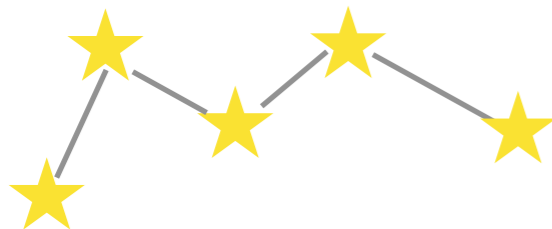


# Cassiopeia A 中性子星の 冷却曲線とアクシオン

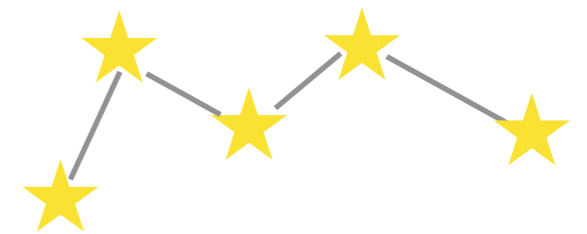
永田 夏海  
(東京大学)

基研研究会 PPP2018  
2018年8月10日

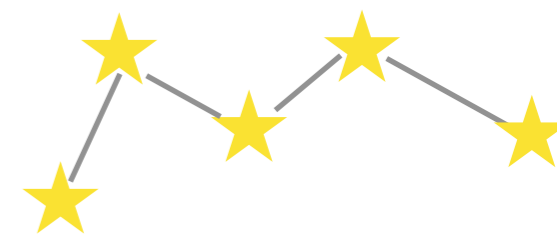


# Outline

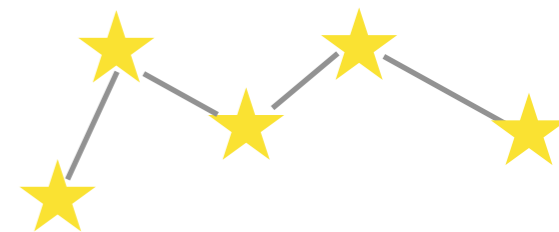
- ▶ Cas A 中性子星
- ▶ 中性子星標準冷却理論とCas A
- ▶ アクシオン放出による冷却
- ▶ まとめ



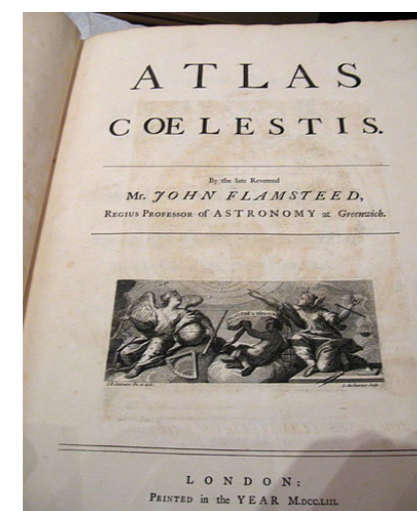
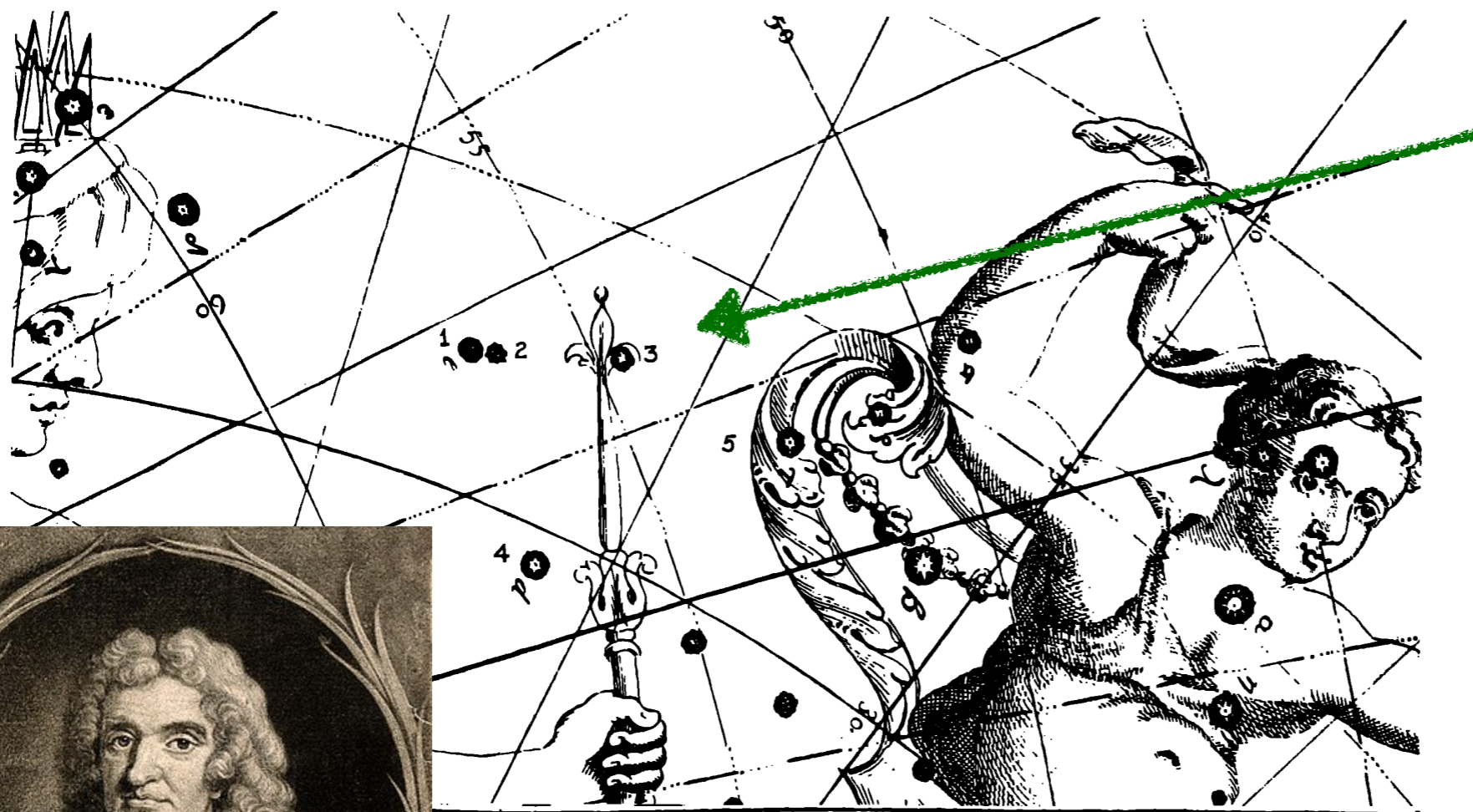
# Cas A 中性子星



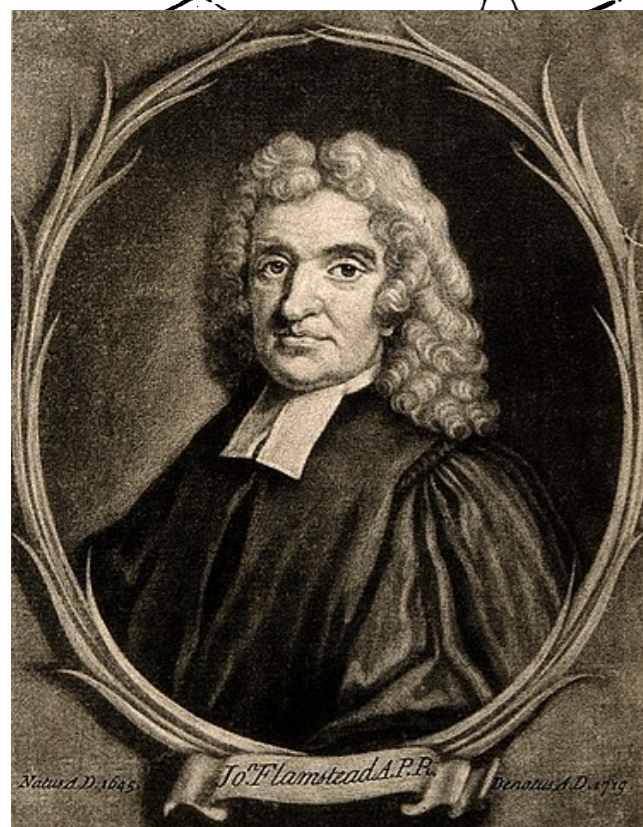
# 3 Cassiopeiae



3 Cassiopeiae

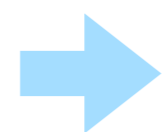


天球図譜 (1729)



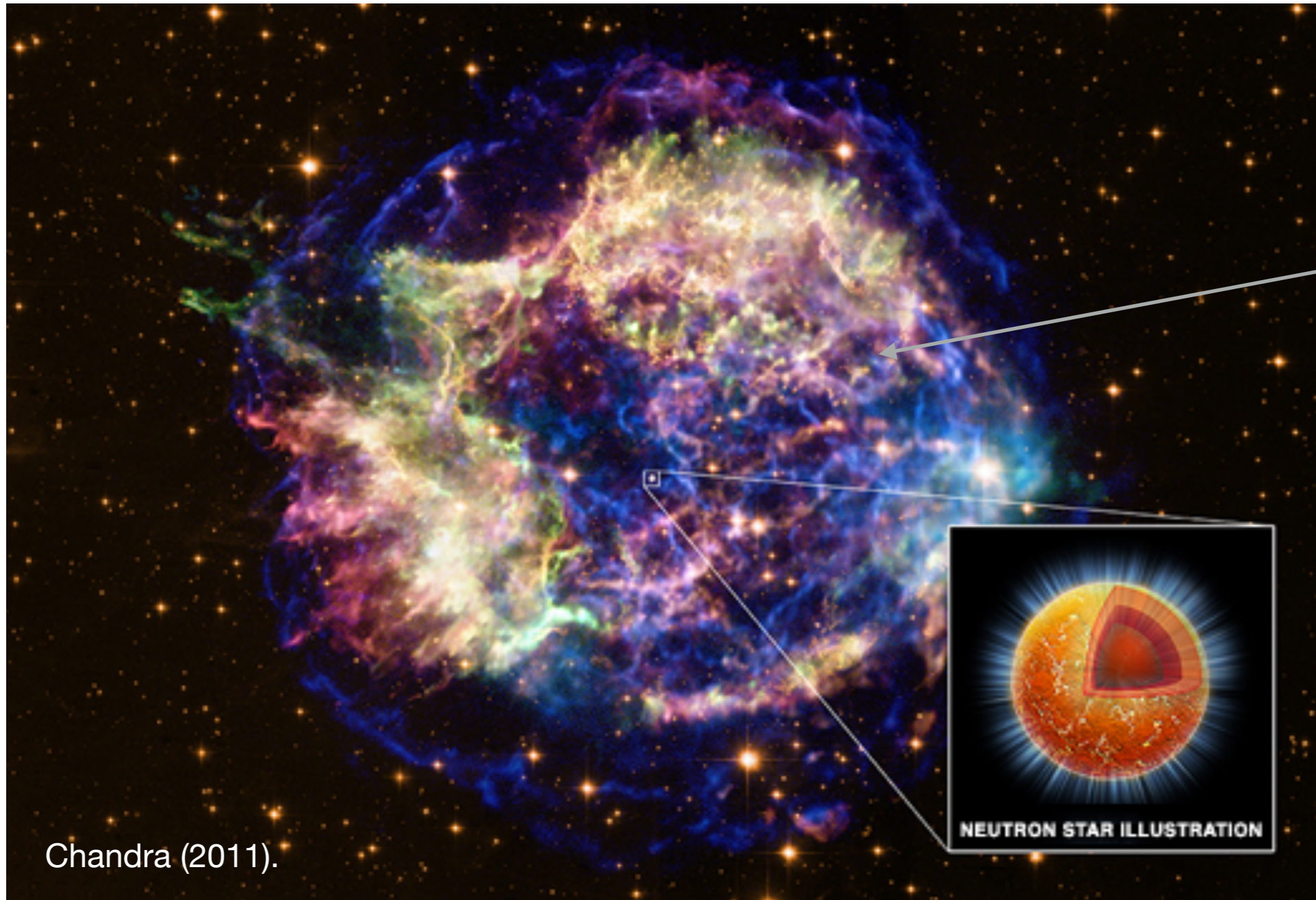
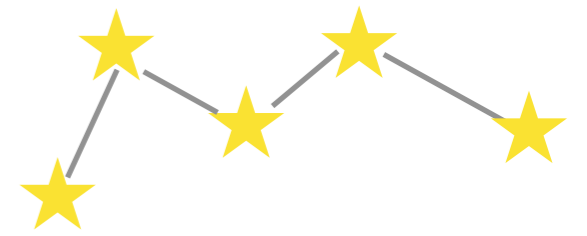
John Flamsteed  
初代王室天文官

1680年8月16日に 3 Cassiopeiae を記録した。



しかしながら、それ以後同じ場所に星が観測されることはなかった。

# Cassiopeia A (Cas A)



超新星残骸

$$d = 3.4^{+0.3}_{-0.1} \text{ kpc}$$

超新星残骸の運動から、爆発年は  $1681 \pm 19$  年と推定された。

中心部に中性子星が発見された。

# Cas A NS Cooling

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL LETTERS, 719:L167–L171, 2010 August 20  
© 2010. The American Astronomical Society. All rights reserved. Printed in the U.S.A.

