

中性子星の表面温度観測による 暗黒物質の探索可能性

Based on Koichi Hamaguchi, Natsumi Nagata, KY [arXiv:1904.04667, 1905.02991]

柳圭祐 (東京大学)

8/1@京大基礎物理学研究所
素粒子物理学の進展2019

イントロ

暗黒物質

暗黒物質：宇宙のエネルギー密度の約25%を占める(おそらく)未知の素粒子

暗黒物質

暗黒物質：宇宙のエネルギー密度の約25%を占める(おそらく)未知の素粒子

暗黒物質の候補

- WIMP
- SIMP
- FIMP
- Axion
- ...

暗黒物質

暗黒物質：宇宙のエネルギー密度の約25%を占める(おそらく)未知の素粒子

暗黒物質の候補

- WIMP ← **今日はWIMPが暗黒物質だと仮定します**
- SIMP
- FIMP
- Axion
- ...

暗黒物質

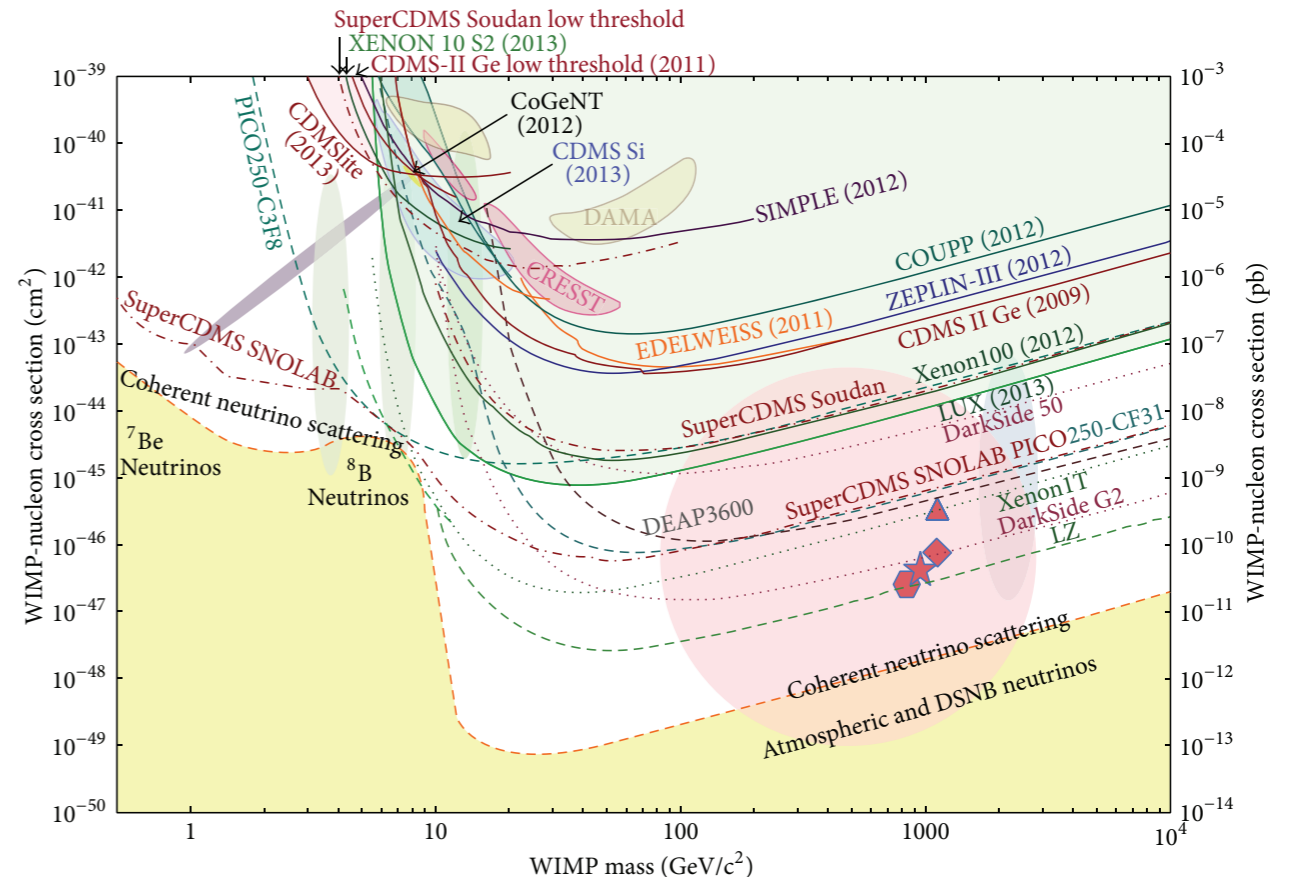
暗黒物質：宇宙のエネルギー密度の約25%を占める(おそらく)未知の素粒子

暗黒物質の候補

- WIMP ← **今日はWIMPが暗黒物質だと仮定します**
- SIMP
- FIMP
- Axion
- ...

WIMP暗黒物質の直接検出実験

- No Signal
- WIMP - nucleus 断面積に強い制限
- 直接検出で探しづらいWIMP模型が考えられるように
- そのようなWIMPを探る方法はあるか？

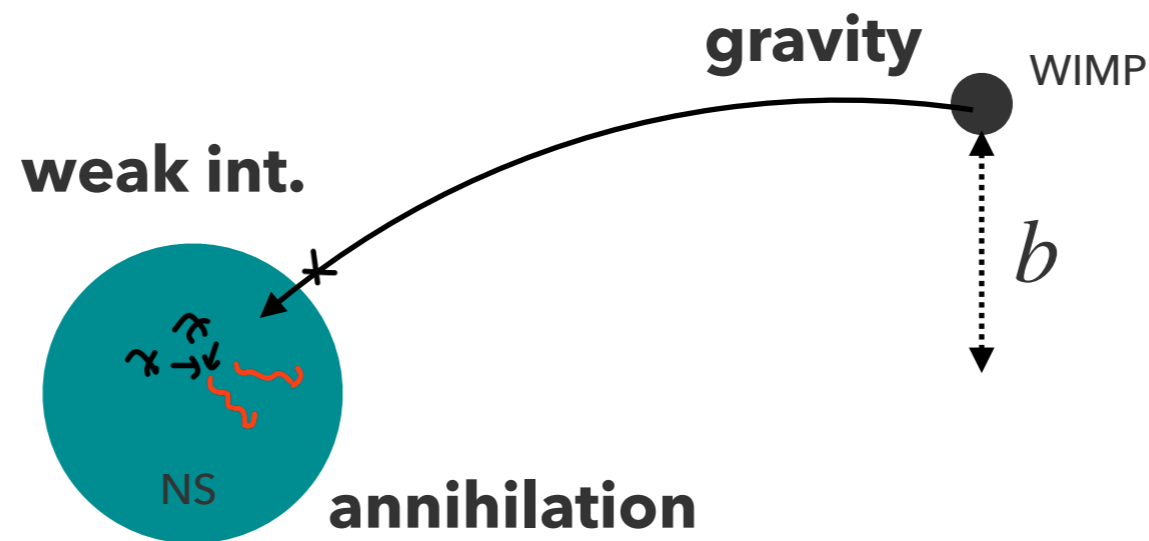


中性子星を使ったWIMP探索の提案

最近「WIMP暗黒物質を中性子星の温度観測によって探索しよう」という提案がされている

[Kouvaris, 0708.2362 ;Baryakhtar+, 1704.01577]

