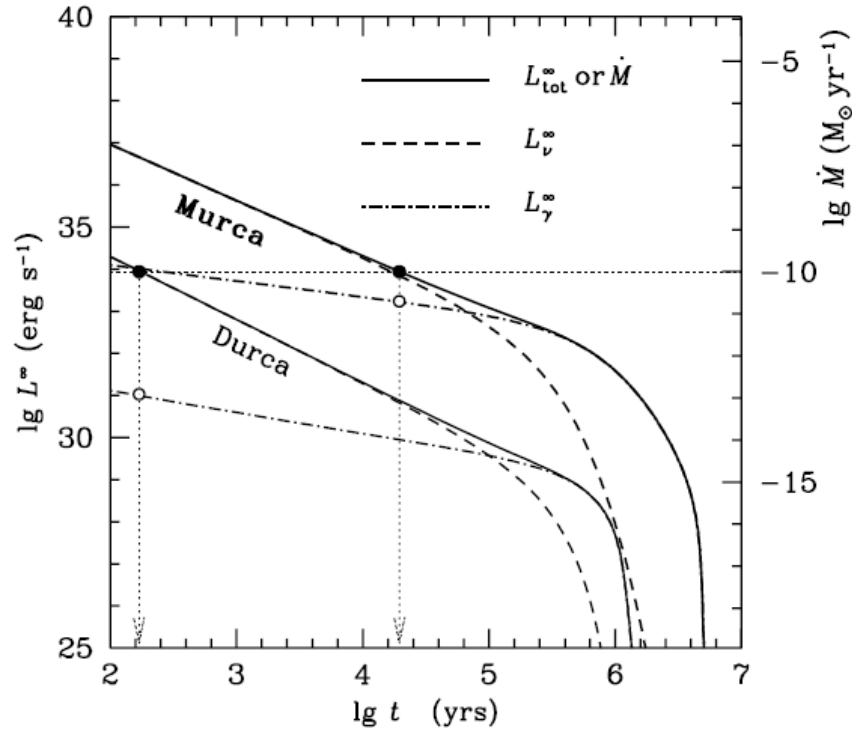


Fig. 1. Simultaneous calculation of cooling and heating curves for low-mass (thick lines) and high-mass (thin lines) NS models (see the text). Displayed are: the neutrino, photon and total luminosities, L_ν^∞ , L_γ^∞ and L_{tot}^∞ (left vertical scale), of a cooling NS versus its age, and the accretion rate \dot{M} (right vertical scale) of an accreting NS star with $L_{\text{dh}}^\infty = L_{\text{tot}}^\infty$. Dotted horizontal line: L_{dh}^∞ for $\dot{M} = 10^{-10} M_\odot \text{ yr}^{-1}$. Filled circles and dotted vertical arrows refer to those low-mass and high-mass cooling NSs which are equivalent to accreting NSs with the indicated \dot{M} ; open circles: L_γ^∞ for these cooling NSs.

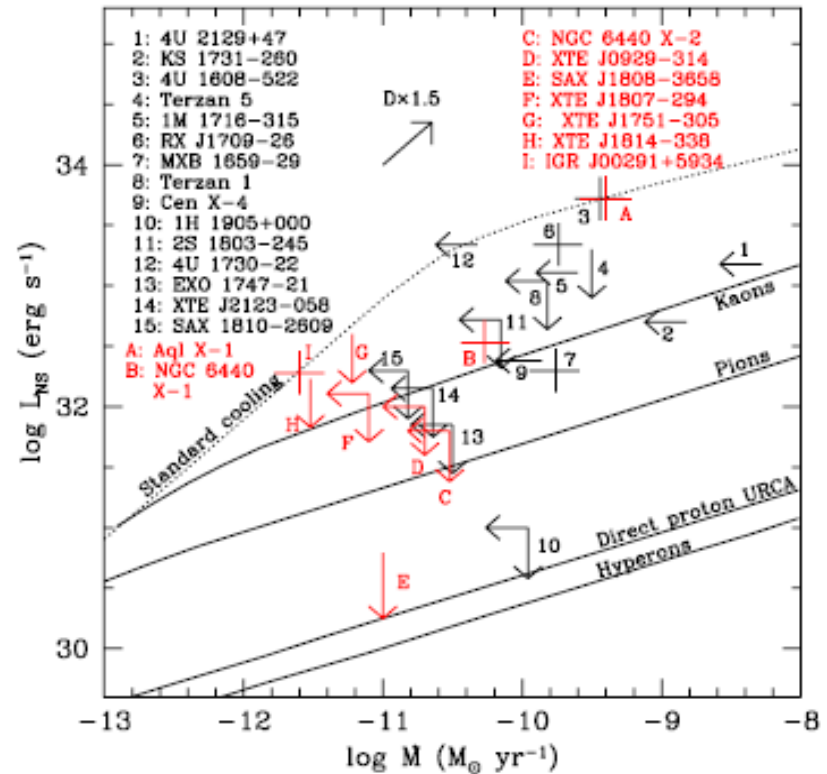


Figure 8. Measurements of, or limits on, the quiescent thermal luminosity of various NS transients, compared to estimates of, or upper limits on, their time-averaged mass accretion rates. Data from compilations of Heinke et al. (2007, 2009b), with NGC 6440 X-2 added. Predictions of standard cooling and several enhanced cooling mechanisms are plotted, following Yakovlev & Pethick (2004). Accreting millisecond pulsars are indicated separately (in red), while the effect of increasing the distance by a factor of 1.5 for any system is indicated with an arrow labeled “D×1.5.”

Остывание коры в период спокойствия

Shternin, Yakovlev, Haensel, AP, *MNRAS* **382**, L43 (2007)

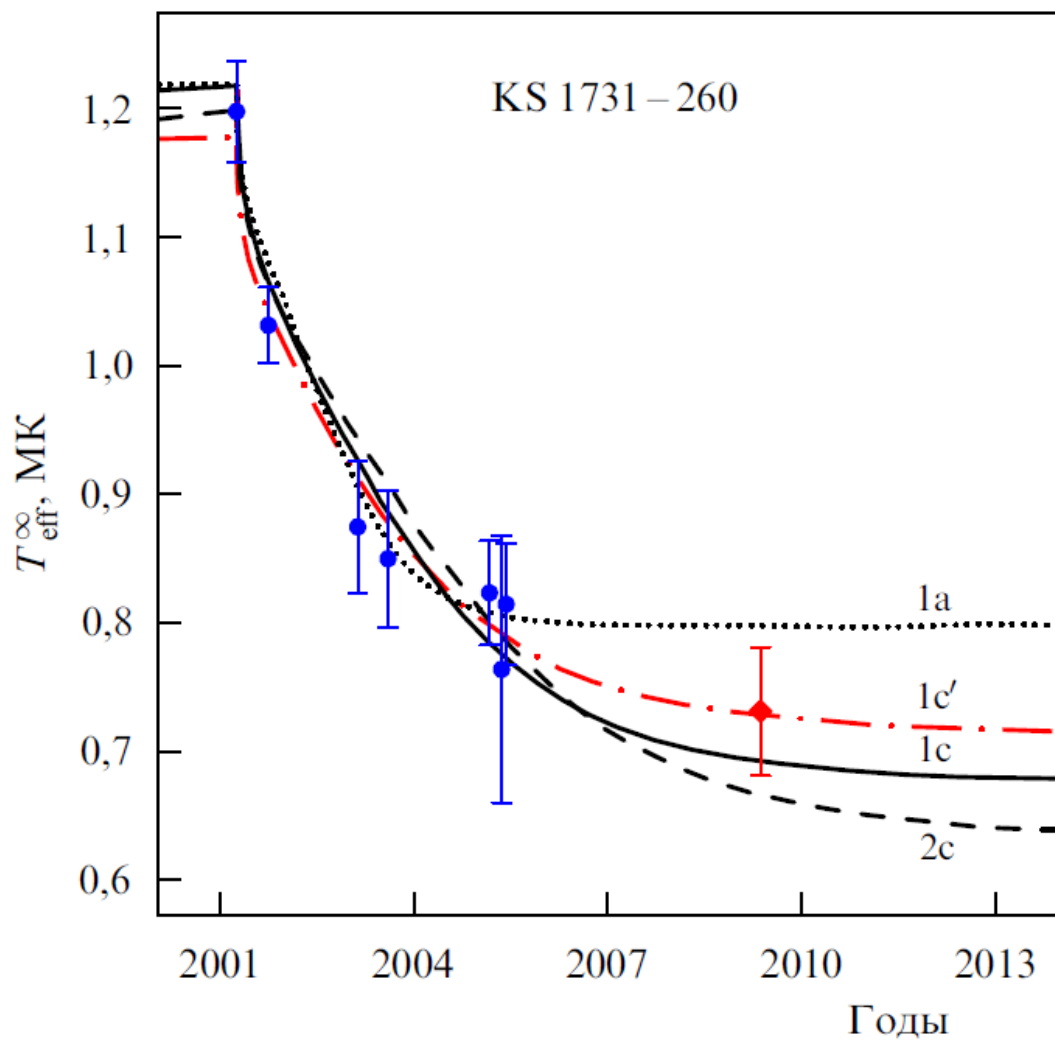


Рисунок из обзора:
АП, *УФН* **184**, 793 (2014)

Глубокий прогрев коры недостаточен для интерпретации кривых остывания коры: необходим «мелкий нагрев» и неоднородность состава коры

Brown & Cumming, *ApJ* **698**, 1020 (2009)

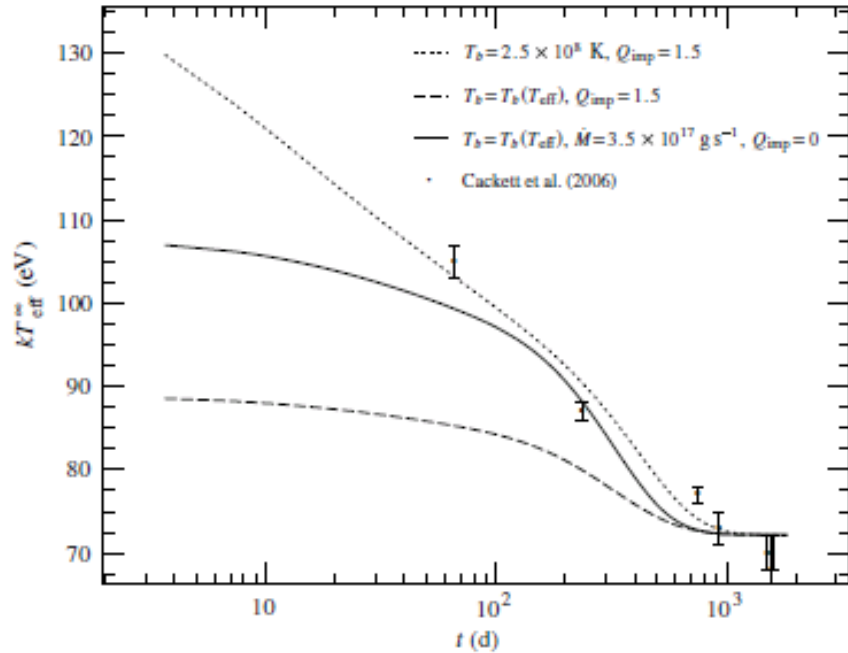


Figure 7. Our fit to the light curve for KS 1731–260 (dotted line) compared with calculations for which the outer boundary condition during outburst was replaced with the same $T_b(T_{\text{eff}})$ relation used during quiescence (dashed, solid lines). For the case where other parameters were held fixed (dashed line), the light curve falls markedly below the observed values. When the outburst accretion rate is increased to $3.5 \times 10^{17} \text{ g s}^{-1}$ and the impurity parameter decreased to $Q_{\text{imp}} = 0$ (solid line) a better agreement is found with the observed