## DIRECT OBSERVATION OF THE COOLING OF THE CASSIOPEIA A NEUTRON STAR

CRAIG O. HEINKE<sup>1</sup> AND WYNN C. G. HO<sup>2</sup>

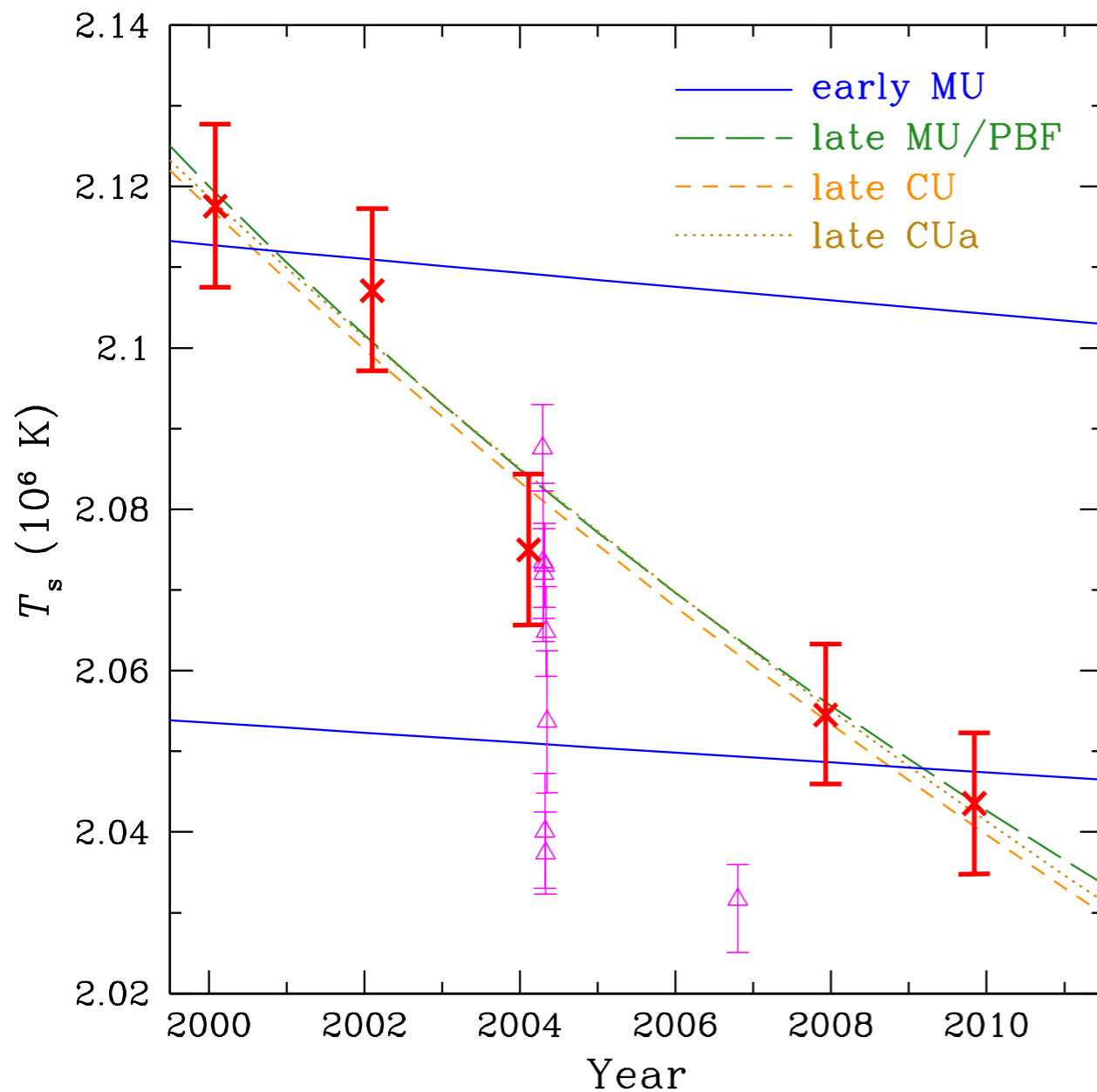
<sup>1</sup> Department of Physics, University of Alberta, Room 238 CEB, Edmonton, AB T6G 2G7, Canada; [heinke@ualberta.ca](mailto:heinke@ualberta.ca)

<sup>2</sup> School of Mathematics, University of Southampton, Southampton SO17 1BJ, UK; [wynnho@slac.stanford.edu](mailto:wynnho@slac.stanford.edu)

Received 2010 April 14; accepted 2010 July 8; published 2010 August 2



Chandra



中性子星の表面温度の減少が  
直接観測された。

# Today's topic

- Cas A 中性子星の冷却曲線は、標準冷却理論によって記述しうる。

D. Pager, M. Prakash, J. M. Lattimer, and A. W. Steiner, Phys. Rev. Lett. **106**, 081101 (2011);  
See also, P. S. Shternin, D. G. Yakovlev, C. O. Heinke, W. C. G. Ho, and D. J. Patnaude, MNRAS **412**, L108 (2011).

中性子の超流動相転移が重要な役割を担う。

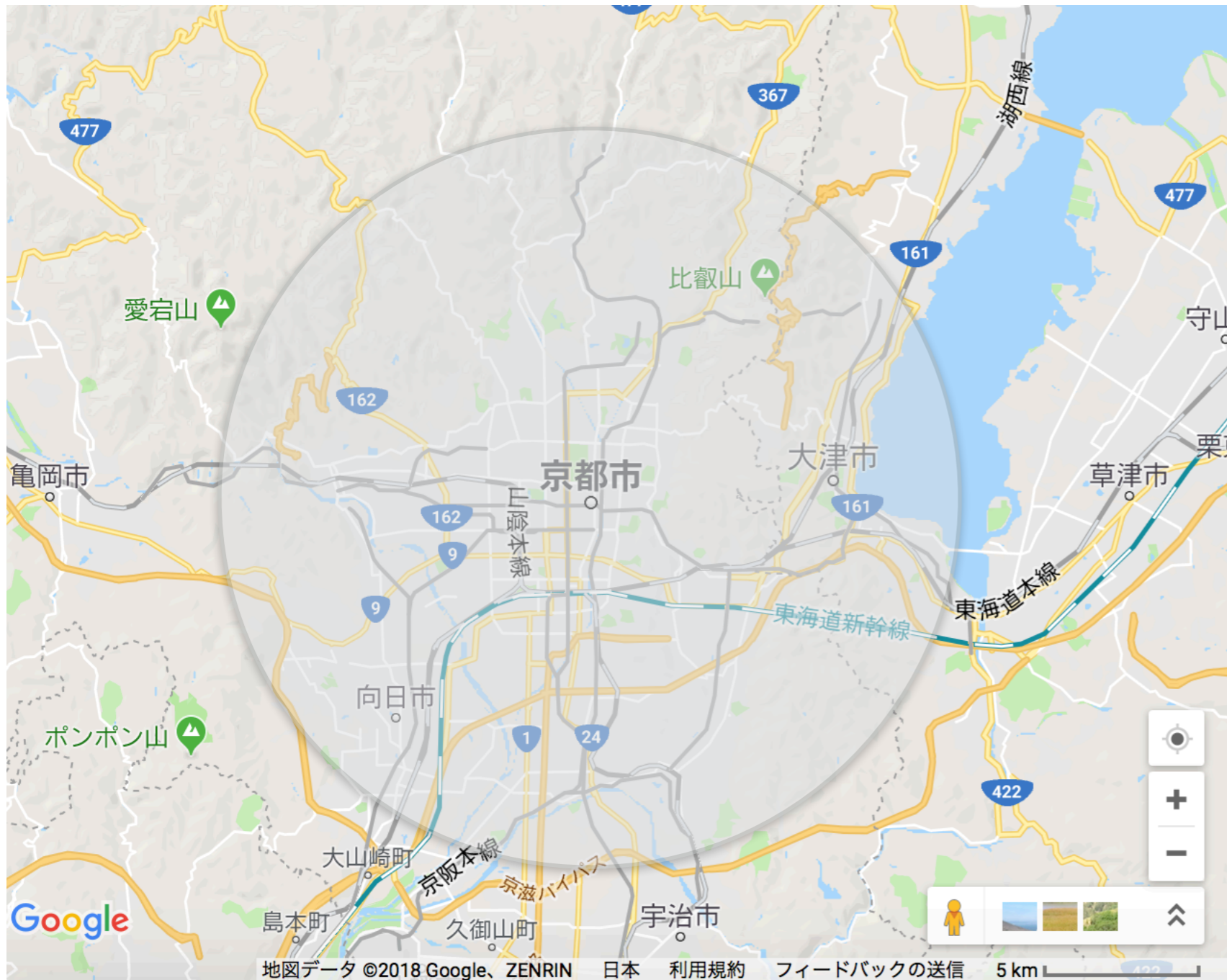
- アクシオン放出などの冷却源が加わると、理論予言が観測と合わなくなる。

そのような冷却源に対し制限を与える。

# 中性子星標準冷却理論とCas A



# Size of neutron star vs Kyoto



▶ 半径およそ10 km

▶ 1-2 太陽質量

原子核密度くらいの  
超高密度！

● 中性子，陽子，電子は全てフェルミ縮退。

● 中性子，陽子は超流動・超伝導状態にある。

# Standard Cooling

## 温度発展の方程式

$$C(T) \frac{dT}{dt} = -L_\nu - L_\gamma - L_{\text{cool}}$$

$C(T)$ : 中性子星の熱容量

$L_\nu$ : ニュートリノ放出ルミノシティ

$L_\gamma$ : 光子放出ルミノシティ

$L_{\text{cool}}$ : 他の冷却源のルミノシティ

## 光子放出

$$L_\gamma = 4\pi R^2 \sigma_{\text{SB}} T_s^4 \quad \text{およそ十萬歳以降に支配的。}$$

## ニュートリノ放出 十萬歳以前に支配的。

- ▶ Direct Urca process (逆)  $\beta$ 崩壊。重い星でのみ起こる。
- ▶ Modified Urca process 支配的。
- ▶ 制動放射
- ▶ **PBF**過程。核子のクーパー対が生じた直後に起き、ニュートリノ放出を増大させる。

# Pairing effects on neutron star cooling

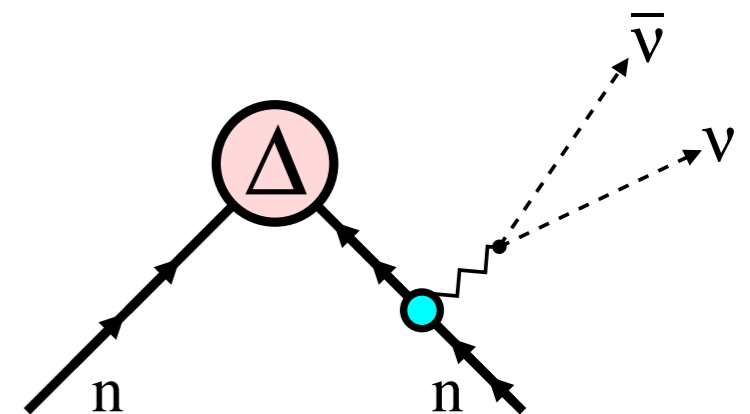
中性子星内の核子はクーパー対を形成する。

- ▶ 中性子一重項  $^1S_0$  地殻でのみ生じる。
- ▶ 陽子一重項  $^1S_0$  内部（核）で生じるので重要となる。
- ▶ 中性子三重項  $^3P_2$

## クーパー対の影響

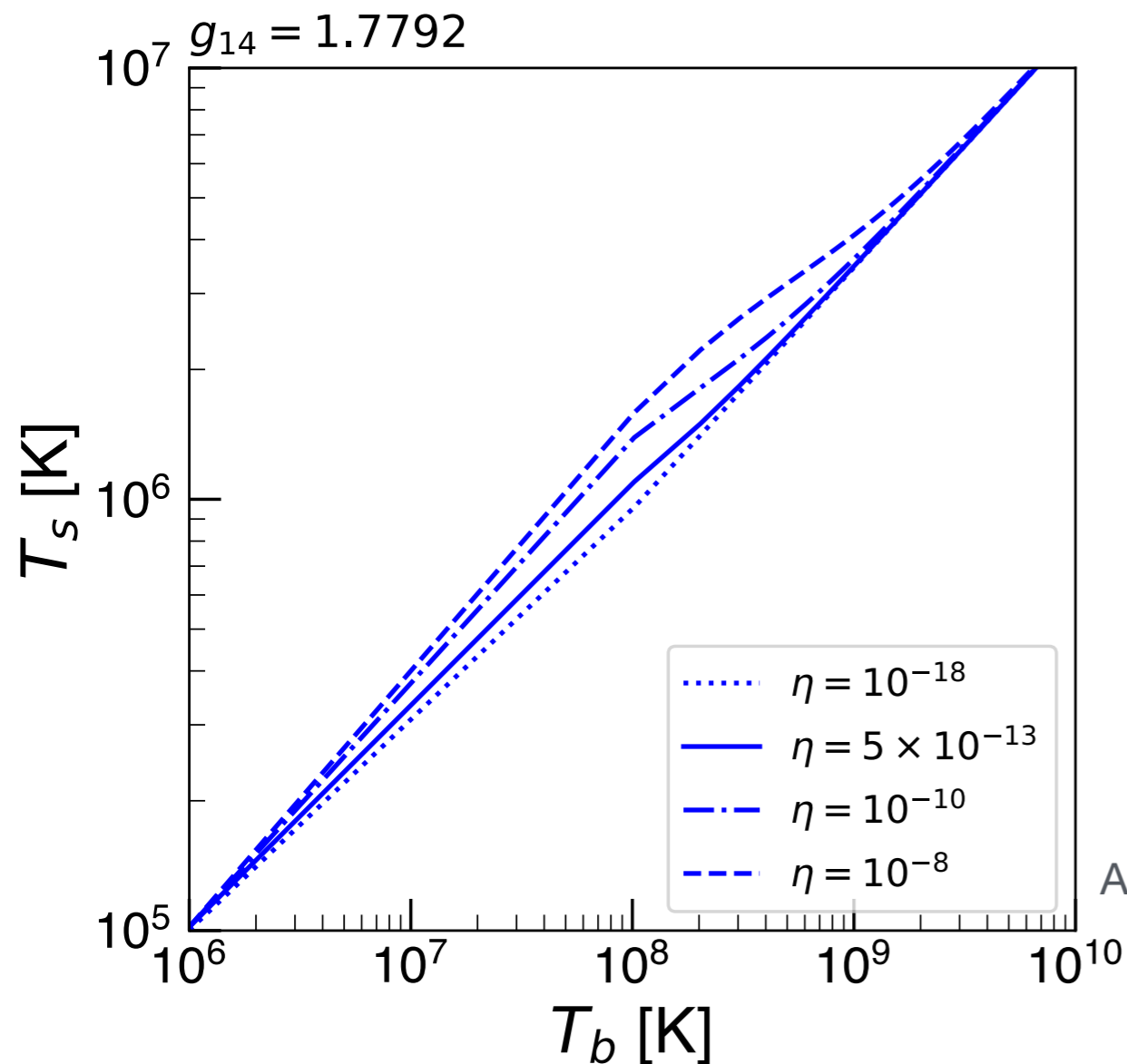
- ▶ ニュートリノの放射を抑制する。 エネルギー・ギャップのため。
- ▶ クーパー対が壊れて再形成する (PBF) 際にニュートリノを放射する。

相転移温度よりわずかに低い温度でのみ生じ、ニュートリノ放出をその間増大させる。



# Surface temperature

観測されるのは中性子星の表面温度なので、これを内部温度と関連付けなければならない。



この関係式は、表面層に含まれる軽元素量に強く依存する。

軽元素量を表すパラメーター

$$\eta \equiv g_{14}^2 \Delta M / M$$

$\Delta M$ : 軽元素の質量

$g_{14}$ : 表面重力 [ $10^{14} \text{ cm s}^{-2}$ ].