暗黒物質が中性子星に捕獲される → 散乱/対消滅 → **星の熱エネルギーへ**



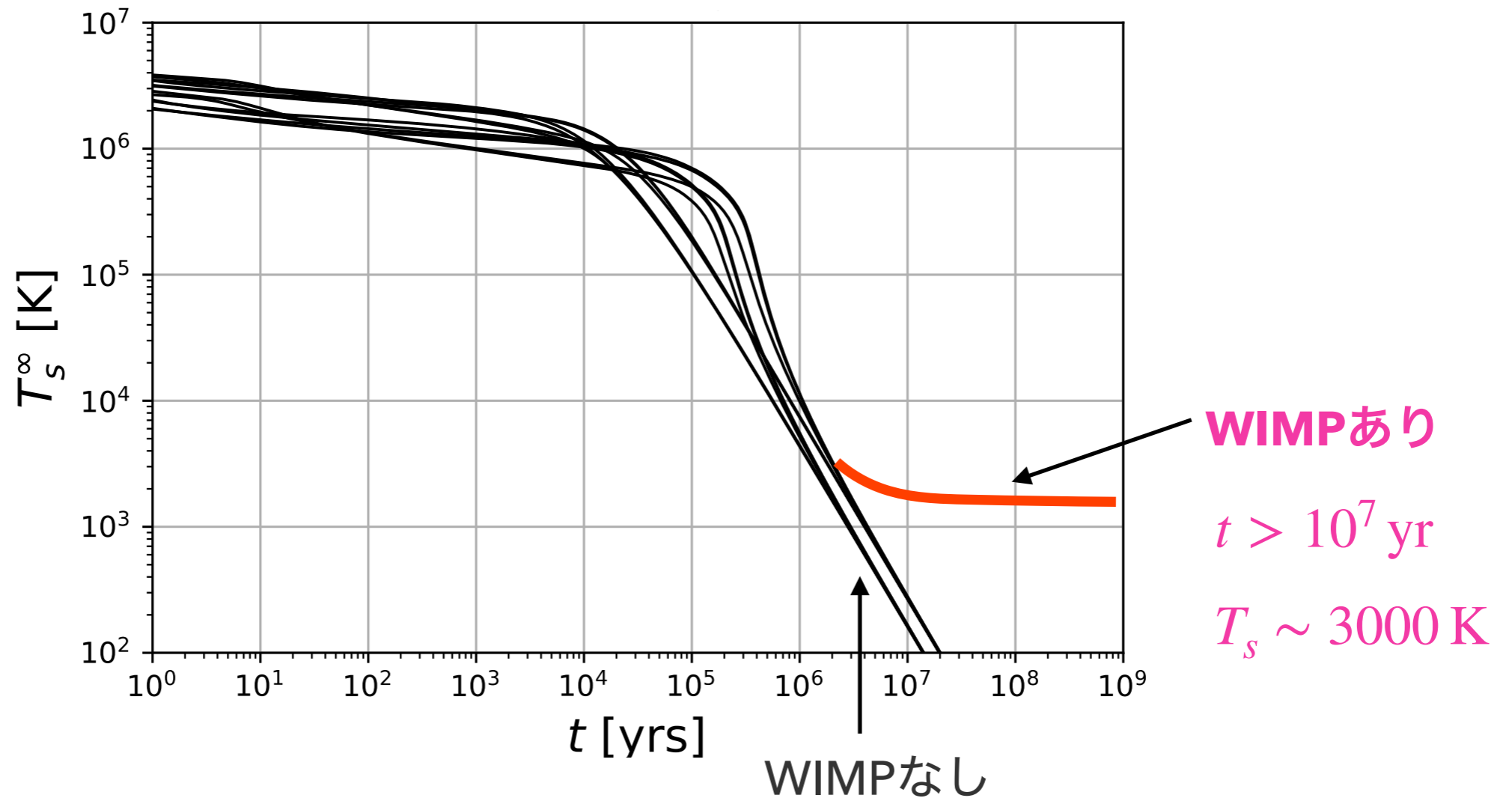
加熱率:

$$L_{\text{WIMP}} = (\text{Energy flux}) \times (\text{Capture probability})$$
$$\sim \rho_{\text{DM}} v_{\text{DM}} \pi b_{\text{max}}^2 \sim 1 \text{ for } \sigma_n \gtrsim 10^{-45} \text{ cm}^2$$