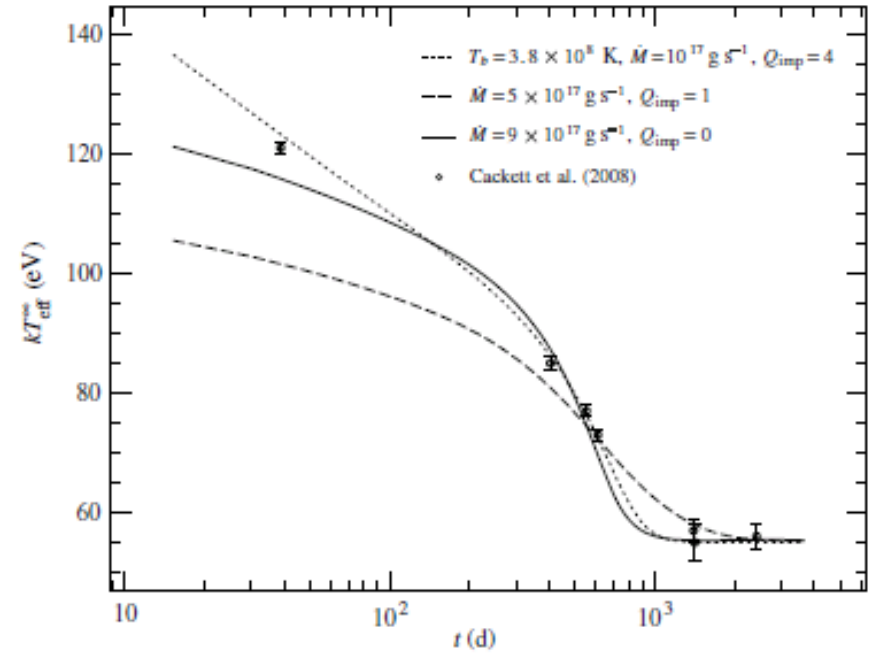
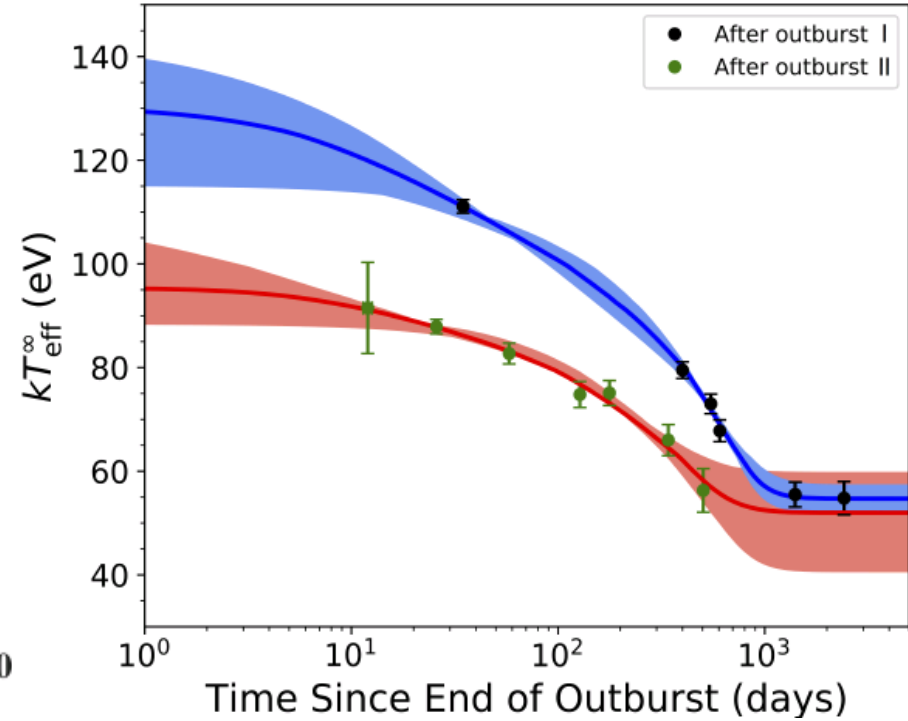
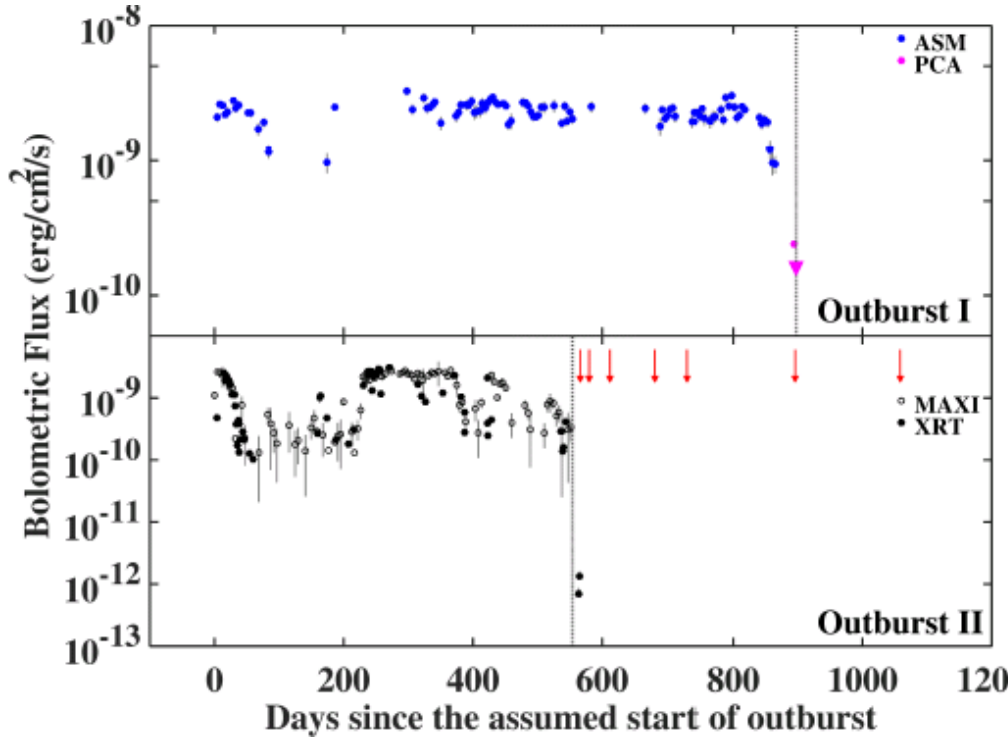


Figure 8. Comparison between the observed light curve of MXB 1659–29 and several trial numerical solutions: (1) our best-fit solution (dotted line, e.g., Figure 2) with $T_b = 3.8 \times 10^8 \text{ K}$ and $\dot{M} = 10^{17} \text{ g s}^{-1}$; a solution with $\dot{M} = 5 \times 10^{17} \text{ g s}^{-1}$, $Q_{\text{imp}} = 1$, and $T_b = T_b(T_{\text{eff}})$ (dashed line); and a solution with $\dot{M} = 9 \times 10^{17} \text{ g s}^{-1}$, $Q_{\text{imp}} = 0$, and $T_b = T_b(T_{\text{eff}})$.

Глубокий прогрев коры недостаточен для интерпретации кривых остывания коры. Пример: МХВ 1659–29



A. S. Parikh¹, R. Wijnands¹, L. S. Ootes¹, D. Page², N. Degenaar¹, A. Bahramian³, E. F. Brown⁴, E. M. Cackett⁵,
 A. Cumming⁶, C. Heinke⁷, J. Homan^{8,9}, A. Rouco Escorial¹, and M. J. P. Wijngaarden¹⁰ A&A 624, A84 (2019)

Model	T_0 ($\times 10^7$ K)	$Q_{sh,I}$ (MeV nucleon ⁻¹)	$Q_{sh,II}$ (MeV nucleon ⁻¹)	$\rho_{sh,I}$ ($\times 10^8$ g cm ⁻³)	$\rho_{sh,II}$ ($\times 10^8$ g cm ⁻³)	$\log(y_{light,I})$ (g cm ⁻²)	$\log(y_{light,II})$ (g cm ⁻²)	$Q_{imp,1}^{(a)}$	$Q_{imp,2}^{(a)}$	$Q_{imp,3}^{(a)}$	χ^2 (d.o.f. ^(b))
A	$3.1^{+1.0}_{-0.5}$	1.2 ± 0.8	$1.2^{+2.4}_{-0.7}$	$4.3^{+87.5}_{*}$	$10.1^{+90.1}_{*}$	$8.5^{*-1.7}_{*}$	$7.8^{+3.0}_{*}$	$2.7^{+13.7}_{*}$	$2.1^{+1.9}_{*}$	$1.8^{+1.6}_{*}$	2.7 (3)
B	$3.2^{+1.0}_{-0.5}$	1.2 ± 0.7	1.0 ± 0.8	$5.1^{+48.5}_{*}$	$3.8^{+91.7}_{*}$	8.4^{*}_{*}	8.4^{*}_{*}	$2.3^{+13.6}_{*}$	$2.1^{+1.9}_{*}$	$1.6^{+1.7}_{*}$	2.9 (4)
C	$3.1^{+1.0}_{-0.5}$	1.1 ± 0.8	1.1 ± 0.8	$3.5^{+72.2}_{*}$	$3.5^{+72.2}_{*}$	8.6^{*}_{*}	$7.8^{+2.6}_{-1.7}$	$5.9^{+11.1}_{*}$	$1.7^{+2.2}_{*}$	$1.9^{+0.2}_{*}$	2.6 (5)

$$Q_{imp} = \sum_j Y_j (Z_j - \langle Z \rangle)^2$$

$$v_{imp} = 4\pi Q_{imp} e^4 n_i m_e^* p_F^{-3} \Lambda_{imp}$$

Сводка результатов по «мелкому нагреву»

Chamel, Fantina, Zdunik, Haensel, *Phys. Rev. C* **102**, 015804 (2020)

TABLE I. Heat q per one accreted nucleon (in MeV) deposited in the shallow layers of accreting neutron-star crusts, as required by cooling simulations to fit the observational data from soft x-ray transients (SXT). The indicated amount of heat may correspond to different accretion periods.

SXT	q (MeV)
Swift J174805.3–244637	1.4 [15]
XTE J1701–462	0.17 [16]
EXO 0748 – 676	0.35–1.8 [13]
MXB 1659 – 29	0.8[10], 1–1.2[27], 1.6[16]
KS 1731 – 260	1.38 ± 0.18 [18,19]
Aql X-1	0.9–3.7 [20,24], 2.3–9.2 [26]
IGR J17480–2446	1[11,12,25]–3.8[16]
1RXS J180408.9–342058	0.9 [23]
MAXI J0556–332	6–17[14,17,22]
HETE J1900.1–2455	0–3[21]

TABLE II. Maximum possible heat released q_{pyc} per one accreted nucleon from pycnonuclear fusion followed by electron captures in the crust of accreting neutron stars. The numbers in parentheses indicate the contributions from the sole fusion. The pressure P_{pyc} and density ρ_{pyc} at which fusion occurs were fixed by the onset of electron captures considering ground-state to ground-state transitions (first two lines) and ground-state to excited state transitions (last line).

P_{pyc} (dyn cm ⁻²)	ρ_{pyc} (g cm ⁻³)	Reactions	q_{pyc} (MeV)
6.97×10^{28}	4.15×10^{10}	$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{24}\text{Ne} - 2e^- + 2\nu_e$	1.41 (0.64)
2.72×10^{28}	2.05×10^{10}	$^{16}\text{O} + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{32}\text{Si} - 2e^- + 2\nu_e$	1.16 (0.58)
7.96×10^{28}	4.59×10^{10}	$^{16}\text{O} + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{32}\text{Si} - 2e^- + 2\nu_e$	1.39 (0.60)

Прогрев коры с учётом перемещения свободных нейтронов

Гусаков, Чугунов (2020,2021); Гусаков, Кантор, Чугунов (2021); Щечилин, Гусаков, Чугунов (2021,2022)

M. E. Gusakov, A. I. Chugunov. Thermodynamically consistent equation of state for an accreted neutron star crust. *Phys. Rev. Lett.* **124**, 191101 (2020)

сверхтекучие нейтроны: $m_n \partial V_{sn} / \partial t = -\nabla \mu_n^\infty$ (характерные времена – миллисекунды):

несверхтекучие нейтроны присутствуют в слое $L \sim 5$ м: $\tau^D \sim L^2/D \lesssim 3 \times 10^6$ s
(характерные времена в любом случае малы по сравнению с временем формирования аккрецированной коры)

“nHD condition”: $\mu_n^\infty \equiv \mu_n e^{\nu(r)/2} = \text{const} \quad \nu = 2\phi/c^2$

Прогрев коры с учётом перемещения свободных нейтронов

Гусаков, Чугунов (2020,2021); Гусаков, Кантор, Чугунов (2021); Щечилин, Гусаков, Чугунов (2021,2022)

M. E. Gusakov, A. I. Chugunov. Thermodynamically consistent equation of state for an accreted neutron star crust. *Phys. Rev. Lett.* **124**, 191101 (2020)

сверхтекучие нейтроны: $m_n \partial V_{sn} / \partial t = -\nabla \mu_n^\infty$ (характерные времена – миллисекунды):

несверхтекучие нейтроны присутствуют в слое $L \sim 5$ м: $\tau^D \sim L^2/D \lesssim 3 \times 10^6$ s
(характерные времена в любом случае малы по сравнению с временем формирования аккрецированной коры)

“nHD condition”: $\mu_n^\infty \equiv \mu_n e^{\nu(r)/2} = \text{const} \quad \nu = 2\phi/c^2$

P_{oi} (outer/inner crust) – давление, при котором в коре появляются свободные нейтроны – отличается от давления P_{nd} (neutron drip), при котором нейтроны начинают «просачиваться» из ядер.

Прогрев коры с учётом перемещения свободных нейтронов

Гусаков, Чугунов (2020,2021); Гусаков, Кантор, Чугунов (2021); Щечилин, Гусаков, Чугунов (2021,2022)

M. E. Gusakov, A. I. Chugunov. Thermodynamically consistent equation of state for an accreted neutron star crust. *Phys. Rev. Lett.* **124**, 191101 (2020)

сверхтекучие нейтроны: $m_n \partial V_{sn} / \partial t = -\nabla \mu_n^\infty$ (характерные времена – миллисекунды):

несверхтекучие нейтроны присутствуют в слое $L \sim 5$ м: $\tau^D \sim L^2/D \lesssim 3 \times 10^6$ s
(характерные времена в любом случае малы по сравнению с временем формирования аккрецированной коры)

“nHD condition”: $\mu_n^\infty \equiv \mu_n e^{\nu(r)/2} = \text{const} \quad \nu = 2\phi/c^2$

P_{oi} (outer/inner crust) – давление, при котором в коре появляются свободные нейтроны – отличается от давления P_{nd} (neutron drip), при котором нейтроны начинают «просачиваться» из ядер.

M. E. Gusakov, E. M. Kantor, A. I. Chugunov. Nonequilibrium thermodynamics of accreted neutron-star crust. *Phys. Rev. D* **104**, L081301 (2021)

$$\delta R = -P dV + \mu_n dN_b \quad \Psi = E + PV - \mu_n N_b - TS$$

Прогрев коры с учётом перемещения свободных нейтронов

Гусаков, Чугунов (2020,2021); Гусаков, Кантор, Чугунов (2021); Щечилин, Гусаков, Чугунов (2021,2022)

“nHD condition”:
$$\mu_n^\infty \equiv \mu_n e^{\nu(r)/2} = \text{const} \quad \nu = 2\phi/c^2$$

P_{oi} (outer/inner crust) – давление, при котором в коре появляются свободные нейтроны – отличается от давления P_{nd} (neutron drip), при котором нейтроны начинают «просачиваться» из ядер.

Nuclear-energy release in neutron-star envelopes, and sources of x-ray emission

G. S. Bisnovatyi-Kogan, Yu. N. Kulikov, and V. M. Chechëtkin

*Institute for Space Research, USSR Academy of Sciences, Moscow
and Institute of Applied Mathematics, USSR Academy of Sciences, Moscow*

(Submitted February 11, 1976)

Astron. Zh. **53**, 975–982 (September–October 1976)

As a consequence of the nonequilibrium state, free neutrons will be present in a region where they would have been absent in total equilibrium; moreover, nuclei will be present at the limit of stability against neutron emission and capture.