A. Y. Potekhin, G. Chabrier, and D. G. Yakovlev, A&A **323**, 415 (1997).

軽元素量が増えると表面温度は高くなる。

軽元素の熱伝導性が高いため。

# Slow neutrino emission

熱発展方程式

$$C(T) \frac{dT}{dt} = -L_\nu$$

熱容量

$$C(T) = C_9 T_9, \quad C_9 \sim 10^{39} \text{ erg} \cdot \text{K}^{-1}$$

$$T_9 = T / (10^9 \text{ K})$$

modified Urca + 制動放射

$$L_\nu = L_9 T_9^8, \quad L_9 \sim 10^{40} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$$

➔ 
$$T_9 = \left( \frac{C_9 \cdot 10^9 \text{ K}}{6L_9 t} \right)^{\frac{1}{6}} \sim \left( \frac{1 \text{ year}}{t} \right)^{\frac{1}{6}}$$

内部温度の時間依存性は  $T \propto t^{-\frac{1}{6}}$

表面温度と内部温度の関係式

$$T_9 \simeq 0.1288 \times \left( \frac{T_{s6}^4}{g_{14}} \right)^{0.455}$$

$$T_{s6} = T_s / (10^6 \text{ K})$$

# Slow neutrino emission and Cas A NS

表面温度の時間依存性は  $T_s \propto t^{-0.09}$

➔ 10年で0.3%しか減少しない。

Cas A 中性子星の温度減少を説明することはできない。

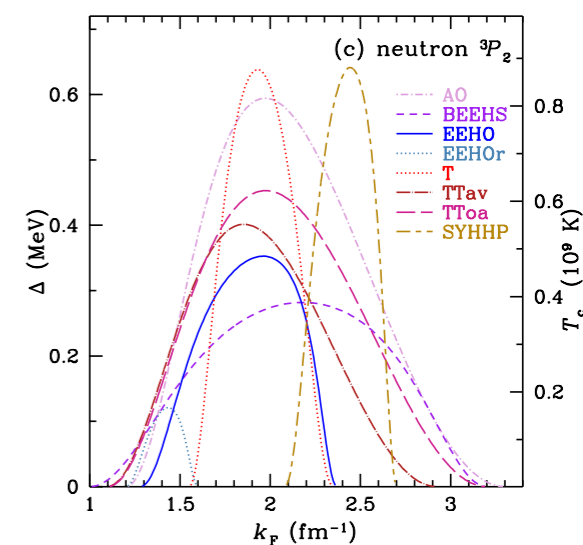
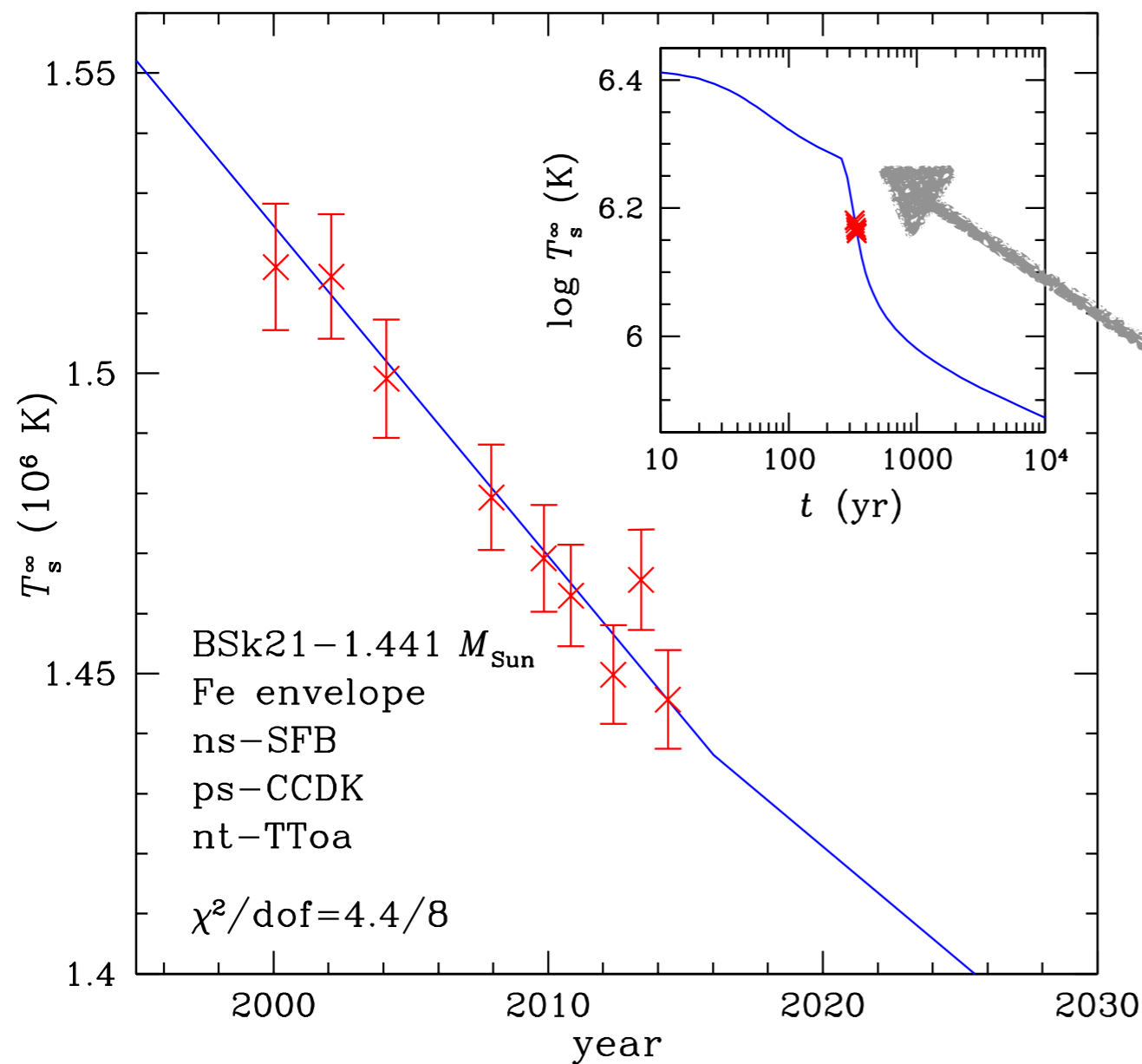
## 解決策

**PBF** によってニュートリノ放射を増幅させる。

この過程は臨界温度近傍でしか働かないので、超流動相転移温度がCas A 中性子星の内部温度よりも少しだけ高い場合にのみこのシナリオは実現可能。

# Fit with minimal cooling

標準冷却理論によるCas A 中性子星表面温度のフィットが行われた。



中性子三重項超流動の臨界温度を  $T_C^{(n)} \gtrsim 5 \times 10^8 \text{ K}$  にとった。

➡ PBFはつい最近始まった。

Cas A 中性子星の冷却曲線は説明可能。

# Cooling source and Cas A NS

もしも他に冷却源があったならば、中性子星の温度は標準冷却の場合よりも低くなる。

→ 冷却源の効果が強すぎると、Cas A中性子星観測時の温度よりも低い温度が予想されることになる。

→ このような冷却源に対し観測結果は制限を与える！

以下では、冷却源として**アクシオン**放出を考察する。



アクシオン放出による冷却

# Axion

アクシオン: Peccei-Quinn 対称性に伴うNGボソン。

R. D Peccei and H. R. Quinn (1977);  
S. Weinberg (1978); F. Wilczek (1978).

## 有効ラグランジアン

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu a)^2 + \frac{a}{f_a} \frac{\alpha_s}{8\pi} G_{\mu\nu} \tilde{G}^{\mu\nu} + \sum_q \frac{C_q}{2f_a} \bar{q} \gamma^\mu \gamma_5 q \partial_\mu a + \dots$$

$f_a$ : アクシオン崩壊定数

## アクシオン・核子有効結合定数

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \sum_{N=p,n} \frac{C_N}{2f_a} \bar{N} \gamma^\mu \gamma_5 N \partial_\mu a$$

$$C_N = \sum_{q=u,d,s} \left( C_q - \frac{m_*}{m_q} \right) \Delta q^{(N)}$$

## 核子行列要素

$$2s_\mu^{(N)} \Delta q^{(N)} \equiv \langle N | \bar{q} \gamma_\mu \gamma_5 q | N \rangle$$

$$m_* \equiv \frac{m_u m_d m_s}{m_u m_d + m_u m_s + m_d m_s}$$

# Axion-nucleon couplings

KSVZ axion model J. E. Kim (1970); M. A. Shifman, A. I. Vainshtein, V. I. Zakharov (1980).

$$C_q = 0 \quad \rightarrow \quad C_p = -0.47(3), \quad C_n = -0.02(3)$$

誤差の範囲内で  $C_n$  はゼロになりうる。

DFSZ axion model A. R. Zhitnitsky (1980); M. Dine, W. Fischler, M. Srednicki (1981).

$$C_{u,c,t} = \frac{1}{3} \cos^2 \beta, \quad C_{d,s,b} = \frac{1}{3} \sin^2 \beta$$

$$\rightarrow C_p = -0.182(25) - 0.435 \sin^2 \beta$$

$$C_n = -0.160(25) + 0.414 \sin^2 \beta$$

一般にどちらも同程度の値。

# Axion emission processes

## アクシオンの放出過程

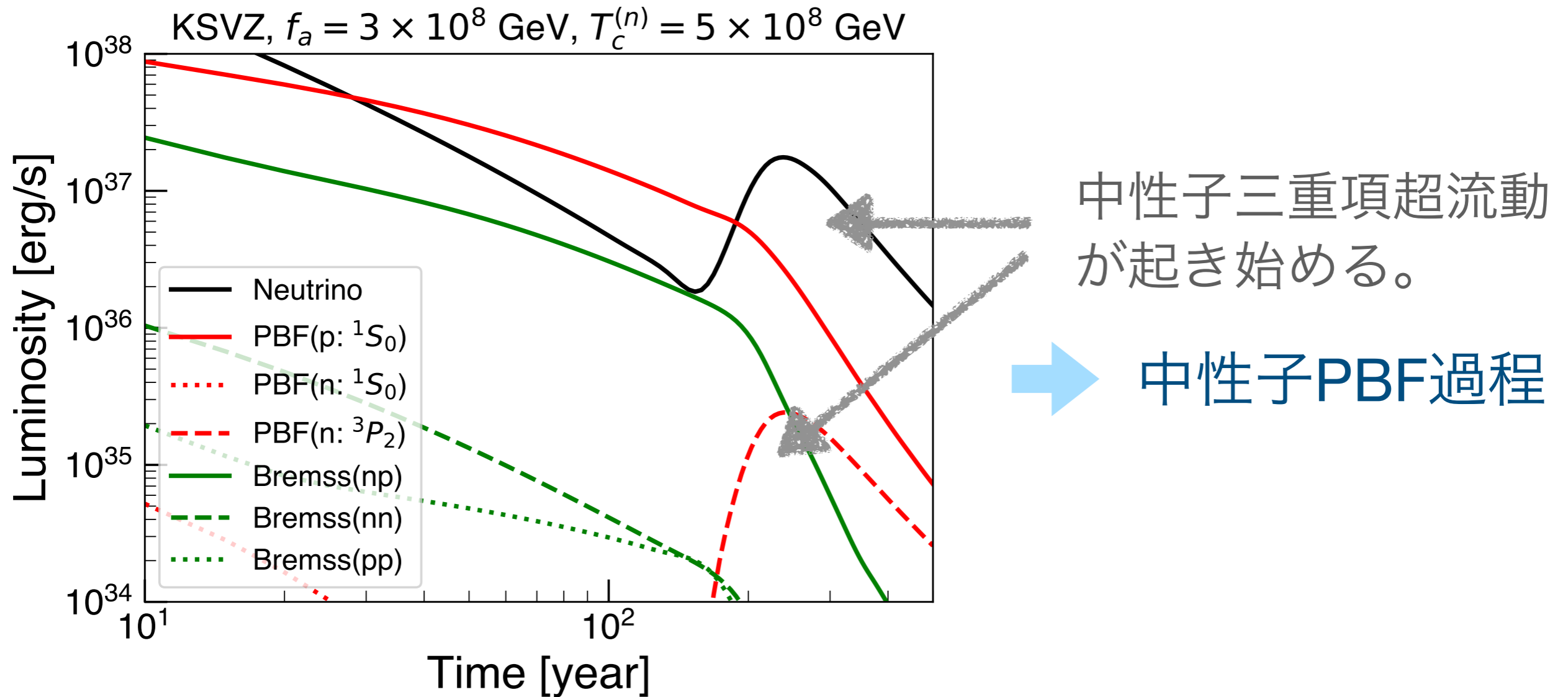
- ▶ PBF
- ▶ 制動放射

NSCoolなるpublic codeにこれらの過程を組み込んだ。

## もろもろの詳細

- ▶ APR 状態方程式
- ▶ 中性子星質量:  $M = 1.4M_{\odot}$
- ▶ 中性子  $^1S_0$  ギャップ: SFB model あまり結果に影響しない。
- ▶ 陽子  $^1S_0$  ギャップ: CCDK model  
十分大きなギャップさえあれば何を選んでもだいたい一緒。
- ▶ 中性子  $^3P_2$  ギャップ  
ギャップの高さ ( $\propto T_c$ ) ・ 幅をフリー・パラメーターとした。