WIMP暗黒物質による予言

WIMPによる加熱で、年老いた熱い中性子星ができる

中性子星の表面温度 (理論)



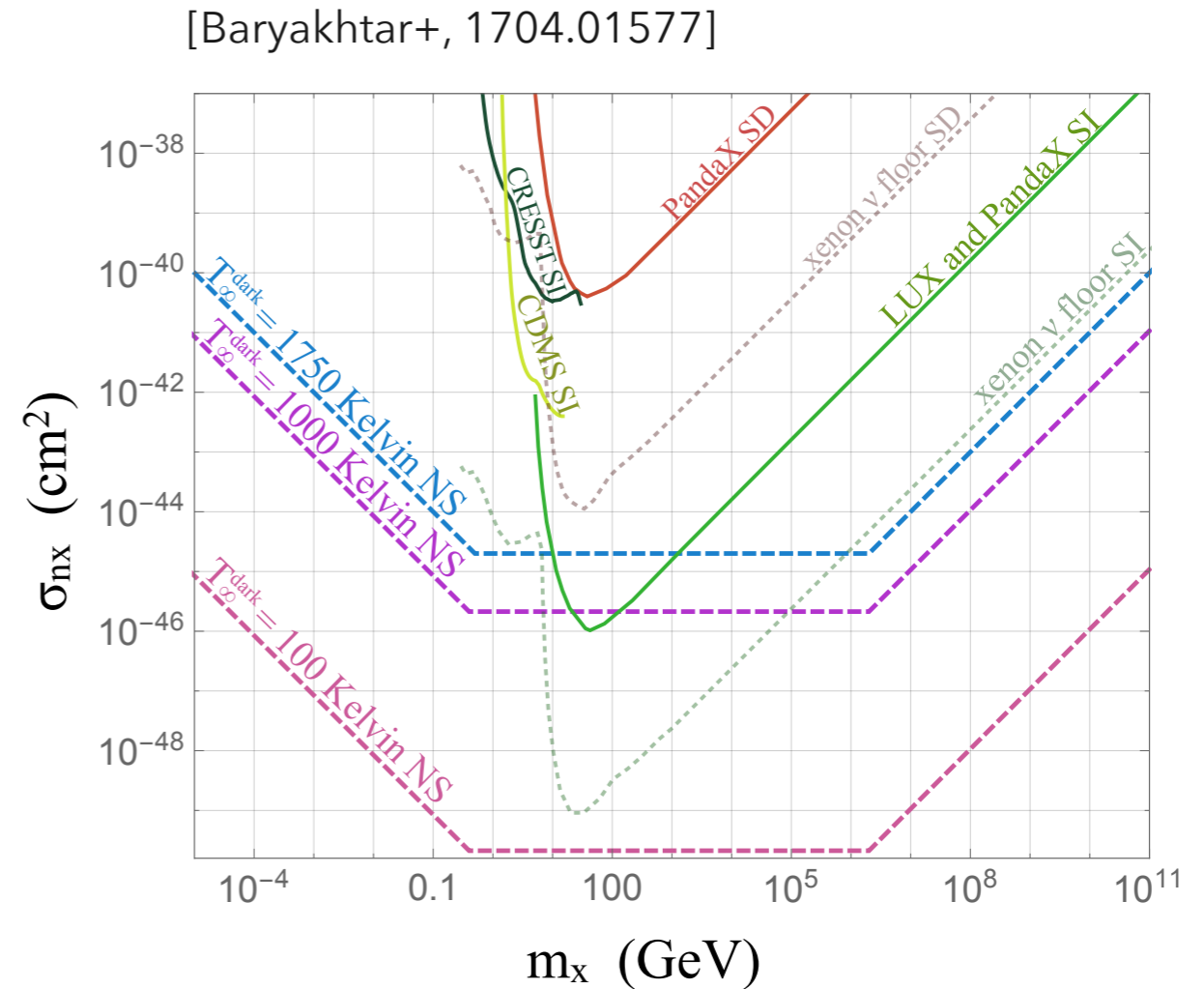
$t > 10^7 \text{ yr}$ で $T_s < 1000 \text{ K}$ の星を見つければWIMPへの制限にもなる