Прогрев коры с учётом перемещения свободных нейтронов

Гусаков, Чугунов (2020,2021); Гусаков, Кантор, Чугунов (2021); Щечилин, Гусаков, Чугунов (2021,2022)

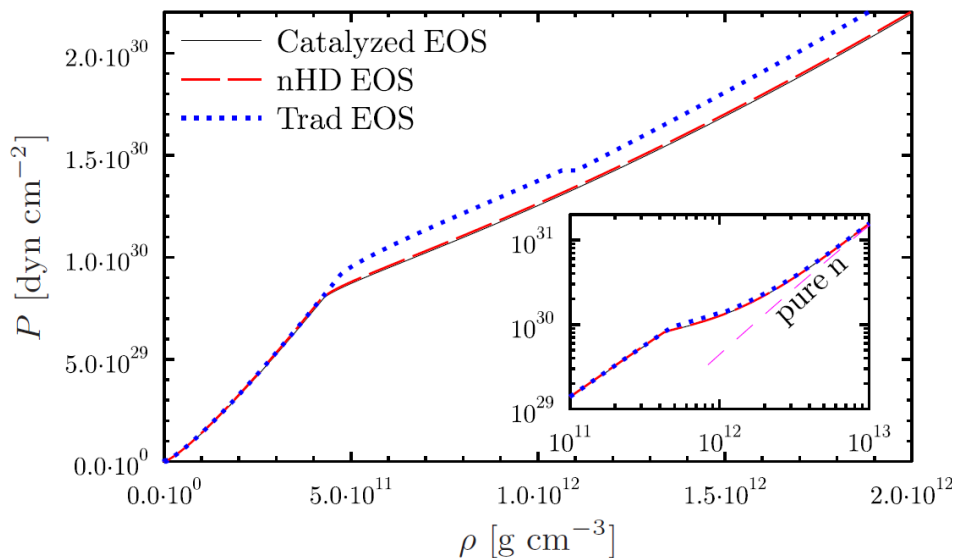
“nHD condition”: $\mu_n^\infty \equiv \mu_n e^{\nu(r)/2} = \text{const} \quad \nu = 2\phi/c^2$

P_{oi} (outer/inner crust) – давление, при котором в коре появляются свободные нейтроны – отличается от давления P_{nd} (neutron drip), при котором нейтроны начинают «просачиваться» из ядер.

М. Е. Gusakov, А. I. Chugunov.

Thermodynamically consistent equation of state for an accreted neutron star crust.

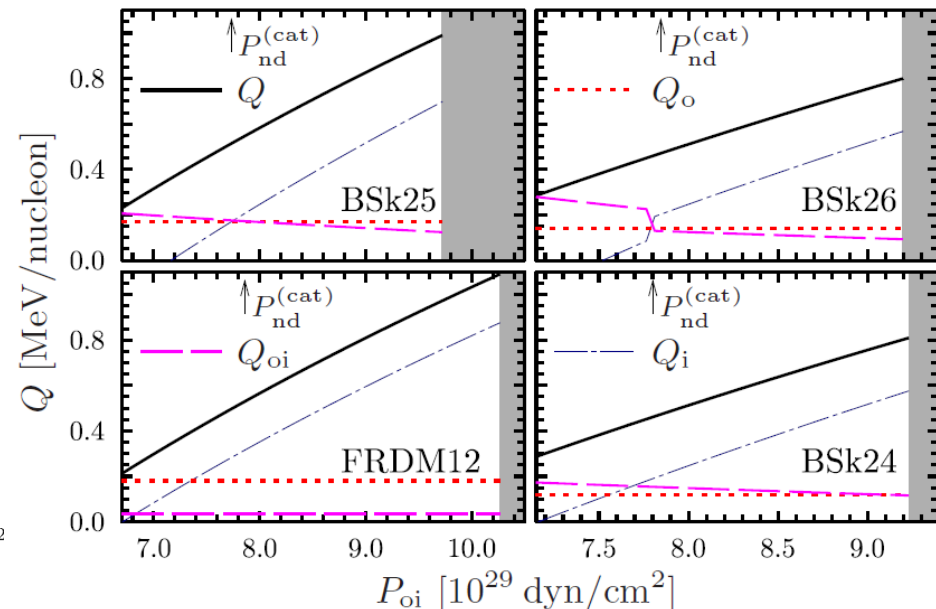
Phys. Rev. Lett. **124**, 191101 (2020)



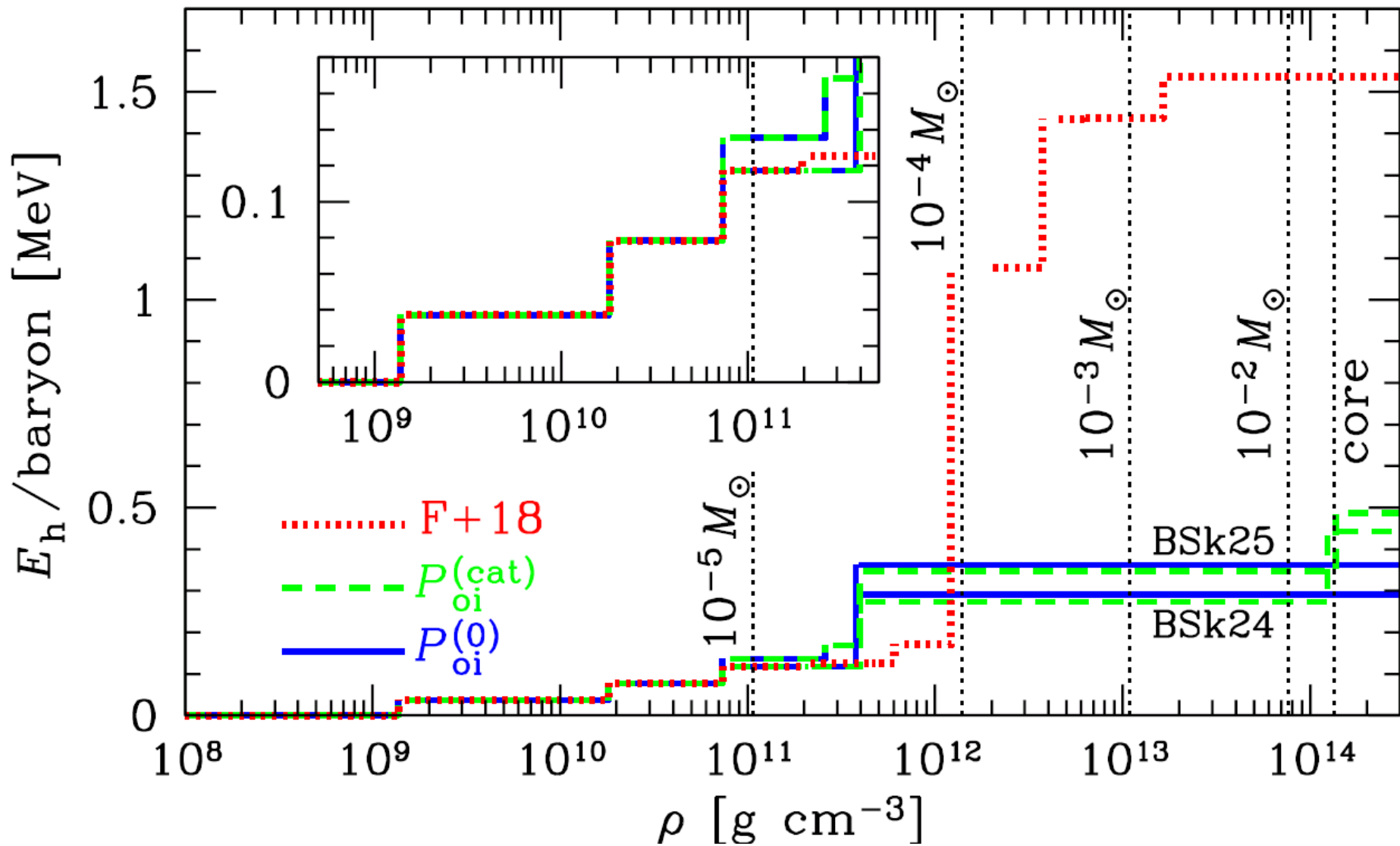
М. Е. Gusakov, А. I. Chugunov.

Heat release in accreting neutron stars.

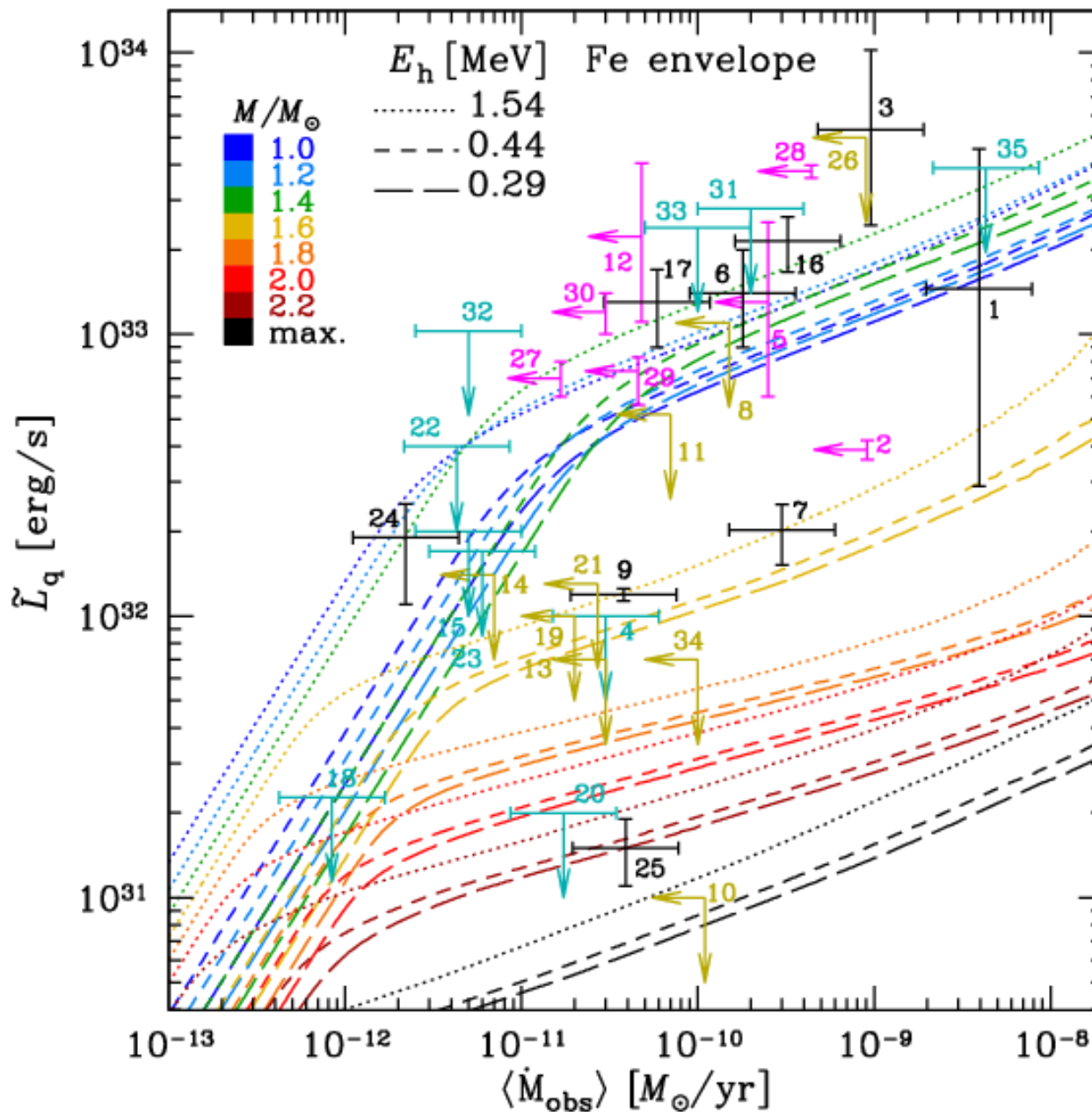
Phys. Rev. D **103**, L101301 (2021)



Прогрев коры с учётом перемещения свободных нейтронов

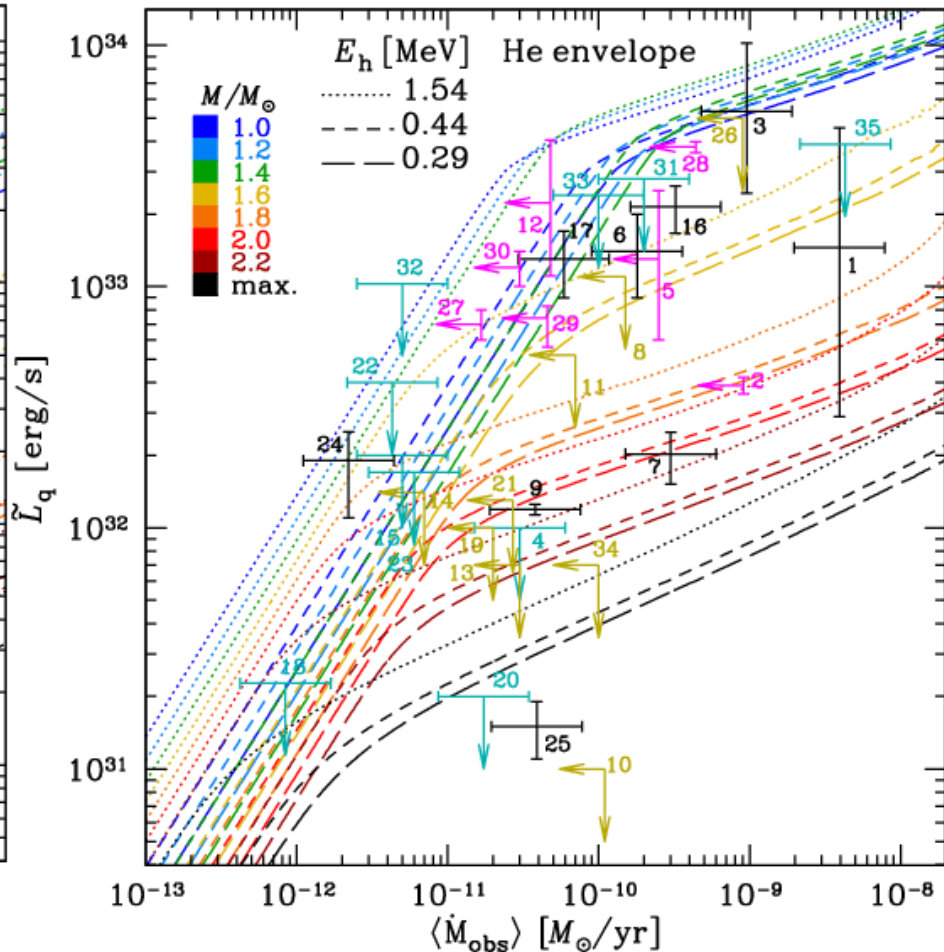
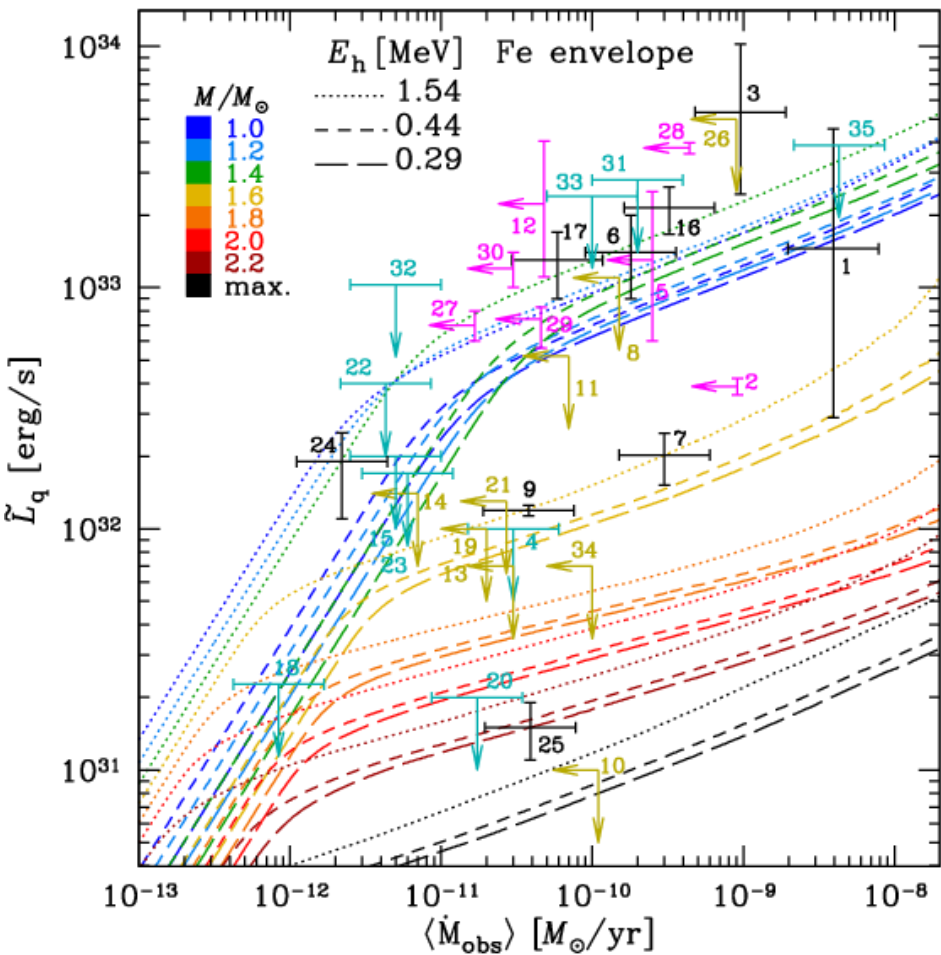