# Luminosity of axion emission

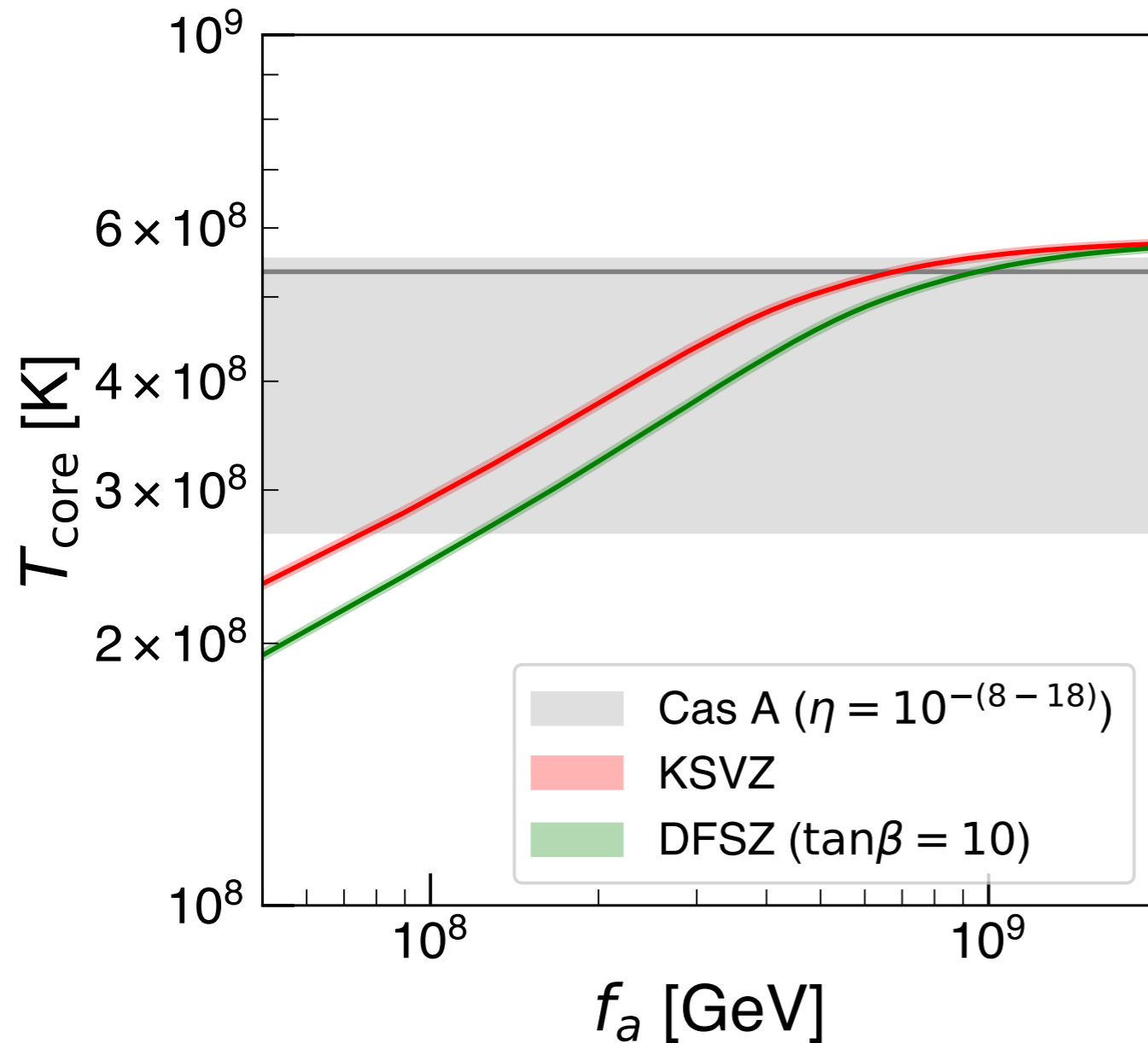


アクシオン放出がニュートリノ放出と同程度に強くなりうる。

$C_n \simeq 0$  でもアクシオンは十分な強度で放出される。

# Core temperature of Cas A NS

Cas A 中性子のコア温度 (2000年1月30日)



←  $\eta = 5 \times 10^{-13}$

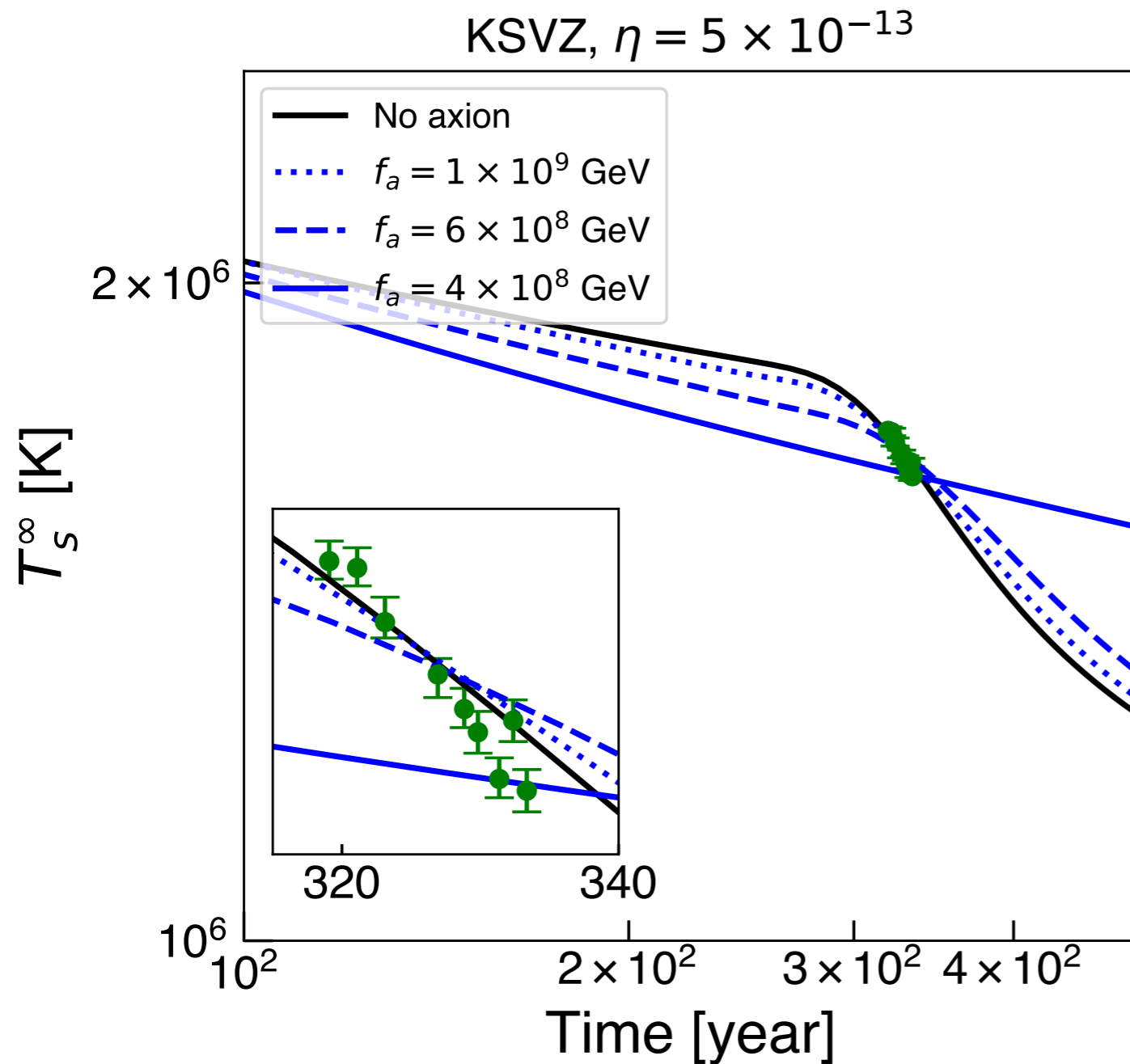
幅:  $t = 300 - 338$  年 (誤差)

中性子三重項超流動なし

$f_a \lesssim$  a few  $\times 10^8$  GeV のとき, コア温度は低くなりすぎる。

表面層に含まれる軽元素の量により大きな不定性が生じる。

# Cooling curves vs data



得られた制限

$$f_a \gtrsim 5 \text{ (7)} \times 10^8 \text{ GeV}$$

KSVZ (DFSZ,  $\tan\beta = 10$ )

Cf.) SN1987A

$$f_a \gtrsim 4 \times 10^8 \text{ GeV (KSVZ)}$$

既存の制限と同程度に強い制限が得られた。

まとめ

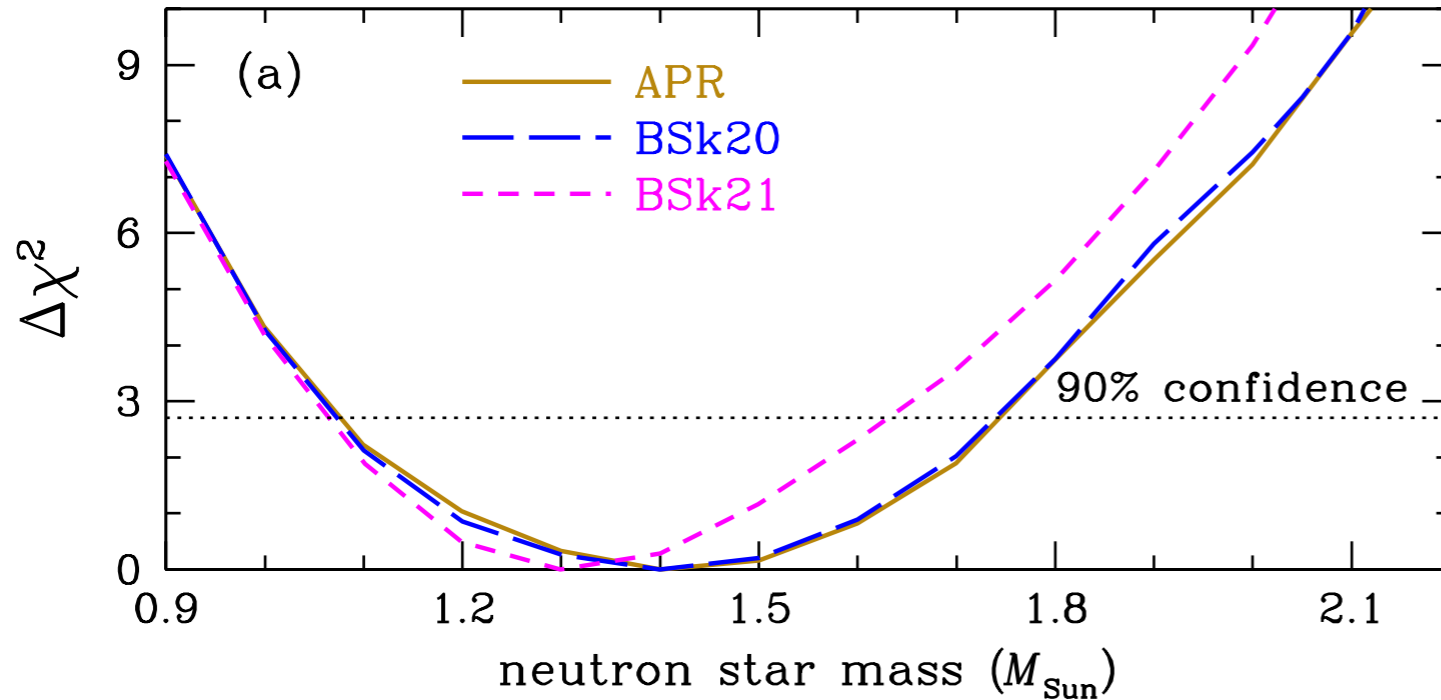


# Conclusion

- Cas A 中性子星の冷却曲線は、標準冷却理論によって記述しうる。
- 冷却源が加わると理論予言が観測と合わなくなるため、これに対し制限が課される。
- アクシオンに対し既存の制限と同じくらい強い制限が得られるとわかった。

**Backup**

# Spectral fit of Cas A NS



K. G. Elshamouty, C. O. Heinke, W. C. Ho, A. Y. Potekhin, Phys. Rev. **C91**, 015806 (2015).

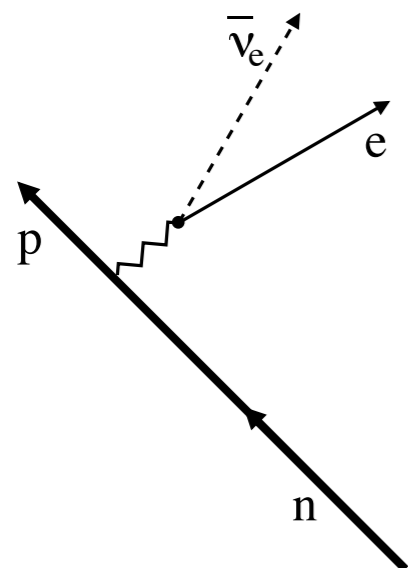
- ▶ 磁場なしの炭素大気モデルによってCas A 中性子星のX線スペクトルをうまくフィットできる。