* 異なる線：異なる超流動ギャップモデル and/or envelopeモデル

中性子星を使う利点

- 理論上は Neutrino floor を超えて

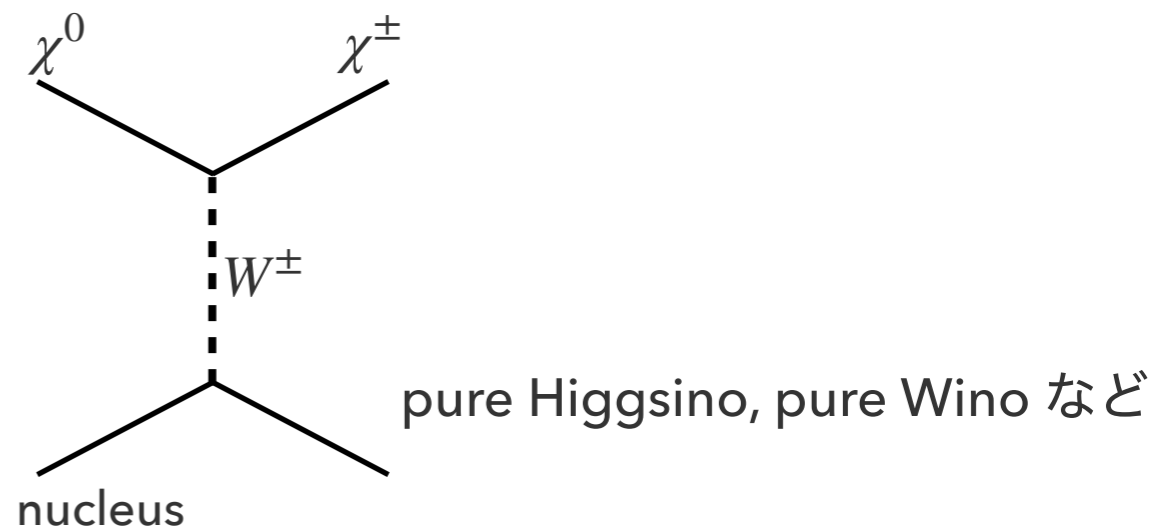
探索可能



- Inelastic scattering にも sensitive

- 地上実験 ($v \sim 10^{-3}$): $\Delta M \lesssim 100 \text{ keV}$

- 中性子星表面 ($v \sim 0.1$): $\Delta M \lesssim 1 \text{ GeV}$

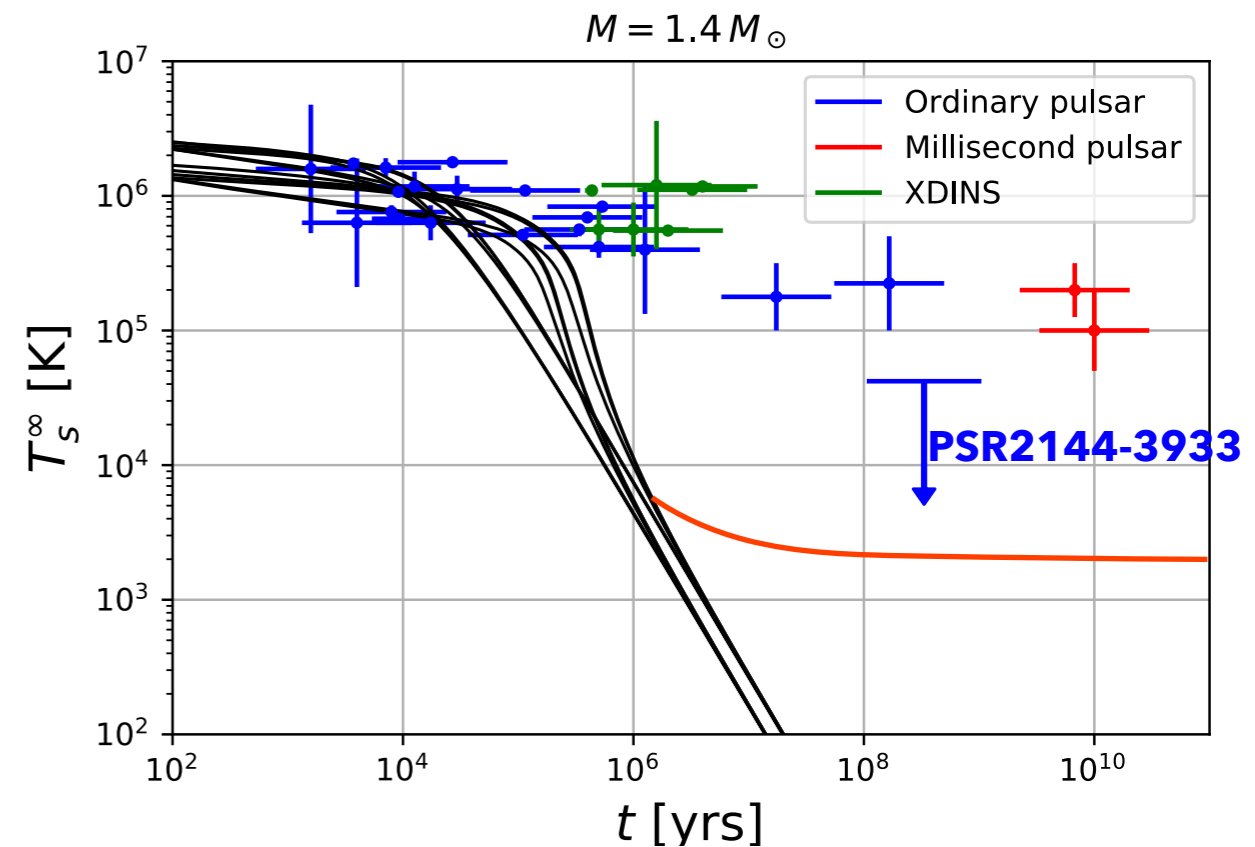


本当に可能なのか？

暗黒物質以外の中性子星の加熱メカニズムを考慮する必要がある

観測からの示唆

- $t > 10 \text{ Myr}$ で $T_s \sim 10^5 \text{ K}$ もある中性子星がいくつか見つかっている
- **WIMP**による加熱では $T_s \sim 10^5 \text{ K}$ は出せない
- $t \sim 100 \text{ Myr}$ で $T_s < 4 \times 10^4 \text{ K}$ という冷たい星も見つかっている (PSR2144-3933)
- **WIMP**以外の加熱機構が必要、ただし星ごとに異なる加熱率



理論的に提案されている加熱機構

- **Rotochemical heating**
- 超流動渦糸による加熱
- 磁場の崩壊による加熱

WIMPの加熱効果は他の加熱機構に埋もれてしまわないか？

Outline

- 中性子星の冷却理論
- 中性子星の加熱理論 (**Rotochemical Heating**)
- Rotochemical heating は観測と合うか？
- 暗黒物質による加熱効果は見えるか？