Кривые нагрева

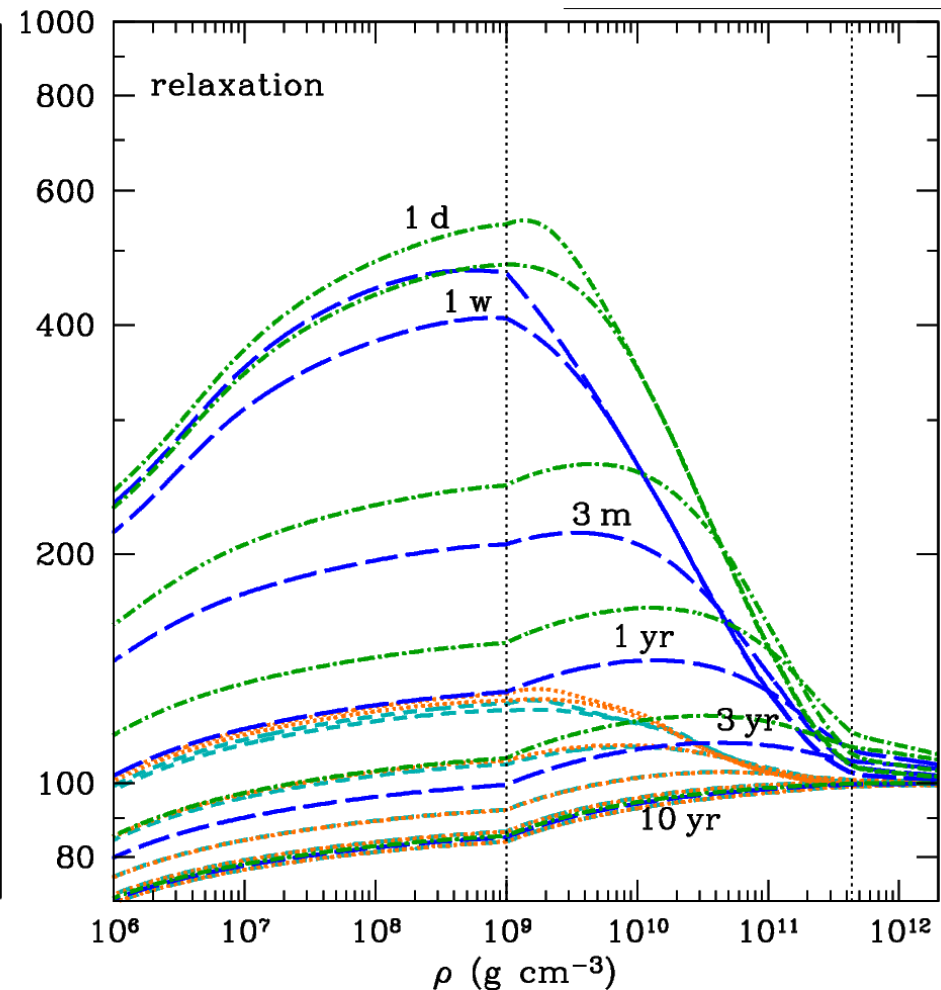
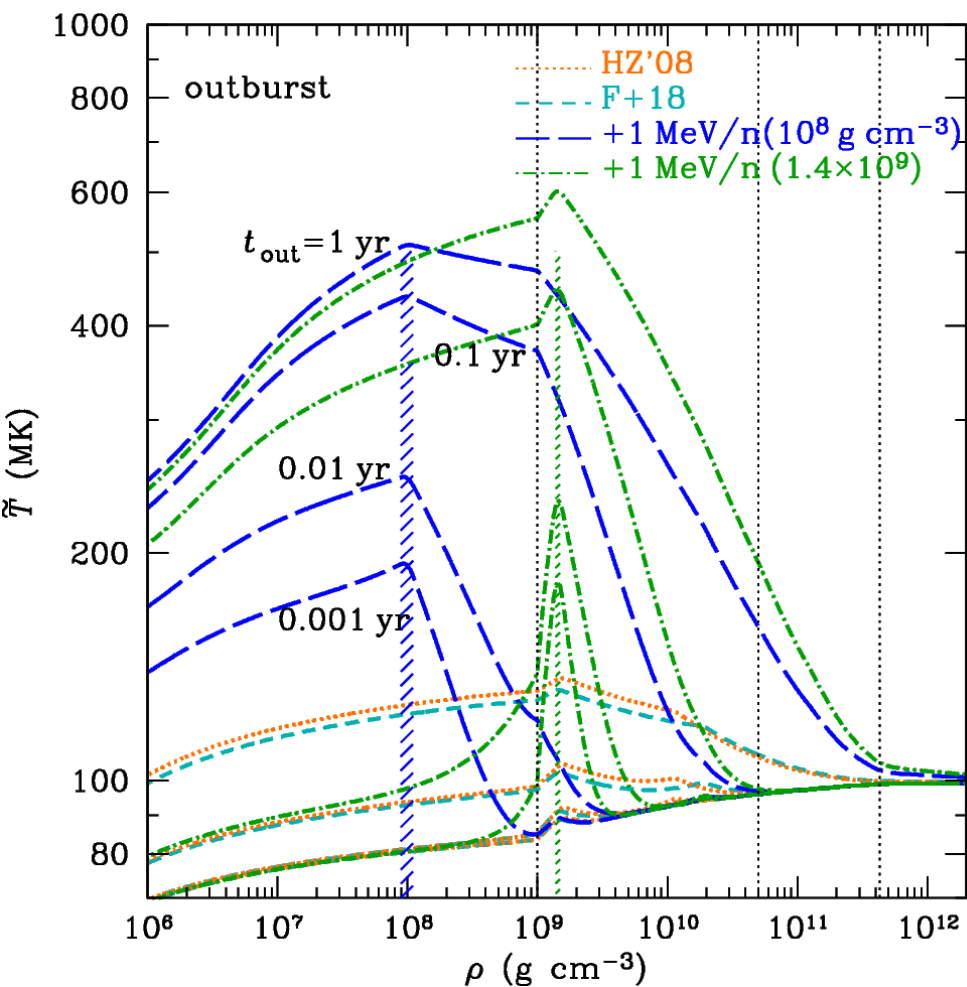


1. 4U 2129+47
2. KS 1731-260
3. 4U 1608-522
4. EXO 1745-248
5. 1M1716-315
6. XTE 1709.5-267
7. MXB 1659-29
8. XB 1732-304
9. Cen X-4
10. 1H 1905+000
11. SAX J1806.8-2435
12. 4U 1730-22
13. EXO 1747-214
14. XTE 2123-058
15. AqlX-1
16. 4U1908+005
17. SAXJ1748.9-2021
18. NGC6440X-2
19. XTE J0929-314
20. SAXJ1808.4-3658
21. XTE J1807-294
22. XTE J1751-305
23. XTE J1814-338
24. IGR J00291+5934
25. HETE J1900.1-2455
26. XTE J1701-462
27. IGR J17480-2446
28. EXO 0748-676
29. 1RXS J180408.9-342058
30. Swift J174805.3-244637
31. SAX J1750.8-2900
32. Swift J1756.9-2508
33. GRS 1747-312
34. IGR J18245-2452
35. MAXI J0556-332

Зависимость кривых нагрева от состава теплоизолирующей оболочки



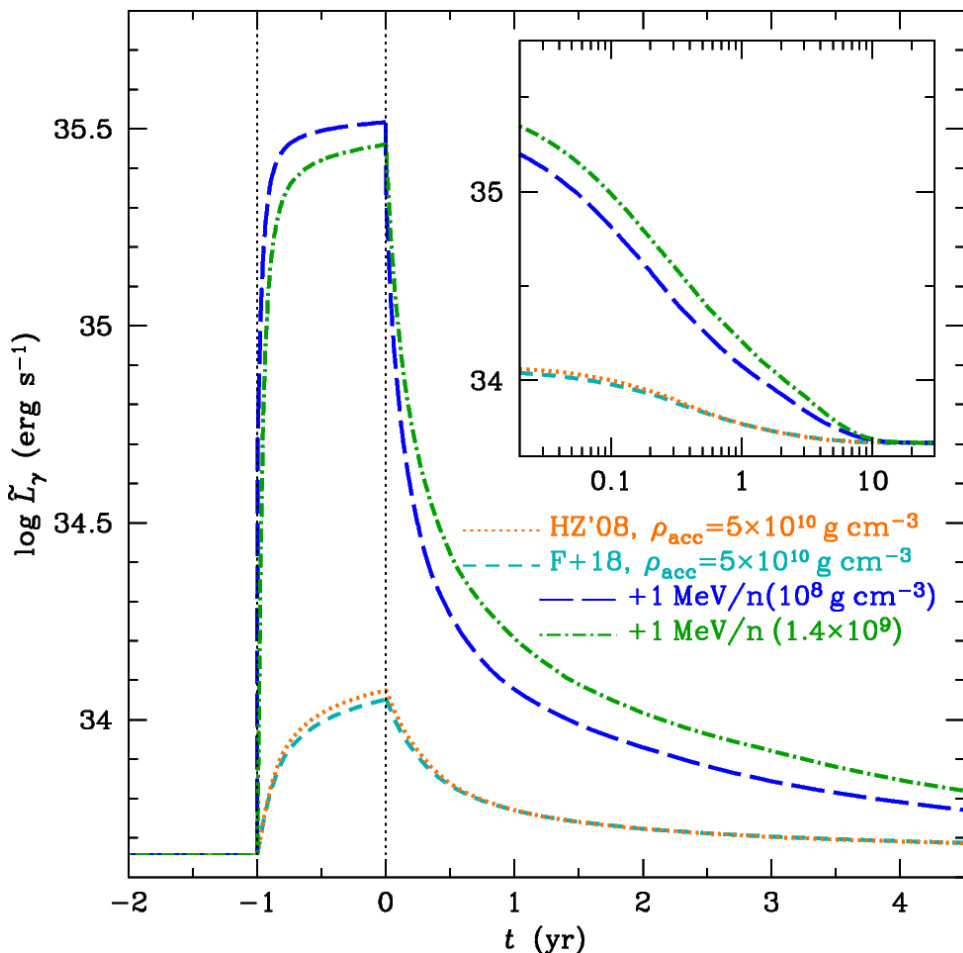
«Глубокий» и «мелкий» прогрев при интенсивной аккреции и последующем остывании (глубина «мелкого прогрева» – 10^8 или 1.4×10^9 г см $^{-3}$; выбранная мощность нагрева близка к максимально возможной – порядка МэВ/нуклон при темпе аккреции $1.5 \times 10^{-8} M_{\odot}$ /год).



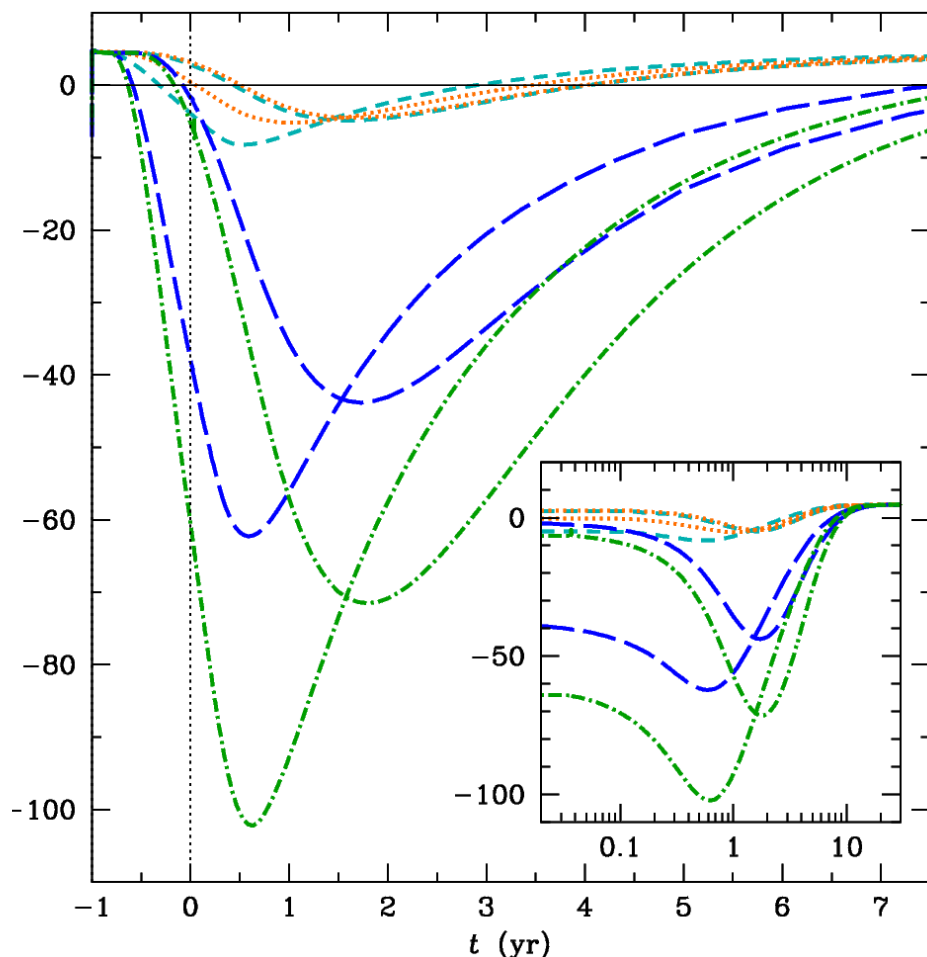
Распределение температуры при аккреции.