C. O. Heinke, W. C. Ho, Nature **462**, 71 (2009).

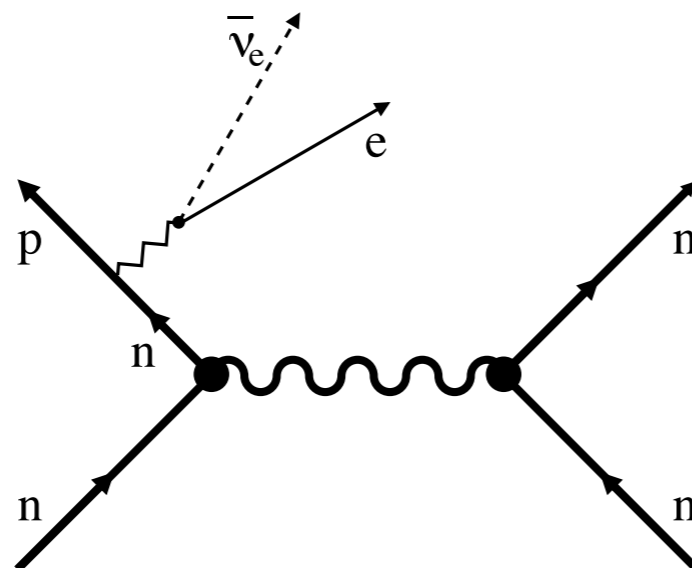
- ▶ 重力赤方偏移の効果を用いて中性子星の質量を見積もれる。

$$M \simeq (1.4 \pm 0.3)M_{\odot}$$

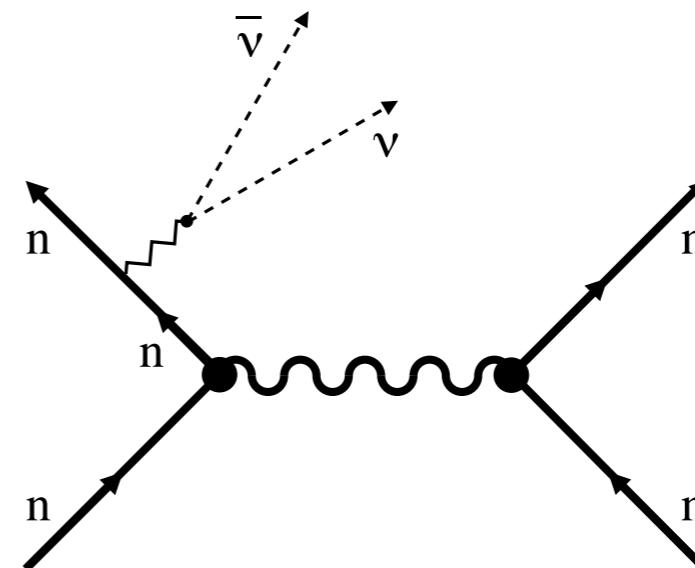
# Neutrino emission



Direct Urca



Modified Urca



Bremsstrahlung

これらの過程はフェルミ面近傍で起こる。

$$p_F \simeq 300 \times \left( \frac{\rho_0}{2 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3} \right)^{\frac{1}{3}} \text{ MeV}$$

$$p_F \gg T, m_n - m_p$$

Direct Urca が起こると、ニュートリノ放出ルミノシティは非常に強くなる。

# Direct Urca process $n \rightarrow p + e^- + \nu$ , $e^- + p \rightarrow n + \nu$

## 化学平衡

$$\mu_e + \mu_p = \mu_n$$



$$p_{F,e} + \frac{p_{F,p}^2}{2m_p} + m_p \simeq \frac{p_{F,n}^2}{2m_n} + m_n$$

## 電荷ゼロ

$$n_p = n_e$$



$$p_{F,p} = p_{F,e} \quad p_F = (3\pi^2 \hbar^3)^{\frac{1}{3}} n^{\frac{1}{3}}$$

ニュートリノの化学ポテンシャルはゼロ

上の近似が成り立つ限りにおいて、陽子・電子のフェルミ運動量は高々  $O(10)$  MeV.

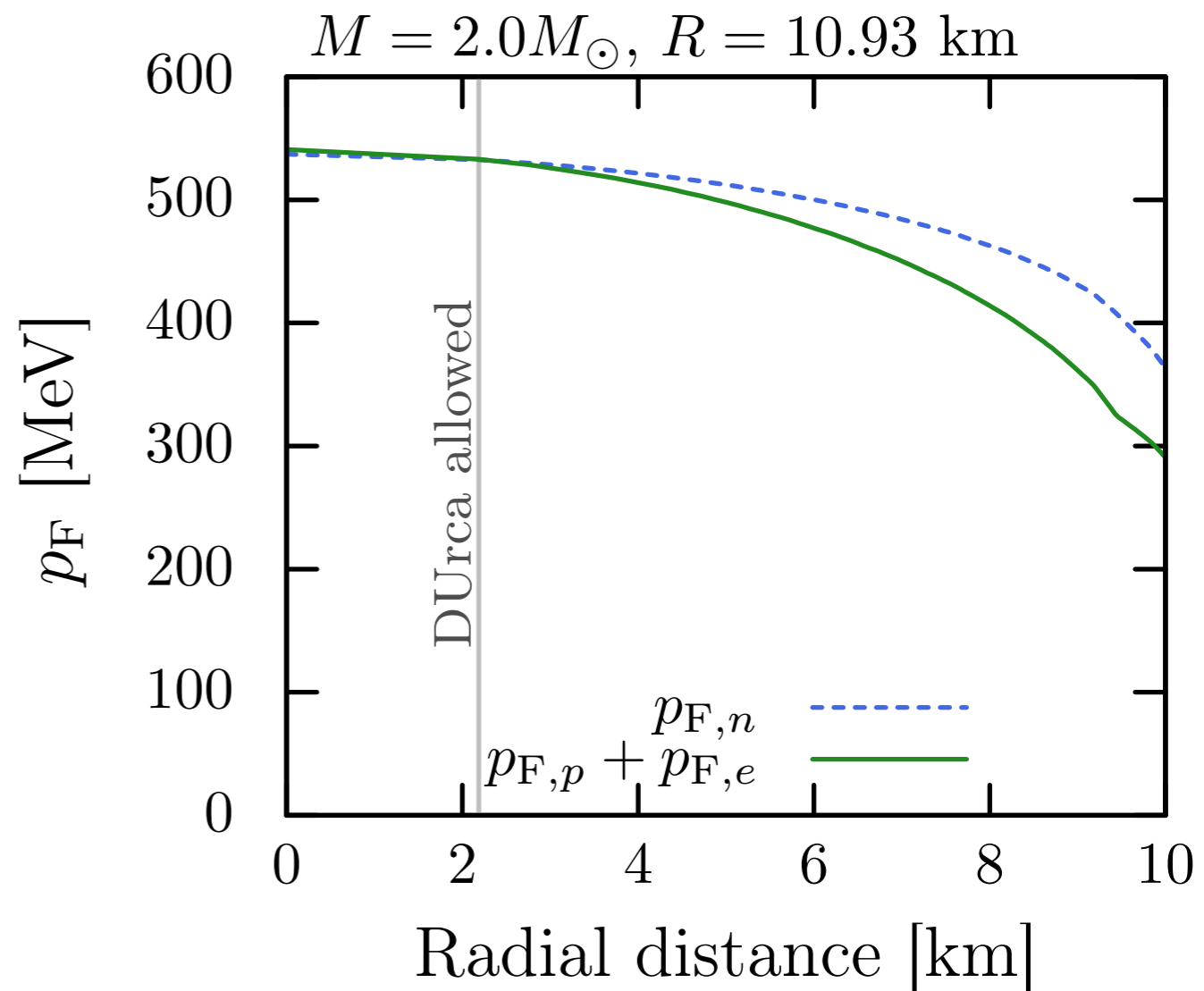
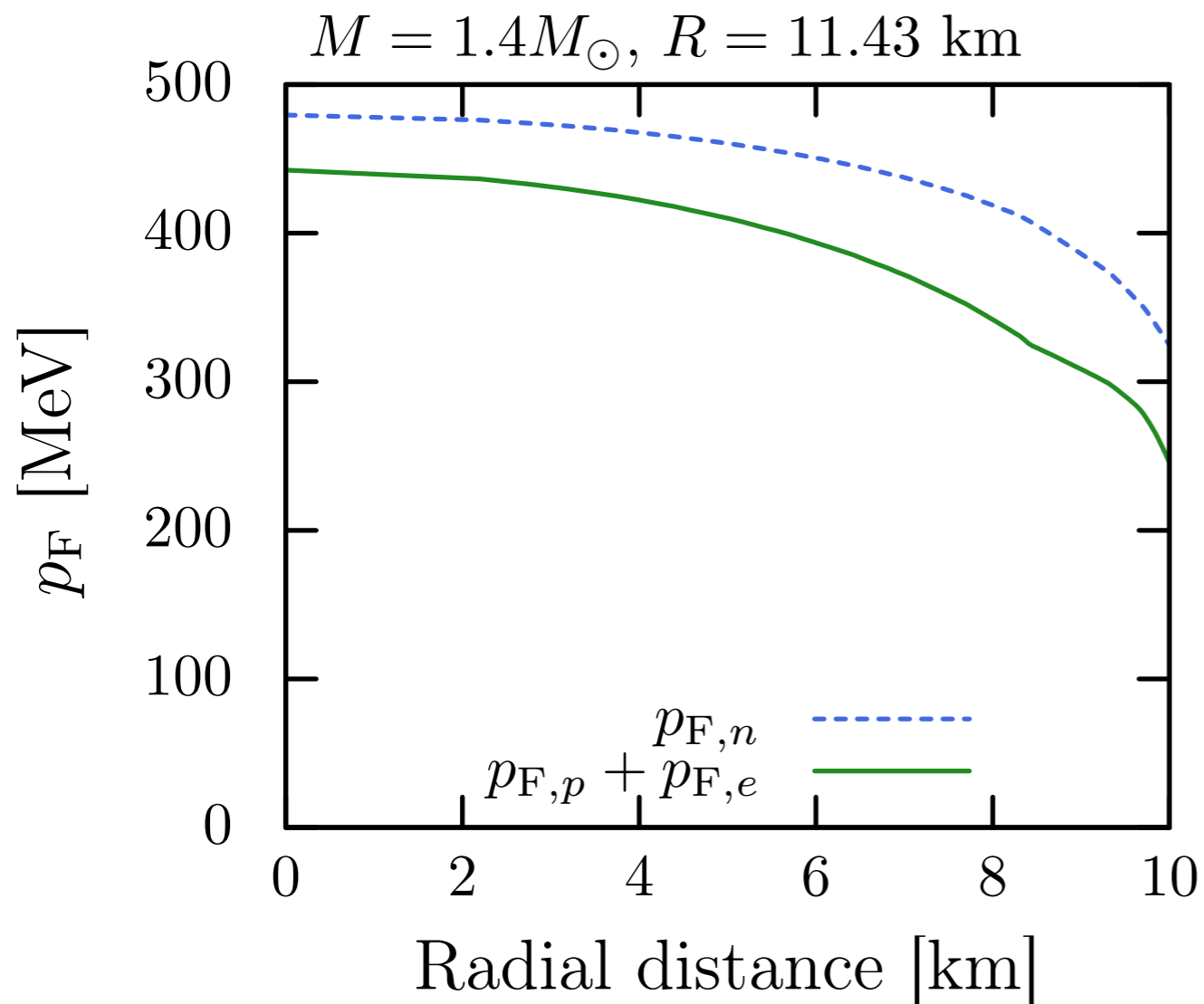
## 運動量保存