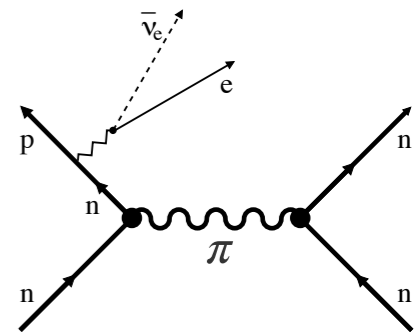
中性子星の冷却

理論：中性子星の冷却

熱的發展の方程式 = エネルギー収支の式

$$C \frac{dT}{dt} = -L_\nu - L_\gamma$$

- C : 熱容量。フェルミ縮退した n, p, e, μ による寄与の和
- $L_\gamma = 4\pi R^2 \sigma_B T_s^4$: 表面からの光子の黒体輻射によるルミノシティ
- L_ν : ニュートリノ放出のルミノシティ
 - Modified Urca process
 $n + N \rightarrow p + N + \ell + \bar{\nu}_\ell, \quad p + N + \ell \rightarrow n + N + \nu_\ell$ ($N = n, p, \ell = e, \mu$)
 - PBF process: 核子のクーパー対形成に伴う放出
 - Direct Urca process ($n \leftrightarrow p + \ell \pm \nu_\ell$) は重い星でのみ重要



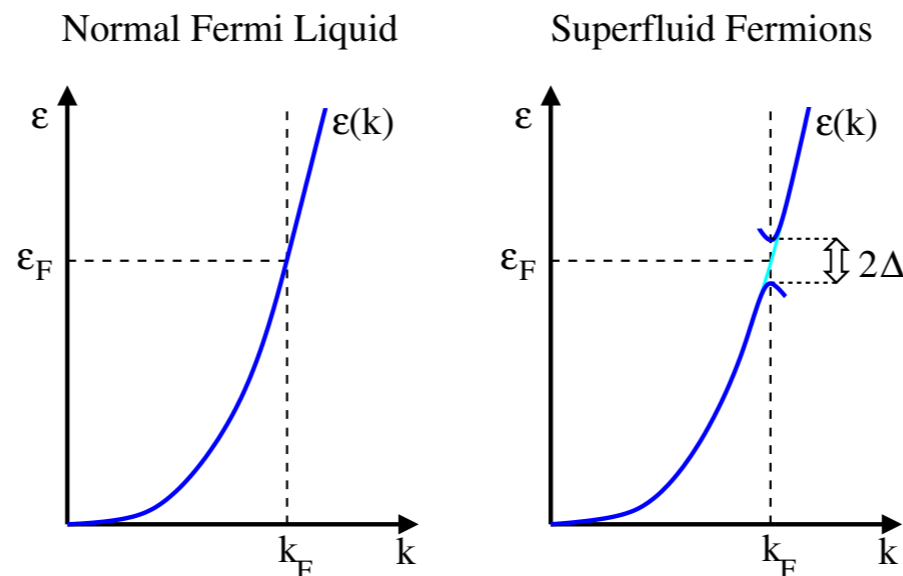
核子の超流動性

中性子星は非常に低温 $T \ll p_F \rightarrow$ 核子は核力でクーパー対を形成

$$T_c^{(N)} \sim 10^{8-9} \text{ K}$$

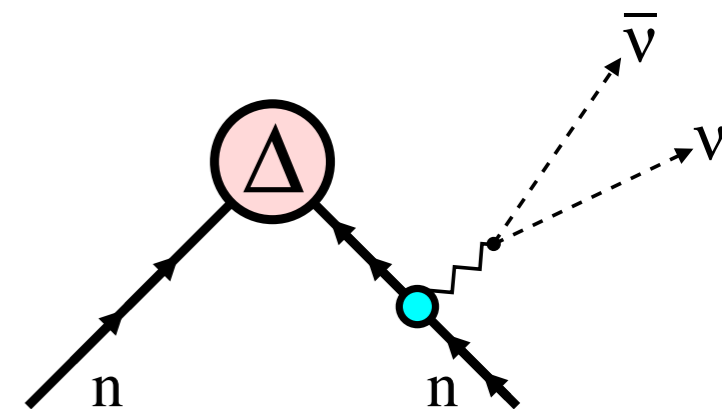
フェルミ面にエネルギーギャップが生じる

$$\epsilon_N(\mathbf{p}) \simeq \mu_N + \text{sign}(p - p_{F,N}) \sqrt{\Delta_N^2 + v_{F,N}^2 (p - p_{F,N})^2}$$