Распределение температуры при релаксации.

Потоки тепла при интенсивной аккреции и последующем остывании в моделях глубокого и мелкого прогрева внешней коры (выбранная мощность нагрева близка к максимально возможной).

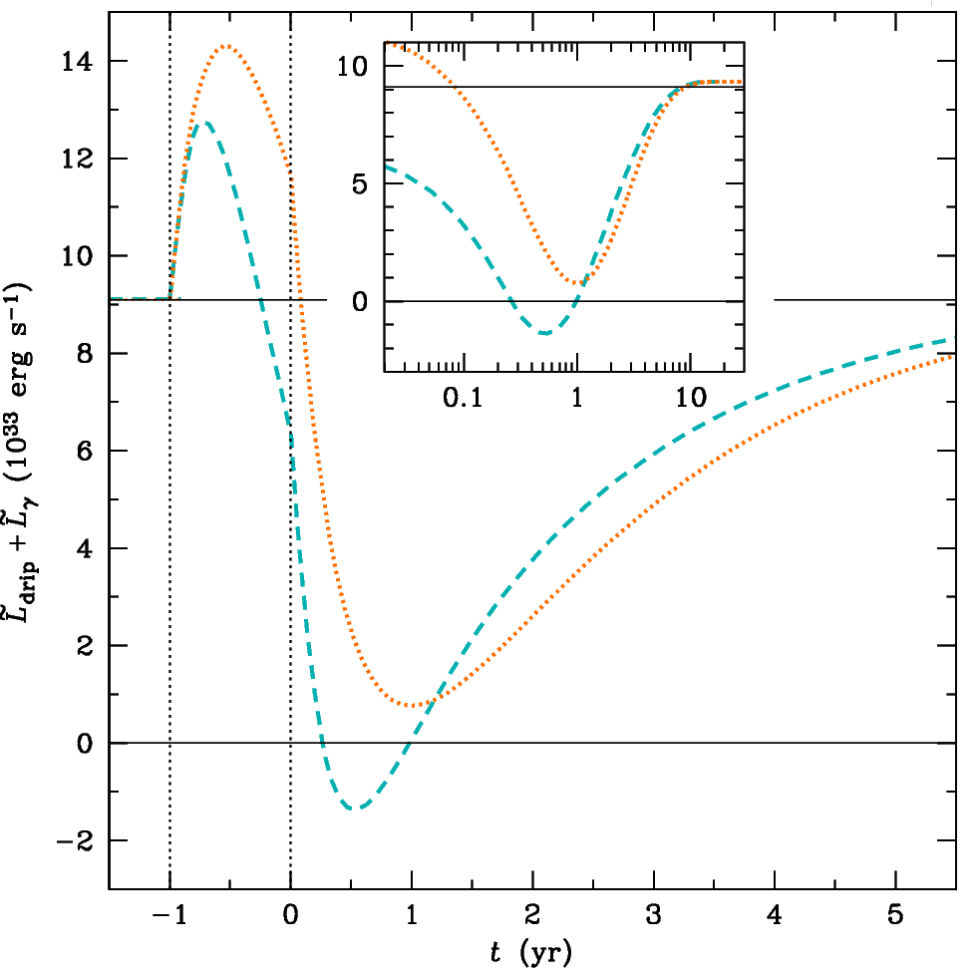


Поток тепла наружу через внешнюю поверхность (игнорируется тепловыделение на поверхности).

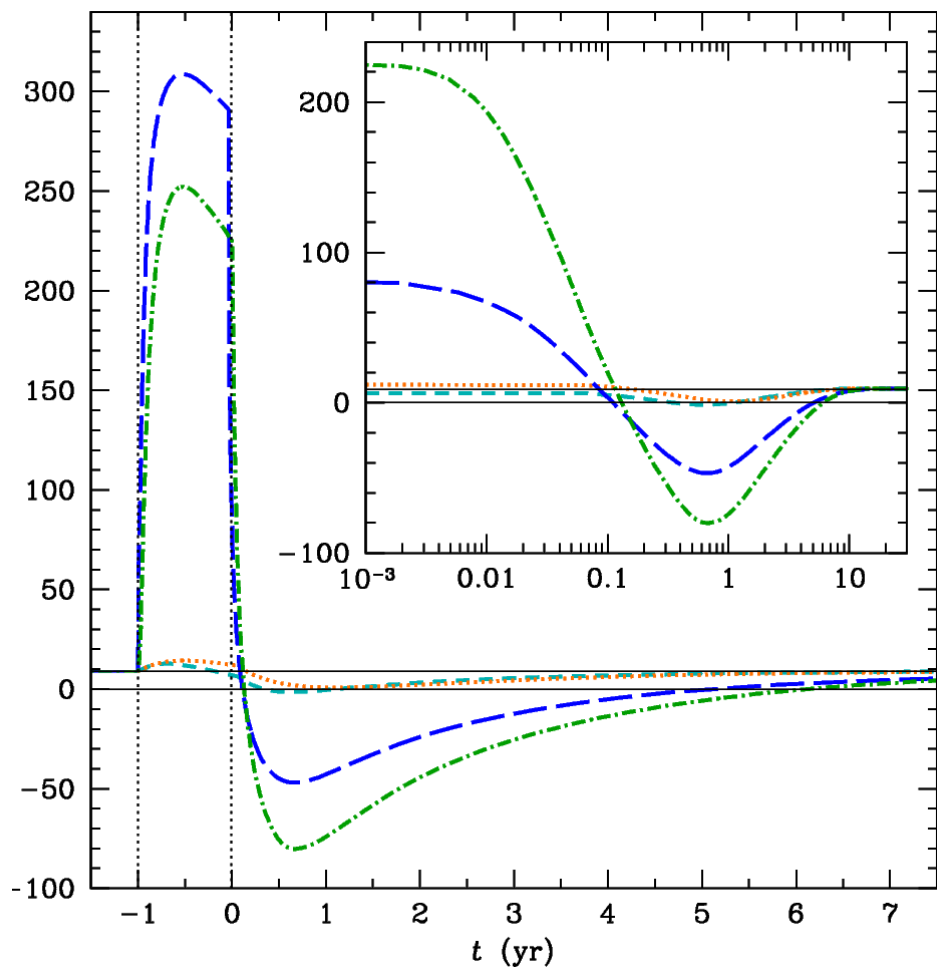


Потоки тепла через внешнюю и внутреннюю границы внутренней коры.

Разность потоков тепла из внешней коры наружу и внутрь

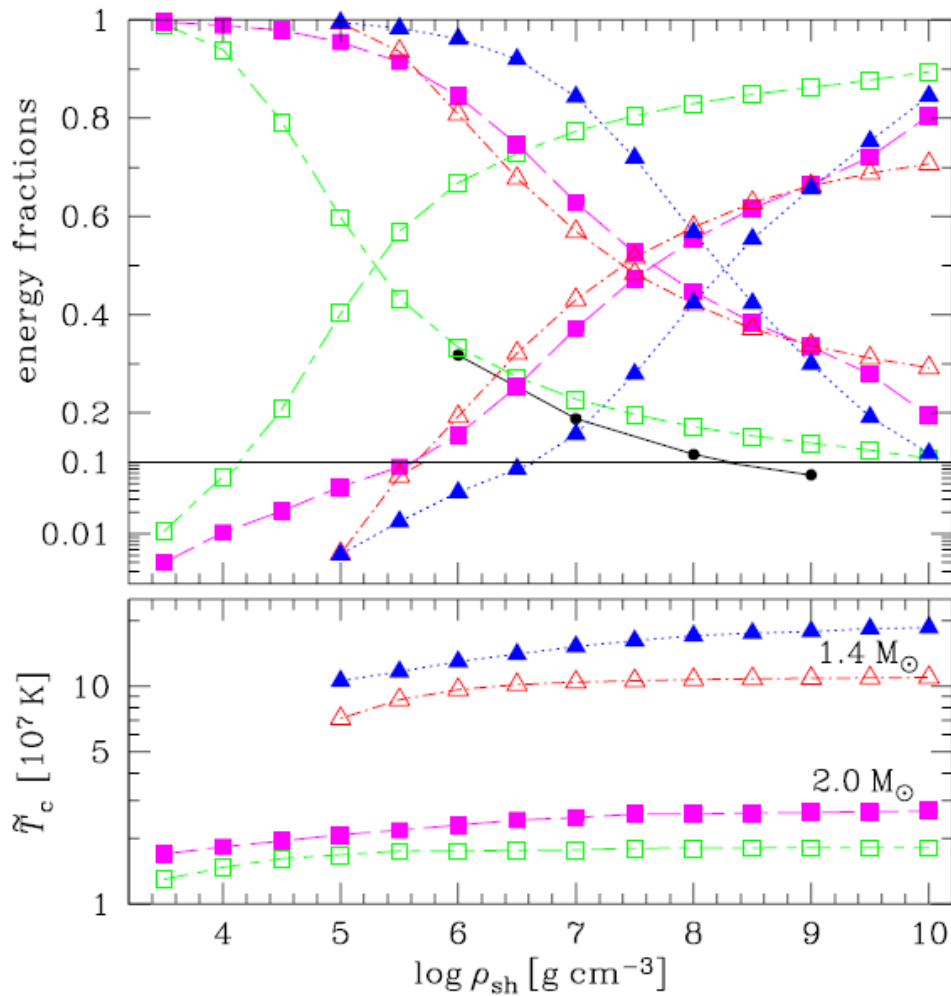


при традиционном глубоком прогреве



при максимальном мелком прогреве

Нагрев недр нейтронной звезды источниками тепла во внешней коре



Доли тепла, выделенного в узком слое вблизи плотности ρ_{sh} , стекающая к поверхности (снижающиеся зависимости) и к ядру звезды (повышающиеся зависимости) в стационарном состоянии.

Треугольники – $M = 1.4 M_{\odot}$, $R = 12.6 \text{ km}$, Fe.

Квадраты – $M = 2 M_{\odot}$, $R = 12.4 \text{ km}$. He.

Незаполненные квадраты и треугольники –

$$E_{\text{sh}} \times \dot{M} = 1 \text{ MeV} \times 10^{-10} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$$

$$H \approx 6 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$$

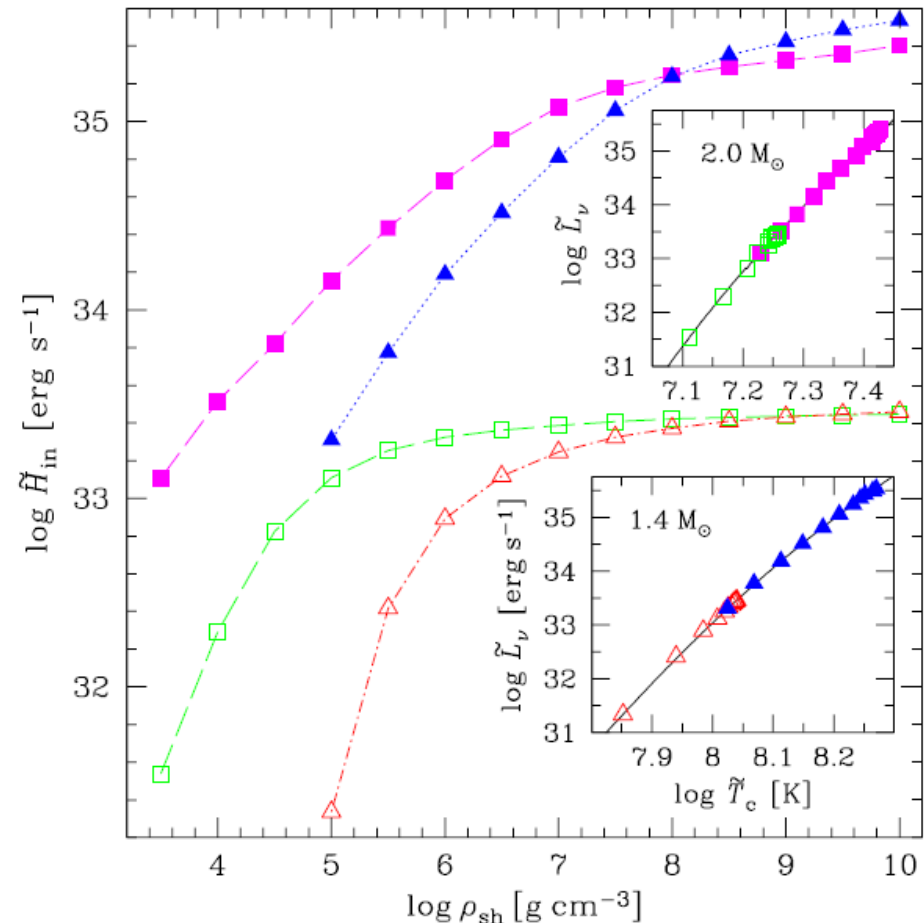
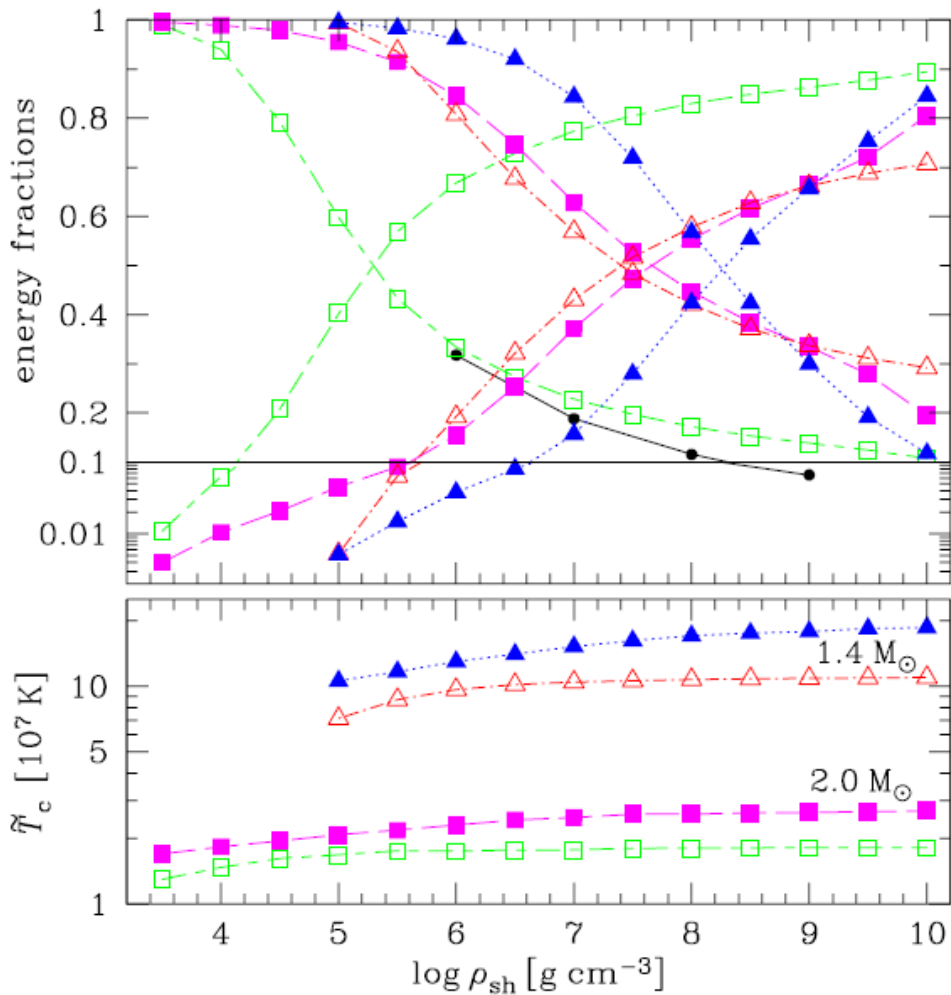
Заполненные квадраты и треугольники –