$$p_p + p_e > p_n$$

ニュートリノの運動量は無視できる。

したがって、Direct Urca が生じるのは、上の近似が成り立たないほどの高密度領域でのみ。

# Direct Urca condition



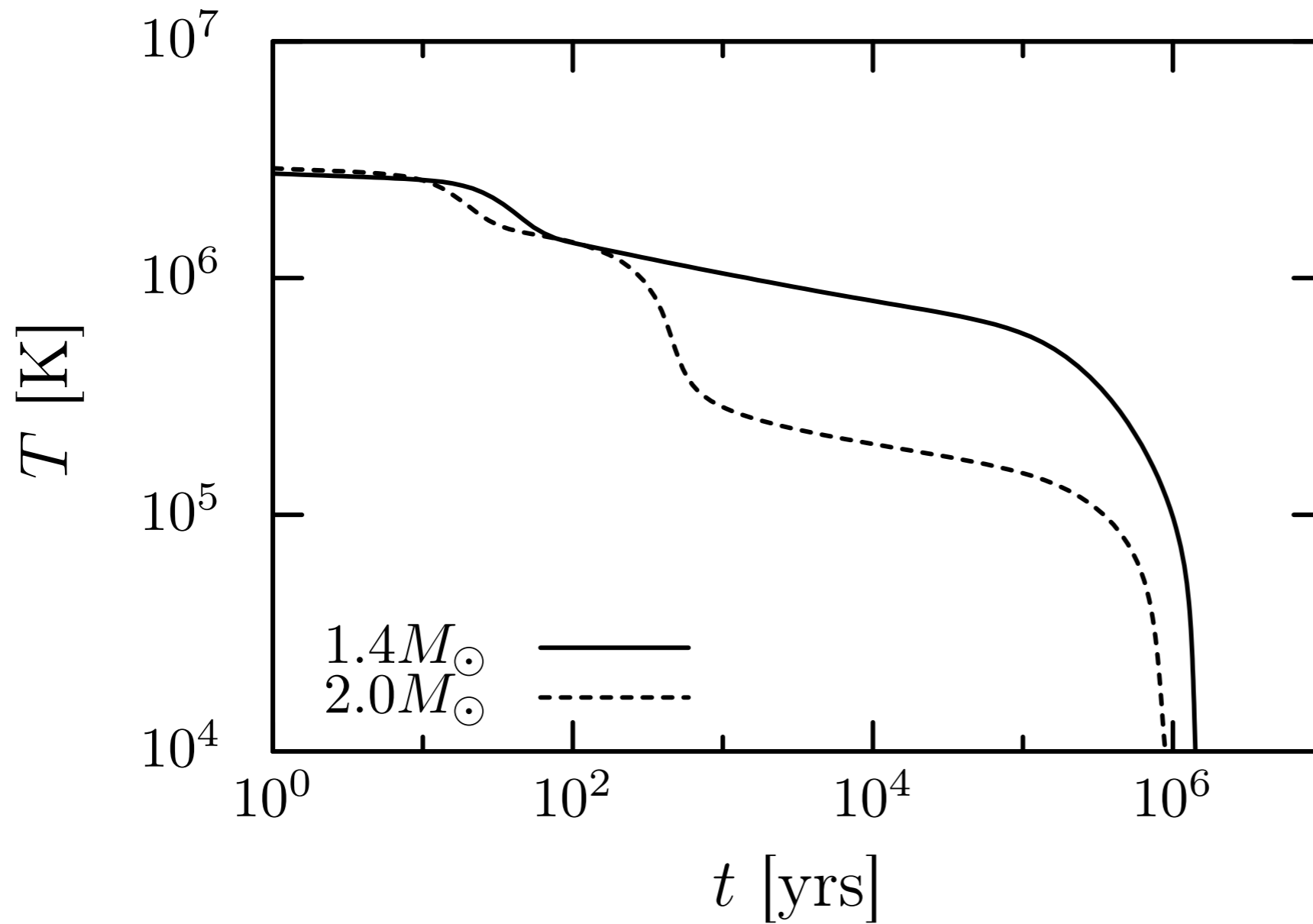
高密度領域でのみ生じる。

重い星 ( $\gtrsim 1.97M_{\odot}$ ) でのみ生じる。 APR状態方程式の場合

➔ Cas A 中性子星ではDirect Urca は生じないと考えられる。

$$M \simeq (1.4 \pm 0.3)M_{\odot}$$

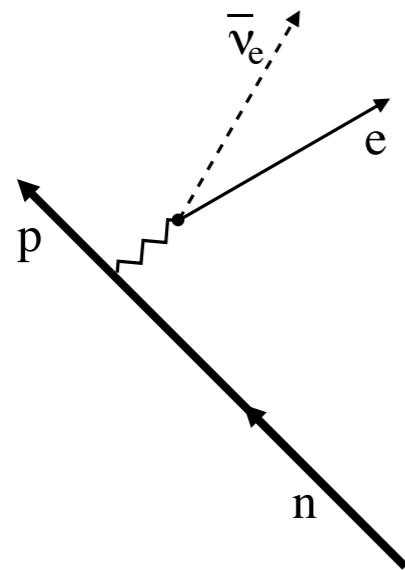
# Cooling curves



Direct Urca が起こると中性子星は急激に冷える。

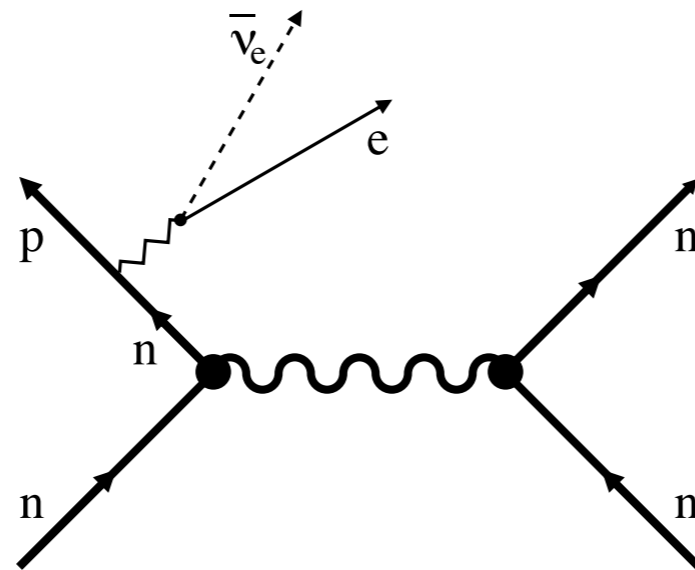
# Neutrino emission

他のニュートリノ放出過程は，他の粒子との運動量交換を伴う。



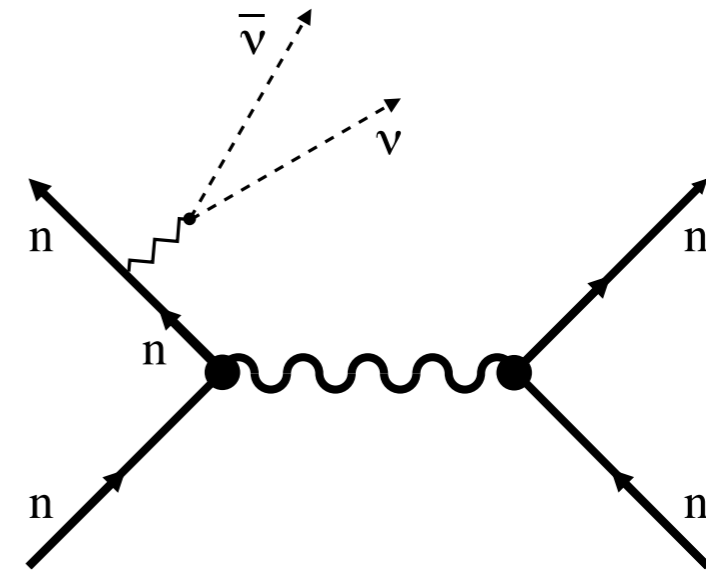
Direct Urca

  
 $\propto T^6$



Modified Urca

  
 $\propto T^8$



Bremsstrahlung



# Cas A NS cooling

## Cas A NS 温度データ



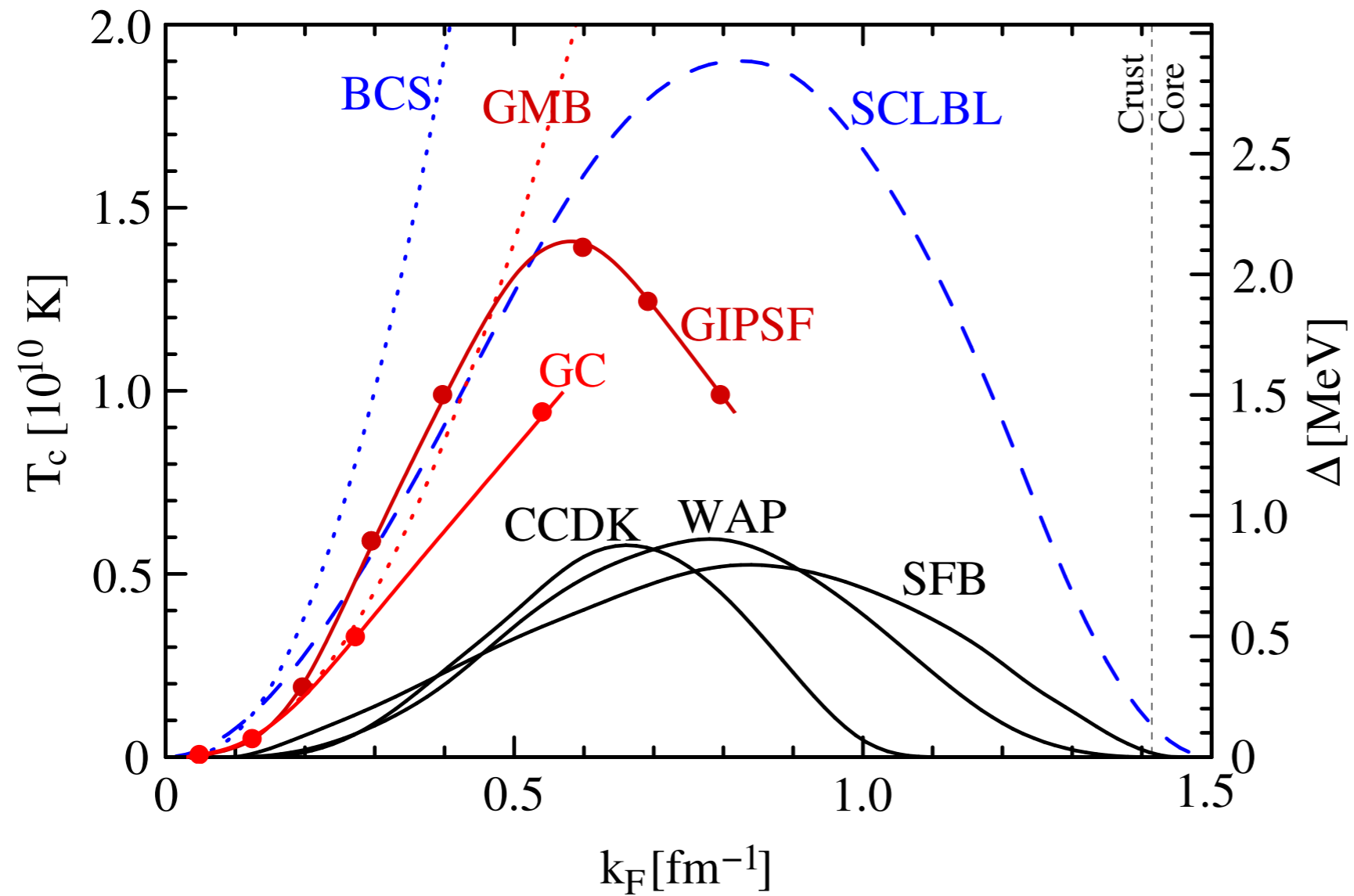
TABLE I. *Chandra* ACIS-S Graded mode temperatures.

ObsID	Year	$T_{\text{eff}}^a$	$[\times 10^6 \text{ K}]$
114	2000.08	$2.145^{+0.009}_{-0.008}$	
1952	2002.10	$2.142^{+0.009}_{-0.008}$	
5196	2004.11	$2.118^{+0.011}_{-0.007}$	
(9117,9773) <sup>b</sup>	2007.93	$2.095^{+0.007}_{-0.010}$	
(10935,12020) <sup>b</sup>	2009.84	$2.080^{+0.009}_{-0.008}$	
(10936,13177) <sup>b</sup>	2010.83	$2.070^{+0.009}_{-0.009}$	
14229	2012.37	$2.050^{+0.009}_{-0.008}$	
14480	2013.38	$2.075^{+0.009}_{-0.009}$	
14481	2014.36	$2.045^{+0.009}_{-0.009}$	

10年で 3–4% 減少

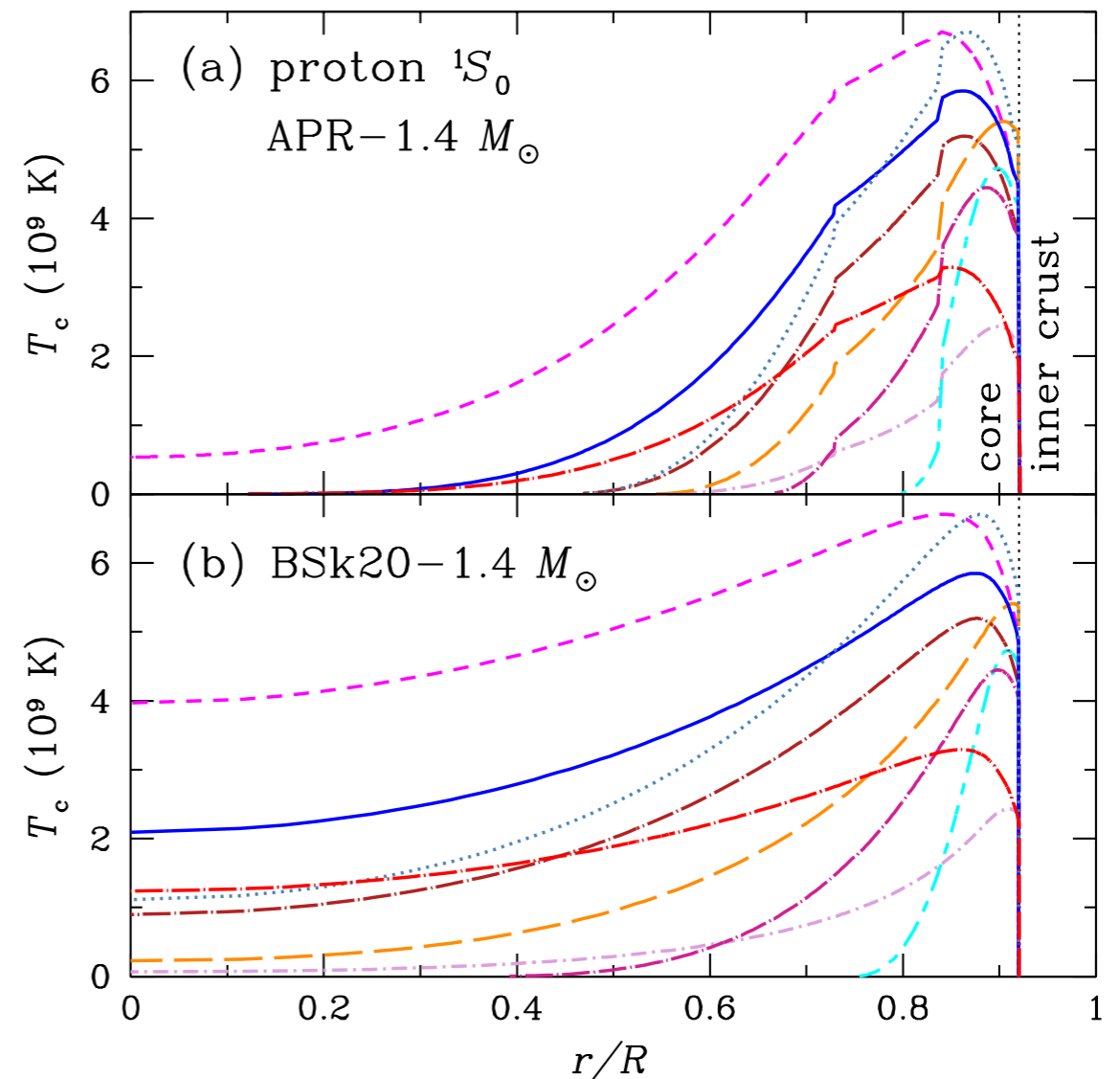
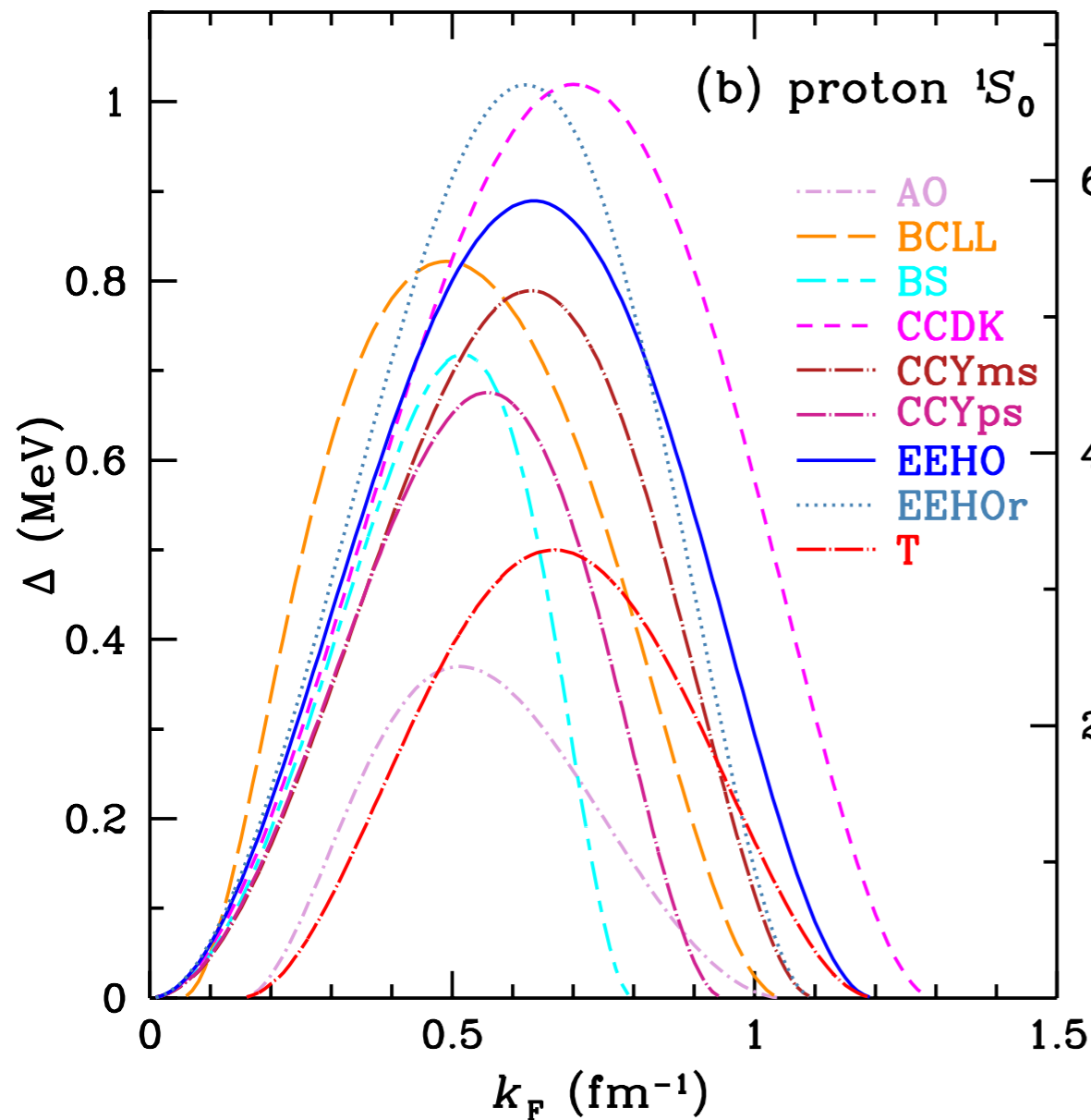
K. G. Elshamouty, C. O. Heinke, W. C. Ho, A. Y. Potekhin, Phys .Rev. **C91**, 015806 (2015).