$$E_{\text{sh}} \times \dot{M} = 1 \text{ MeV} \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$$

$$H \approx 6 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$$

Температура у дна коры (с поправкой на красное смещение) для таких же источников тепла, как на верхнем рисунке.

Нагрев недр нейтронной звезды источниками тепла во внешней коре

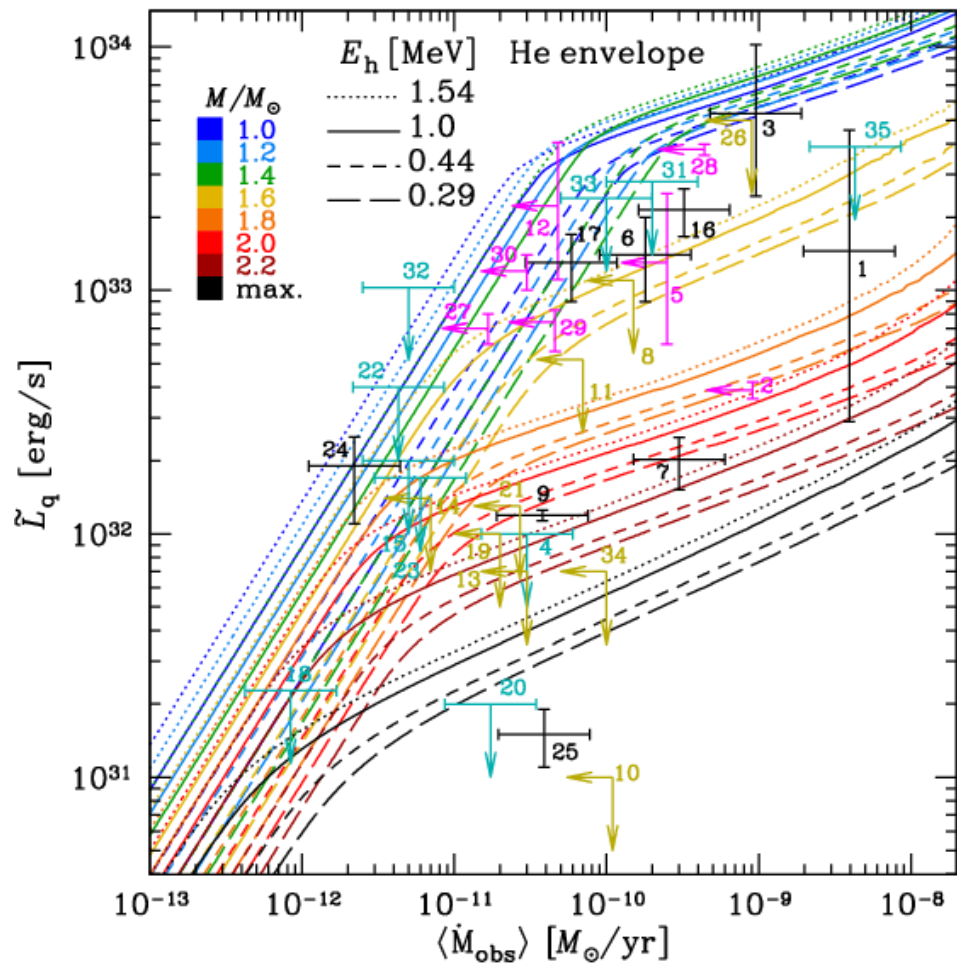
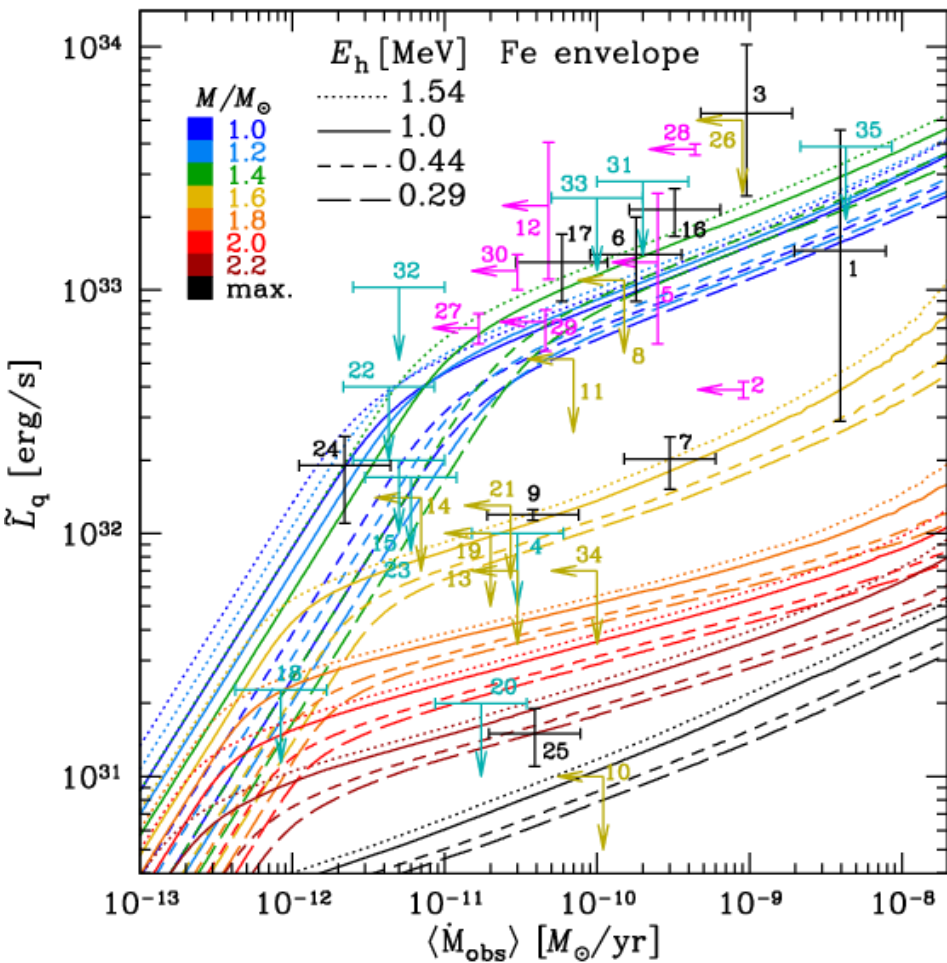


Вверху: Доли тепла, выделенного в узком слое вблизи плотности ρ_{sh} , стекающая к поверхности и к ядру звезды.
Внизу: Температура у дна коры.

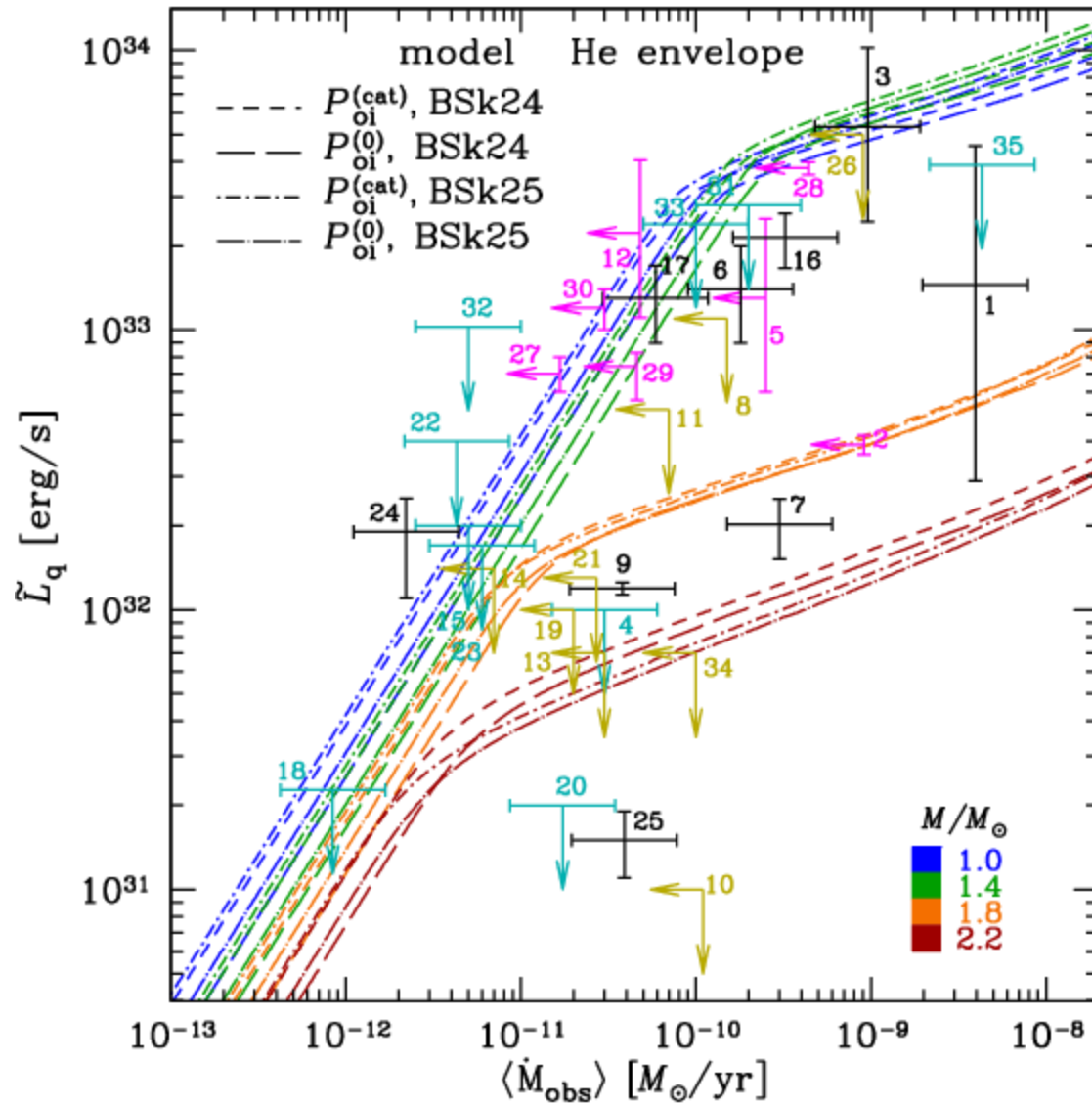
Логарифм мощности нагрева ядра звезды за счёт источников во внешней коре как функция глубины ρ_{sh} .
 Во врезках – логарифм полной нейтринной светимости как функция температуры ядра.

(Всё – с поправками на красное смещение.)

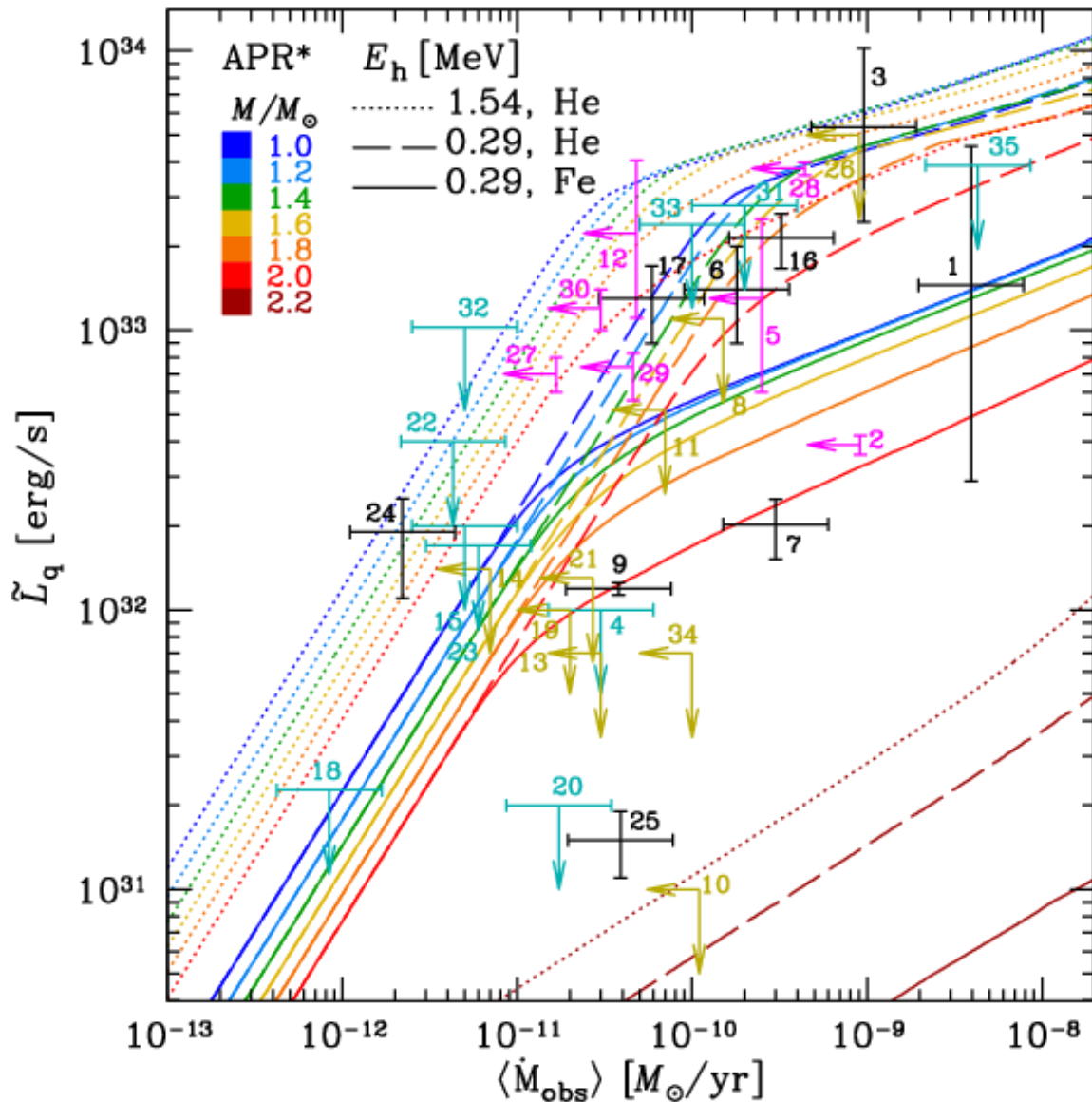
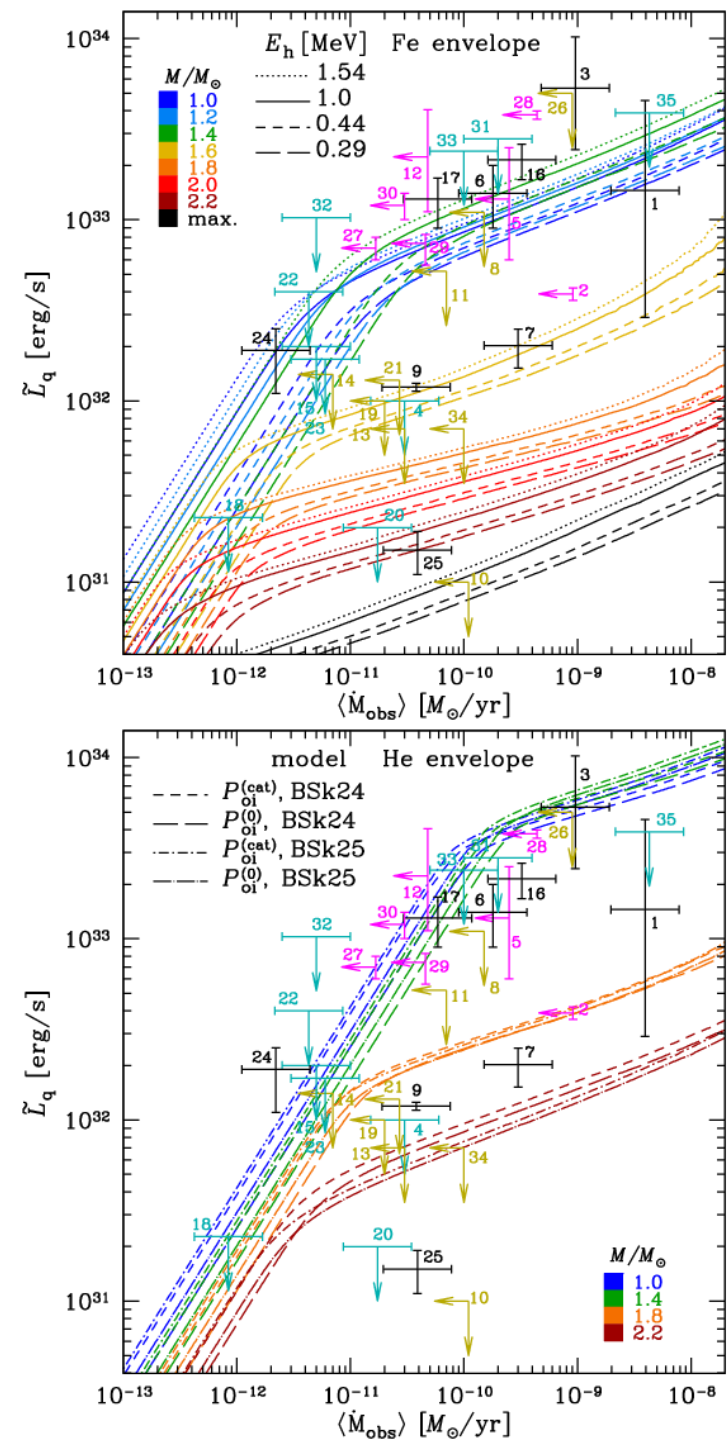
Зависимость кривых нагрева от состава теплоизолирующей оболочки



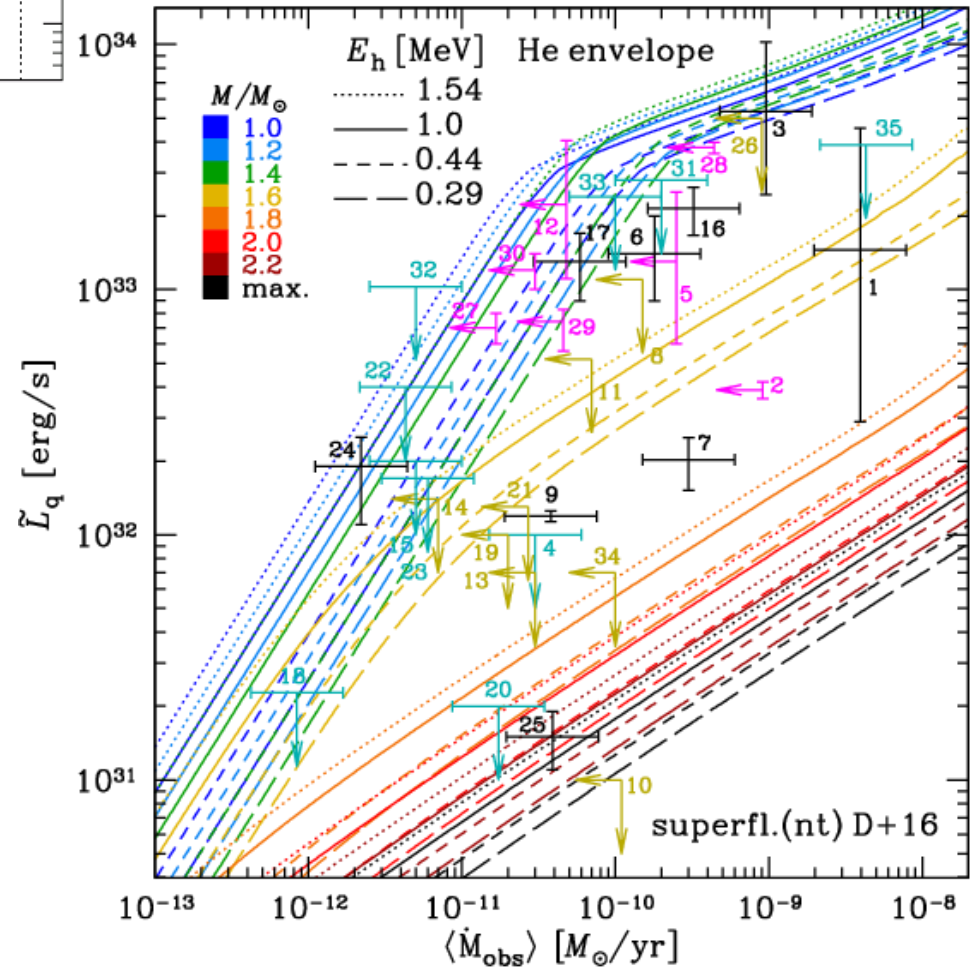
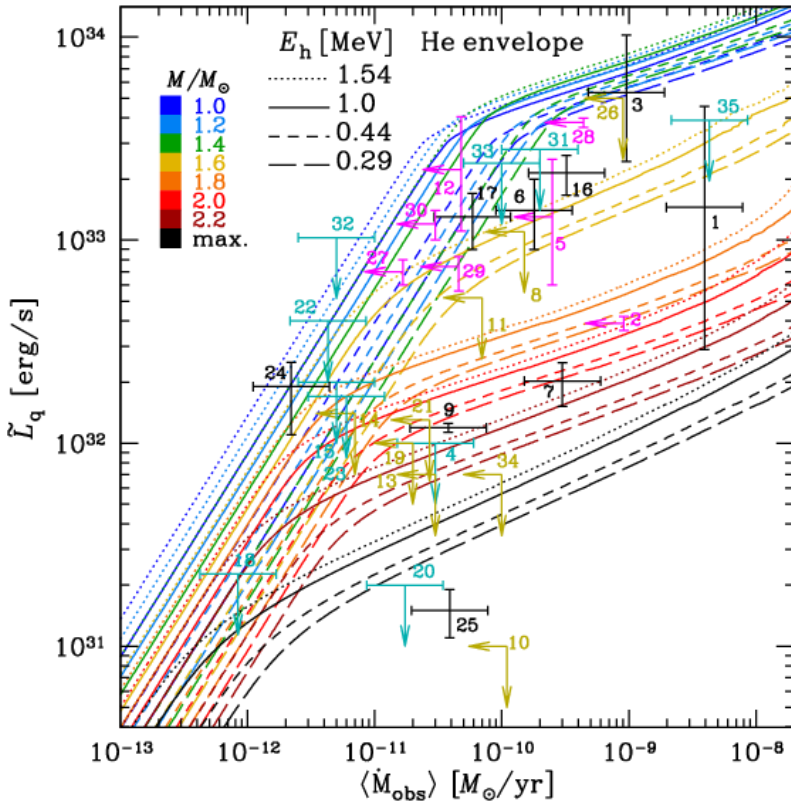
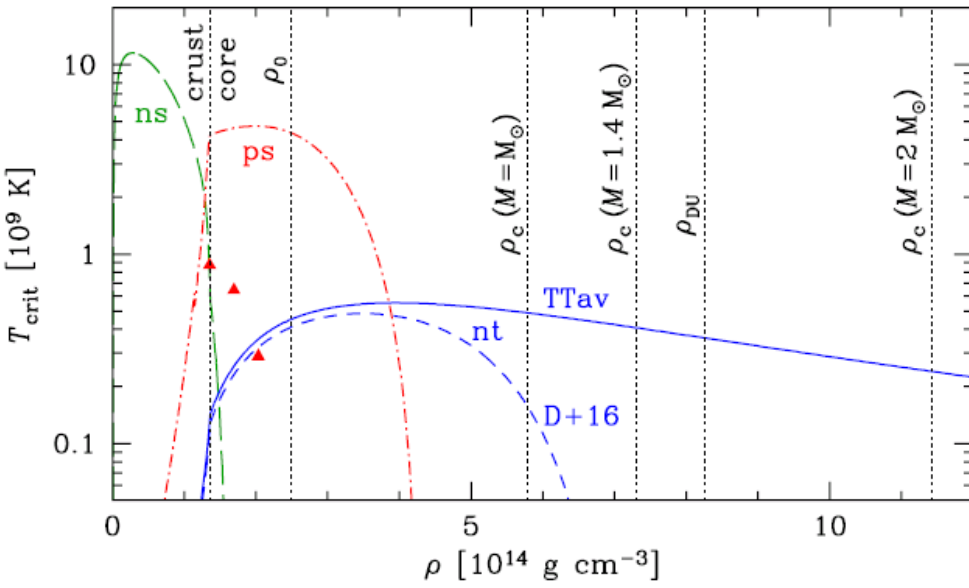
Зависимость кривых нагрева от модели уравнения состояния