# $^1S_0$ neutron gap



D. Page, J. M. Lattimer, M. Prakash, A. W. Steiner [arXiv: [1302.6626](https://arxiv.org/abs/1302.6626)].

# $^1S_0$ proton gap

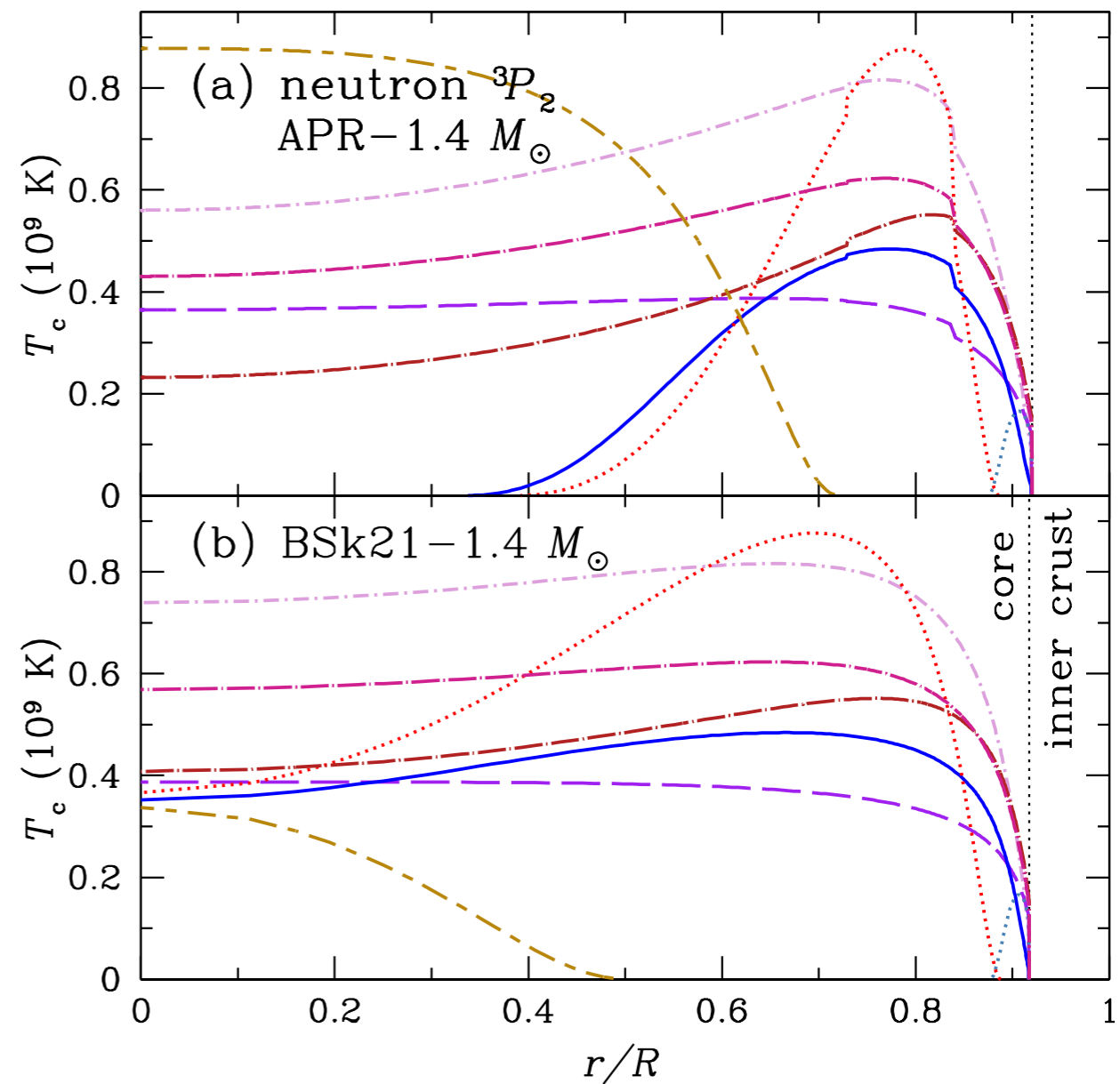
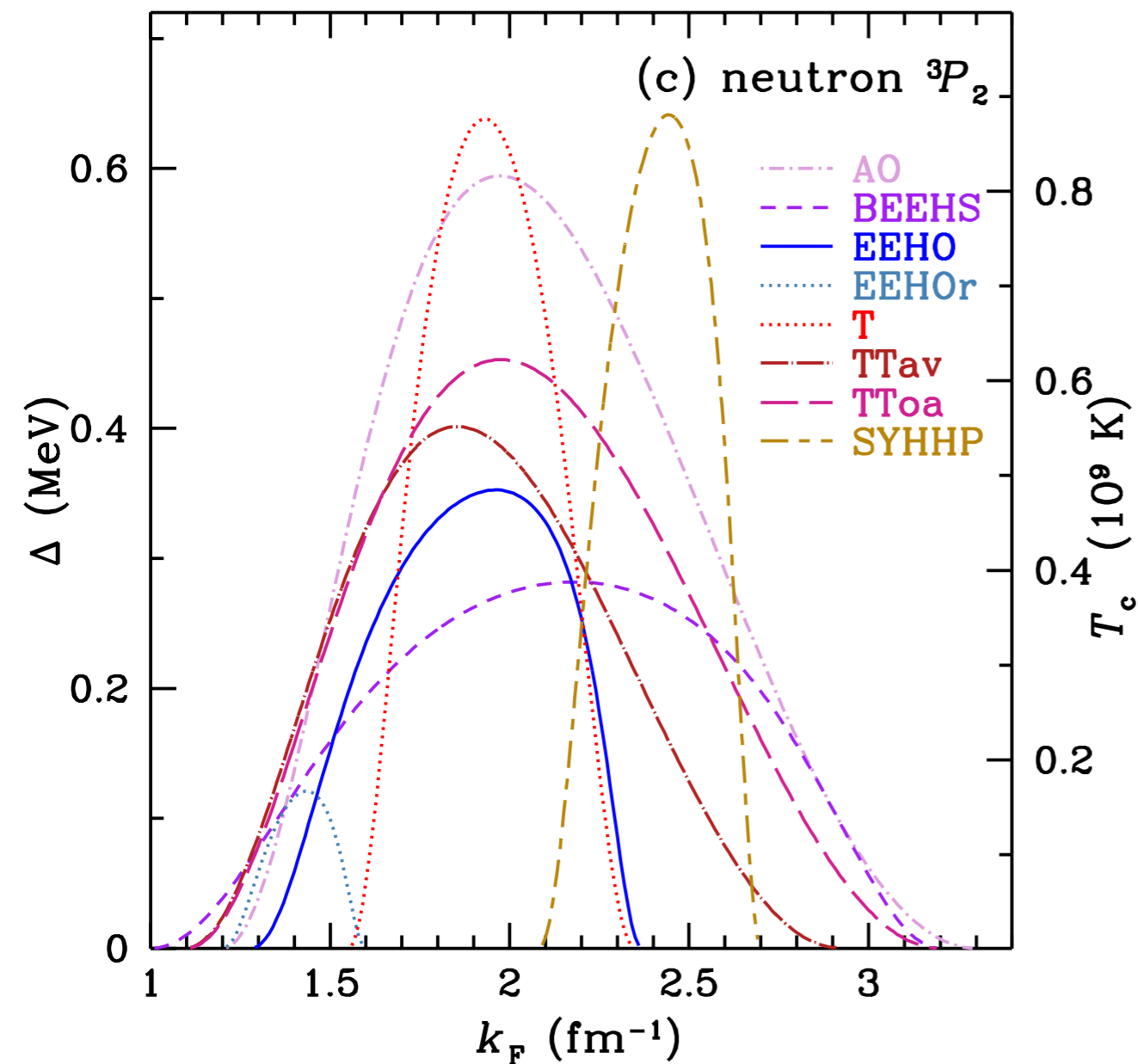