Зависимость кривых нагрева от уравнения состояния и оболочки

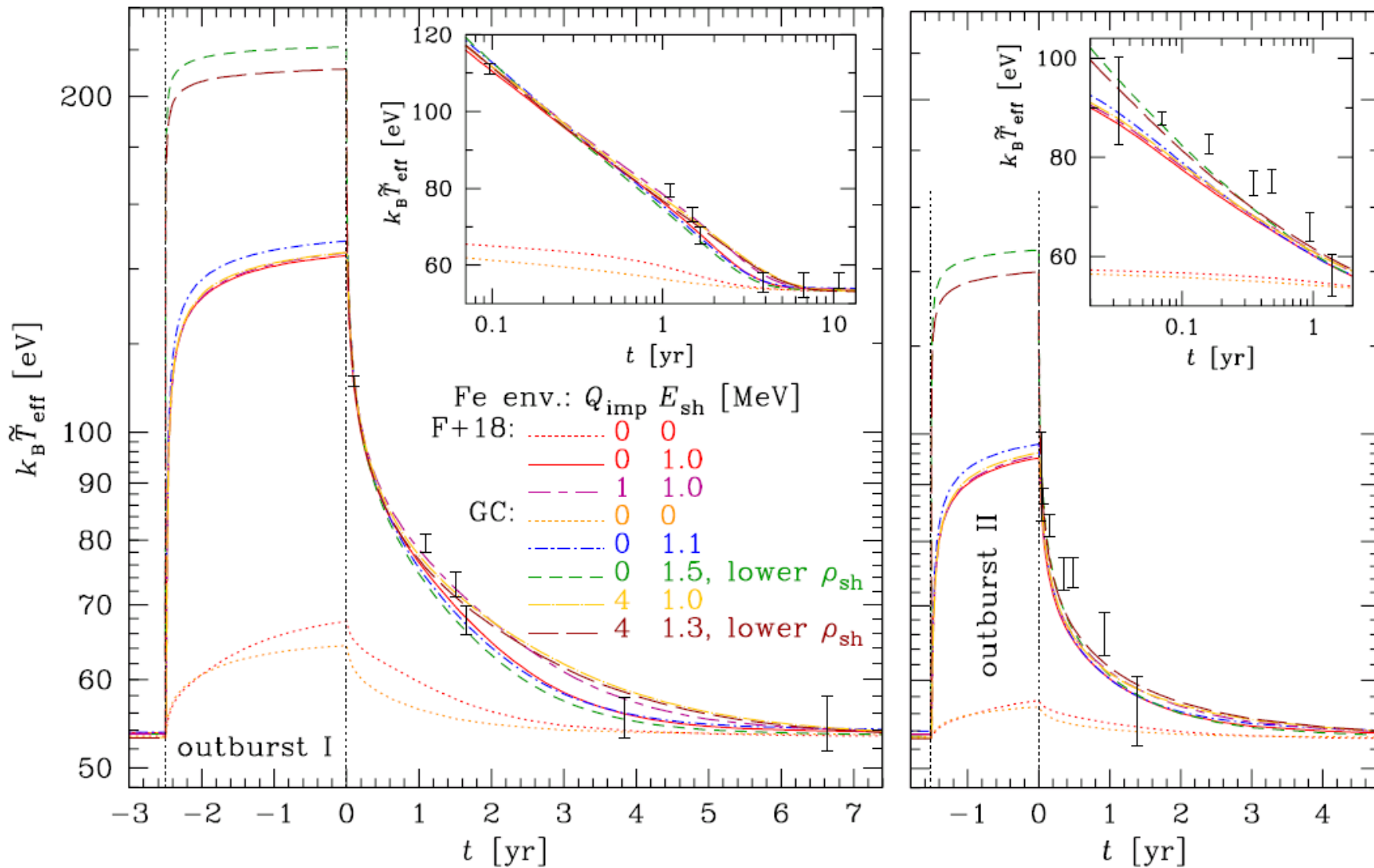


Зависимость кривых нагрева от модели сверхтекучести



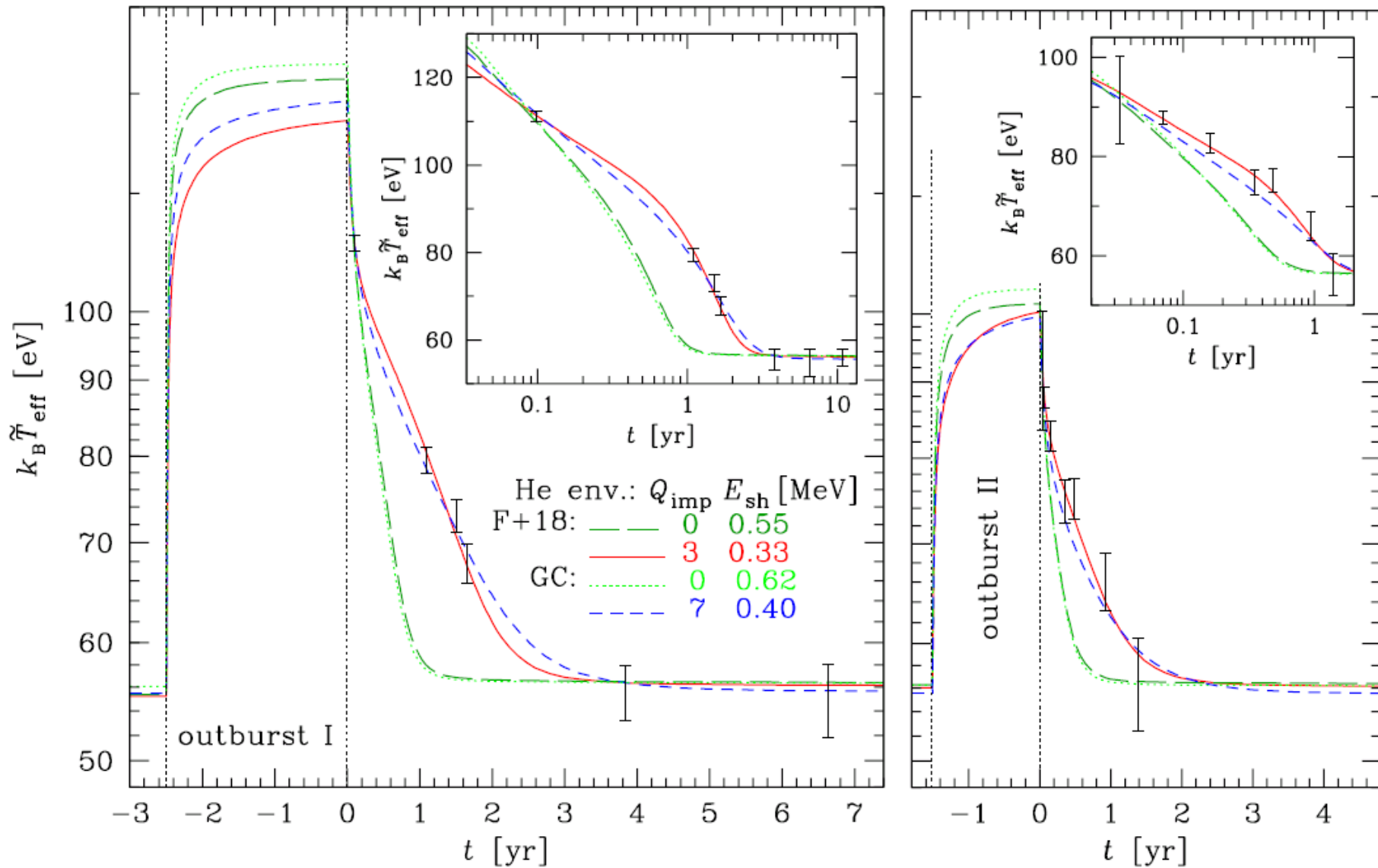
Нагрев и остывание коры транзientа на примере МХВ 1659 – 29

Случай оболочки с низкой теплопроводностью

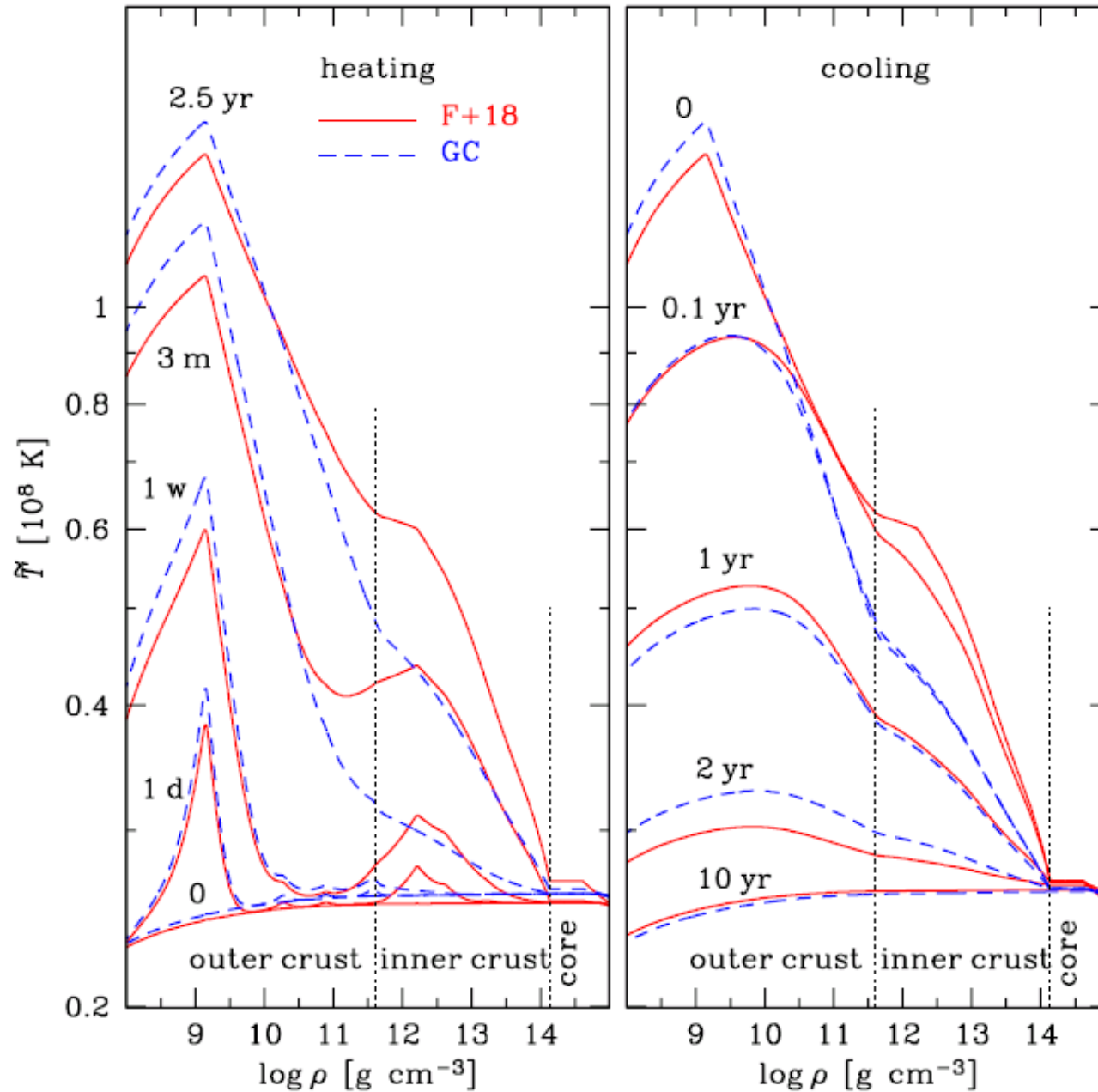


Нагрев и остывание коры транзientа на примере МХВ 1659 – 29

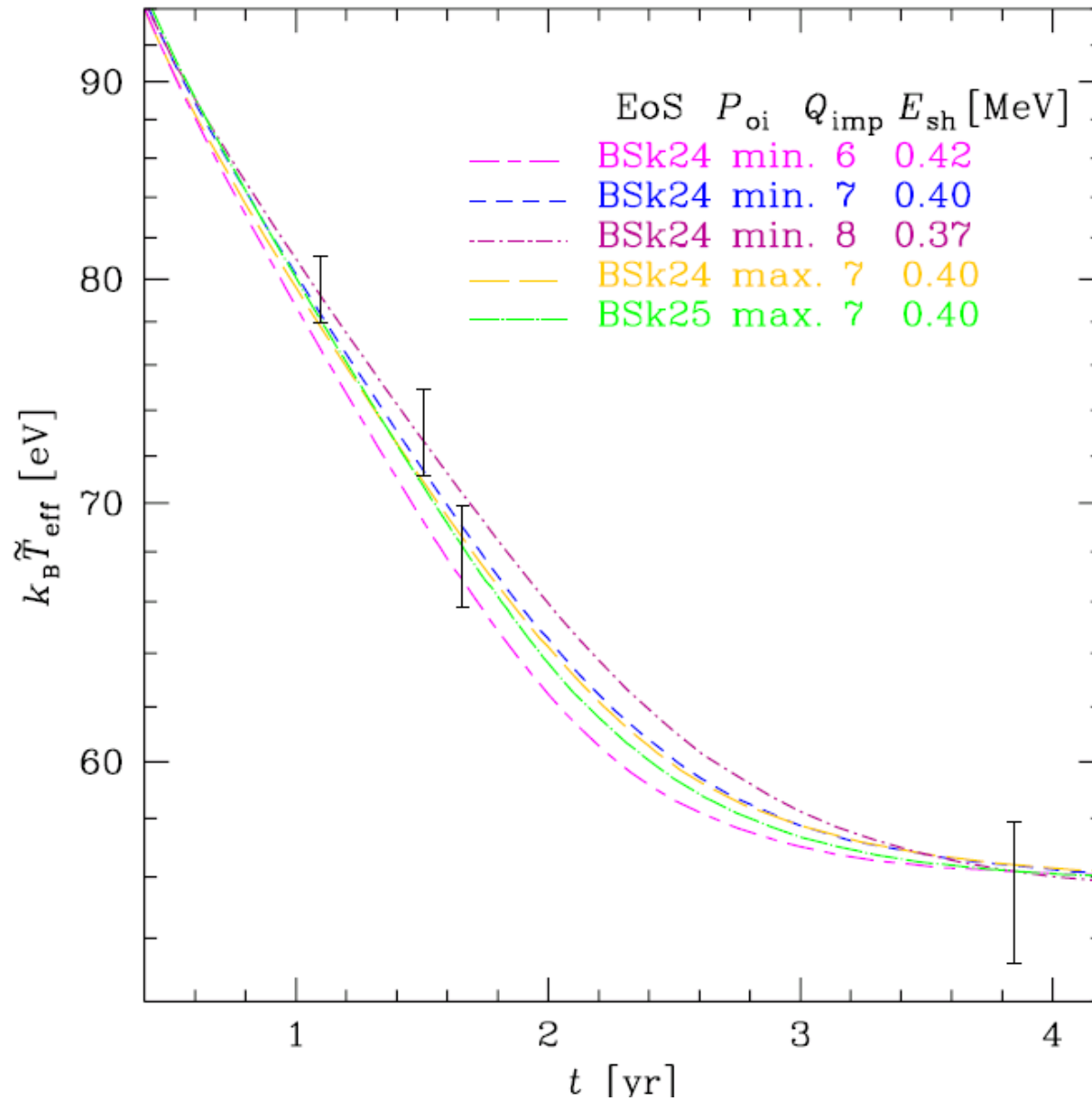
Случай оболочки с высокой теплопроводностью



Эволюция тепловой структуры коры нейтронной звезды в периоды вспышечной активности и между ними



Кривые остывания коры нейтронной звезды для разных вариантов модели с диффузией нейтронов



Выводы

1. Наблюдаемые квазиравновесные тепловые светимости мягких рентгеновских транзиентов можно описать как в рамках традиционной модели аккрецированной внутренней коры нейтронной звезды, так и в рамках термодинамически согласованной модели, учитывающей диффузию нейтронов. При этом в согласованной модели следует учитывать тепло, стекающее внутрь из внешней коры.
2. Нагрев и остывание транзиента МХВ 1659–29 также можно описать при помощи обеих моделей аккрецированной внутренней коры – как традиционной, так и учитывающей диффузию нейтронов, – но с разными значениями интенсивности «мелкого нагрева» и параметра неоднородности коры, уменьшающего теплопроводность.