K. G. Elshamouty, C. O. Heinke, W. C. Ho, A. Y. Potekhin, Phys. Rev. **C91**, 015806 (2015).

中性子三重項超流動の臨界点以前のニュートリノ放射を抑制するため、ギャップの大きい **CCDK model** を用いた。

# $^3P_2$ neutron gap

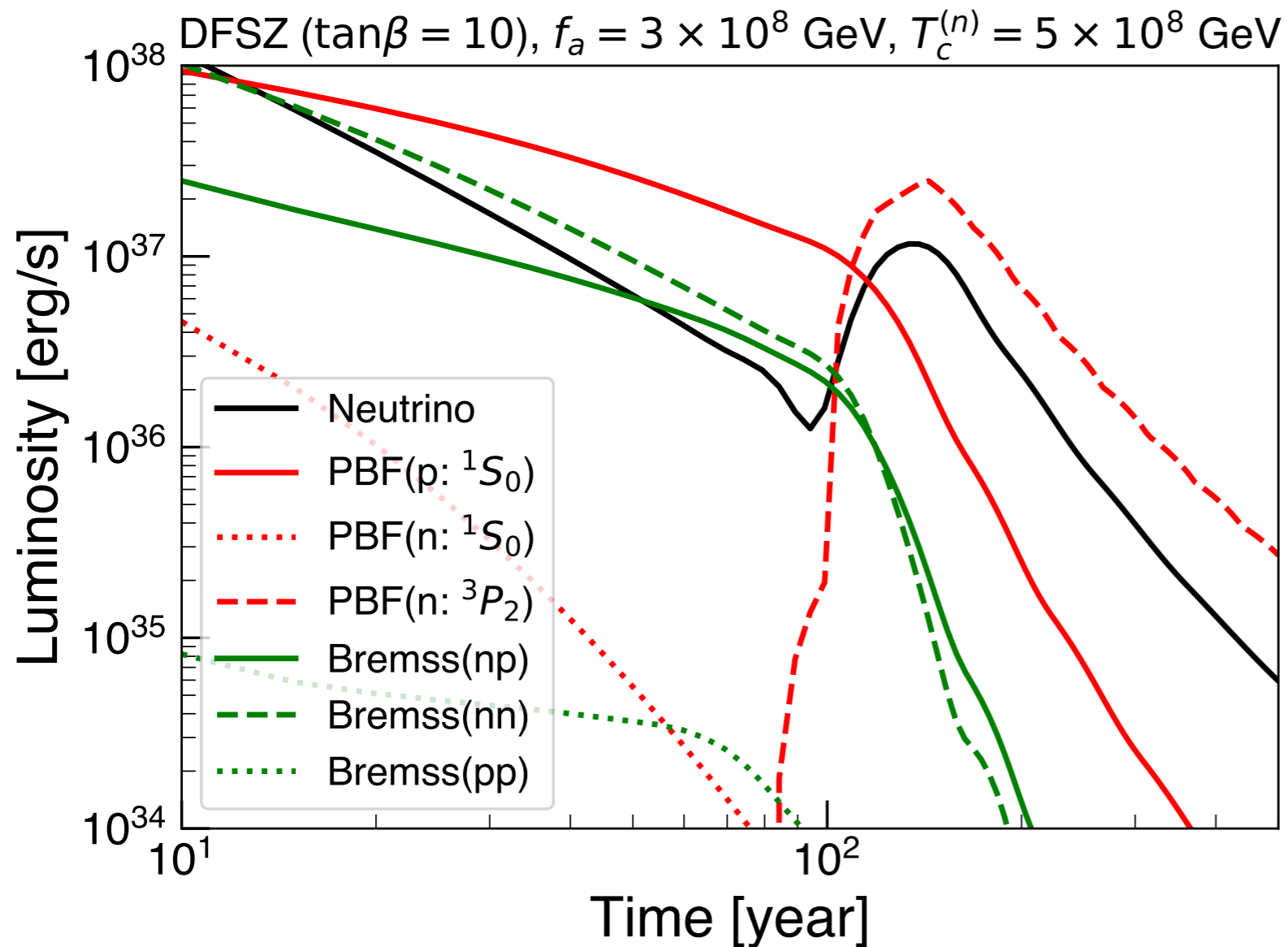
理論の不定性は大きい



K. G. Elshamouty, C. O. Heinke, W. C. Ho, A. Y. Potekhin, Phys. Rev. **C91**, 015806 (2015).

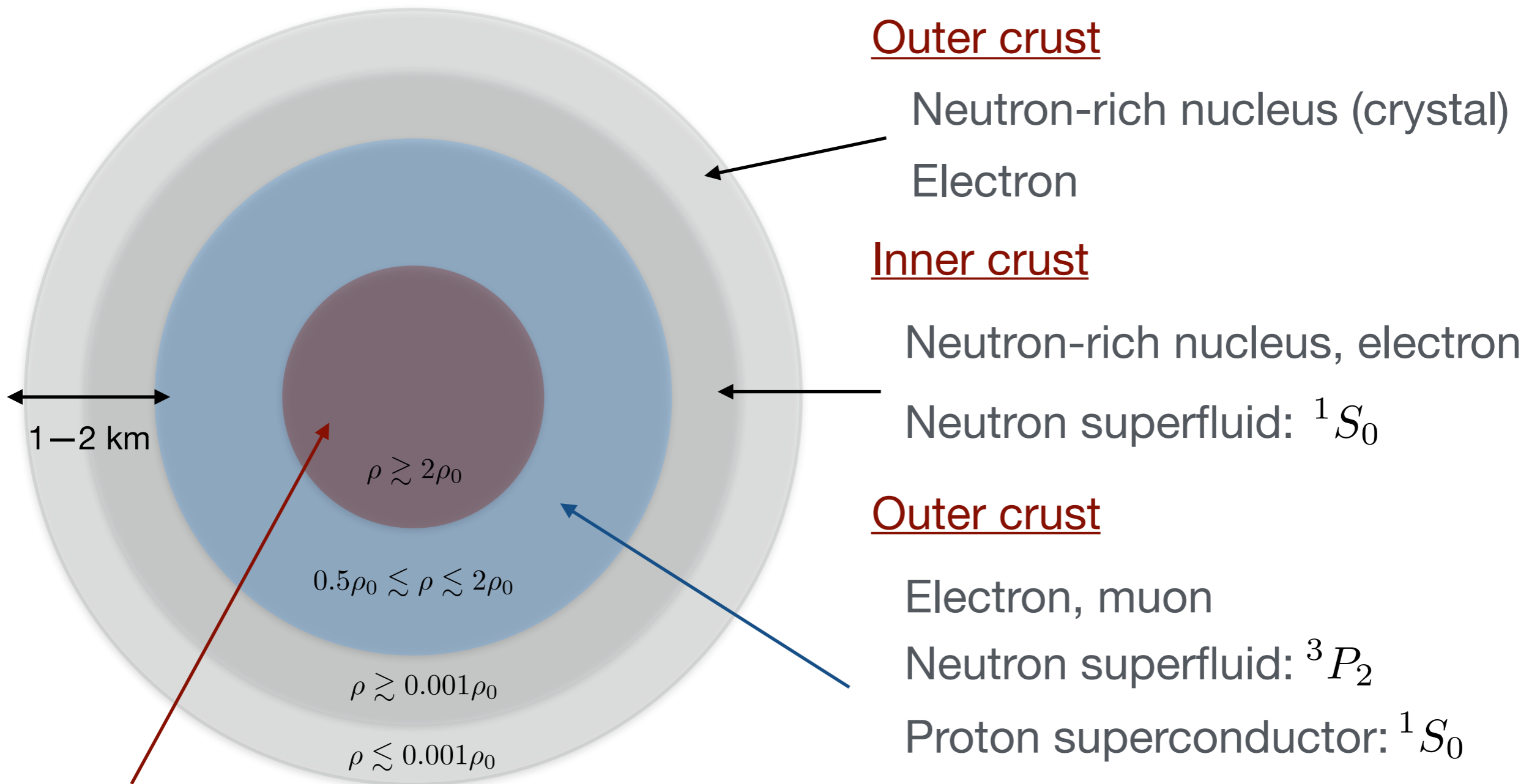
- ▶ 波数  $k_F$  に関するガウス分布でモデル。
- ▶ 高さ, 幅, 位置をフリー・パラメーターとした。

# Luminosity of axion emission



KSVZの場合と比べてアクシオン放出強度は高い。

# Neutron star structure



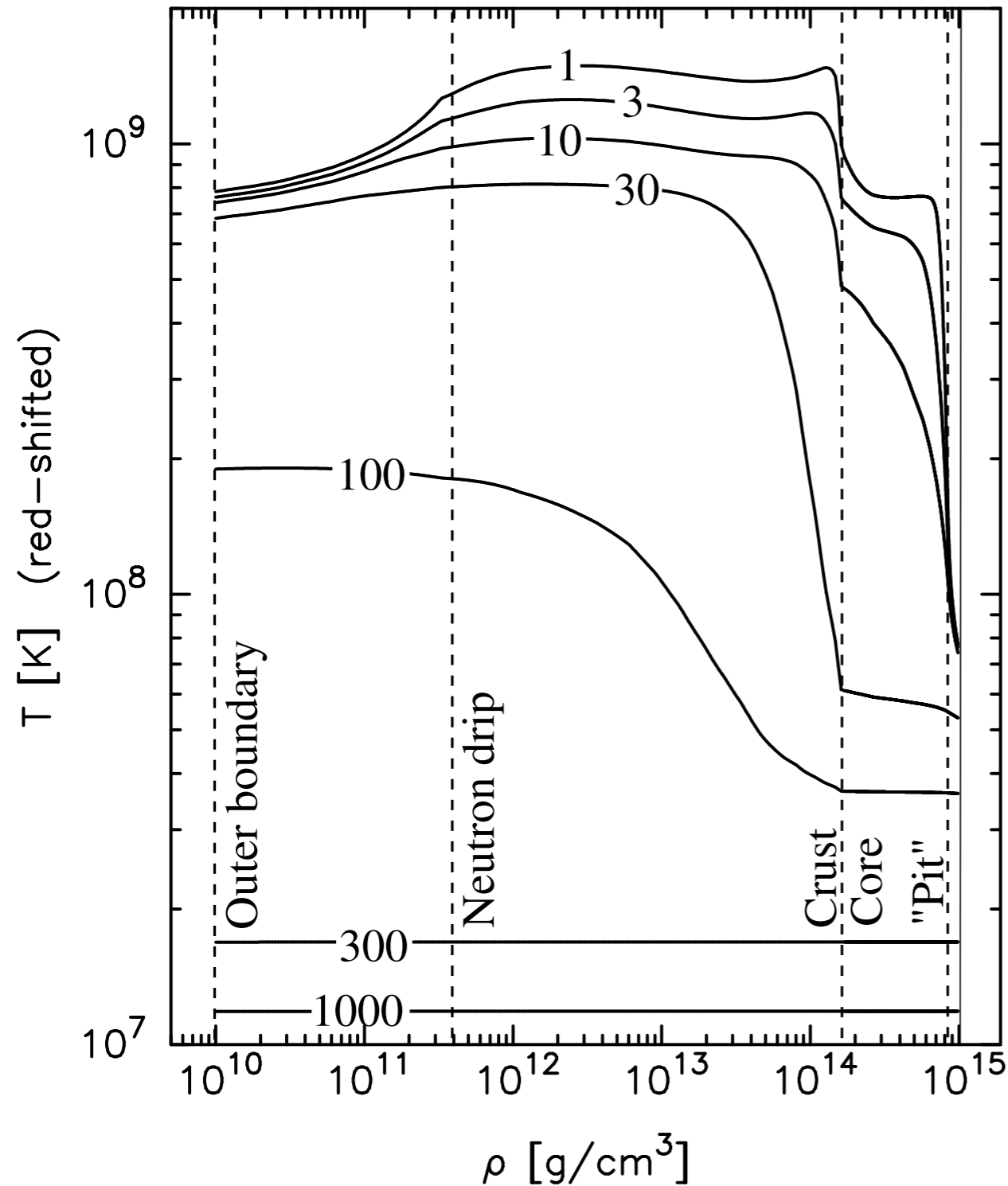
## Inner crust

$$\rho_0 = 2.8 \times 10^{14} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$$

Neutron superfluid:  $^3P_2$

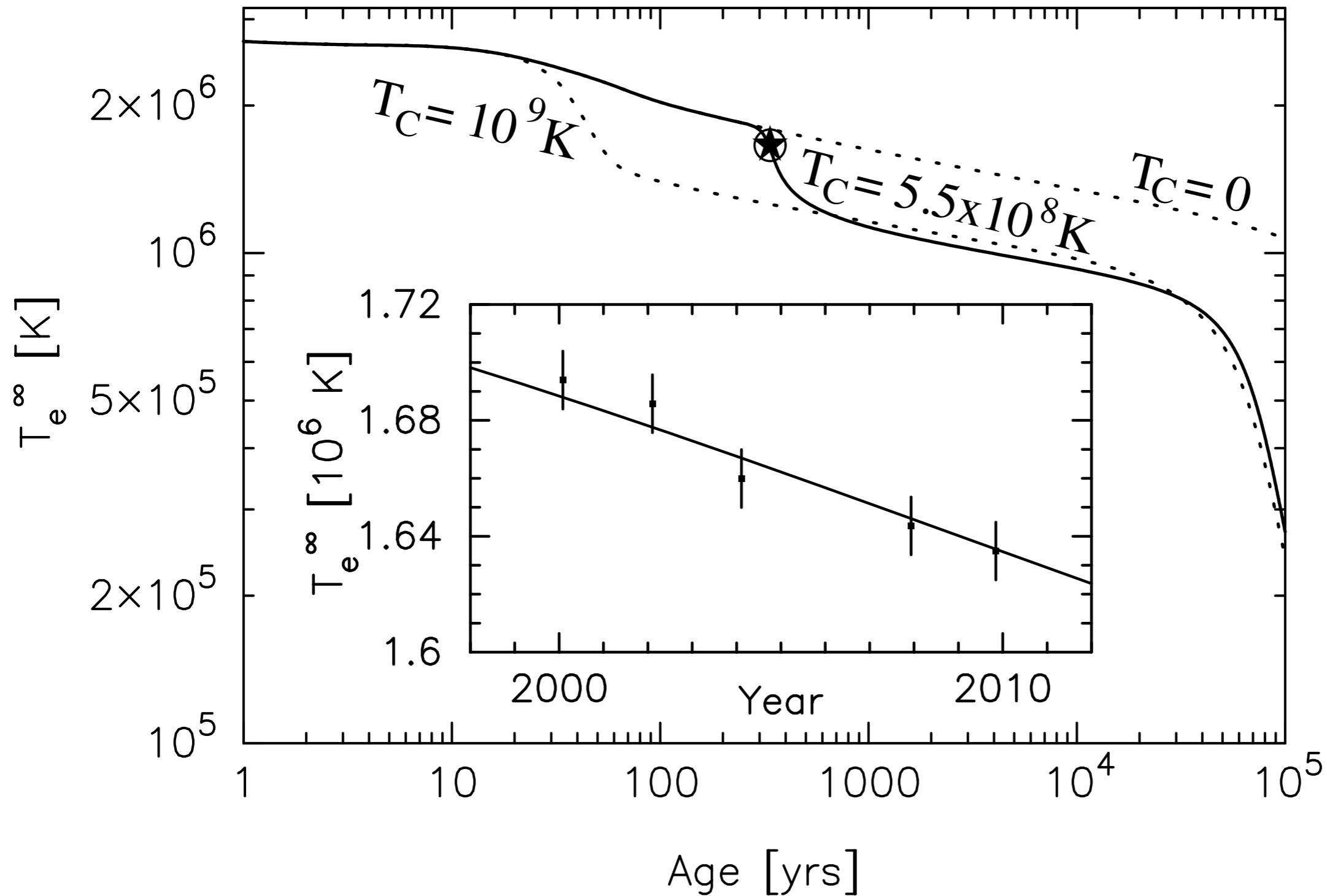
Hyperons,  $\pi/K$  condensation, quarks (?)

# Temperature distribution



コアはおよそ百年程度で  
熱平衡に達する。

# Cas A NS Cooling



D. Pager, M. Prakash, J. M. Lattimer, and A. W. Steiner, Phys. Rev. Lett. **106**, 081101 (2011);  
See also, P. S. Shternin, D. G. Yakovlev, C. O. Heinke, W. C. G. Ho, and D. J. Patnaude, MNRS 412, L108 (2011).