* ギャップの大きさに核力からの不定性

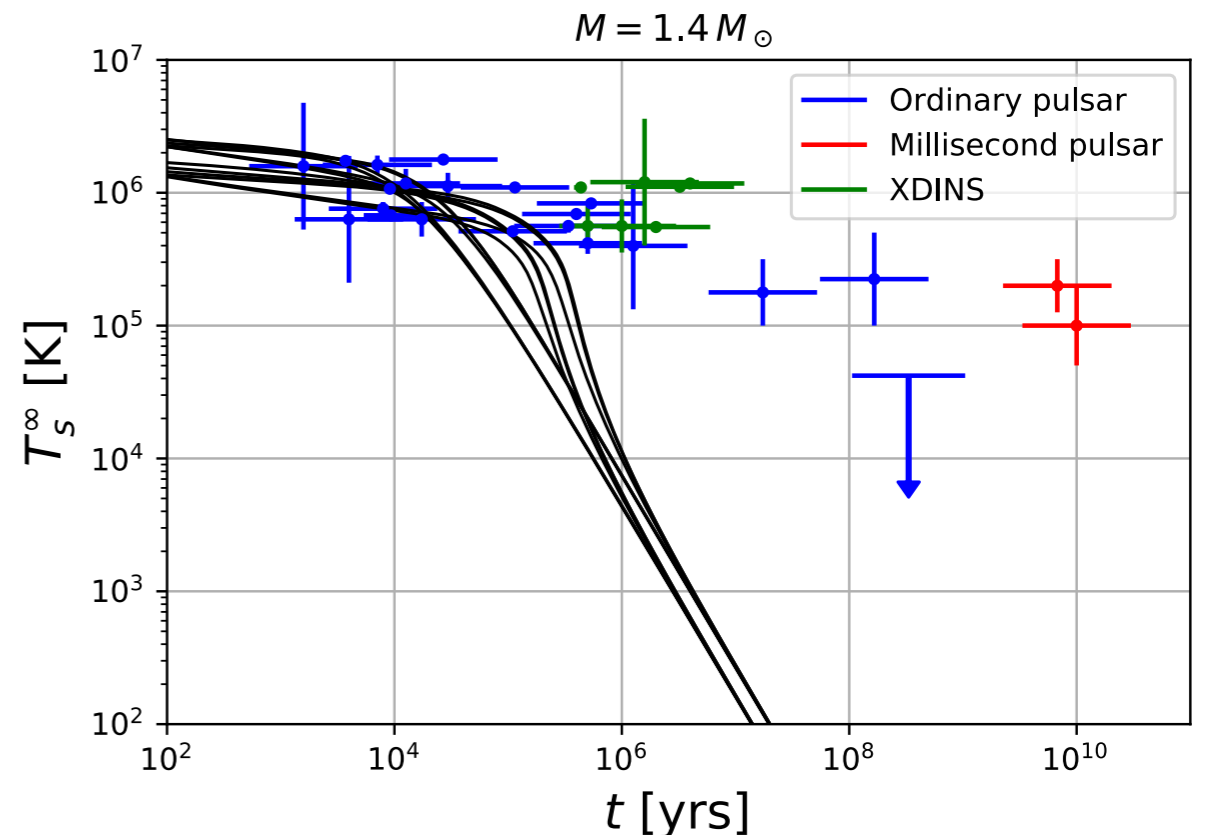
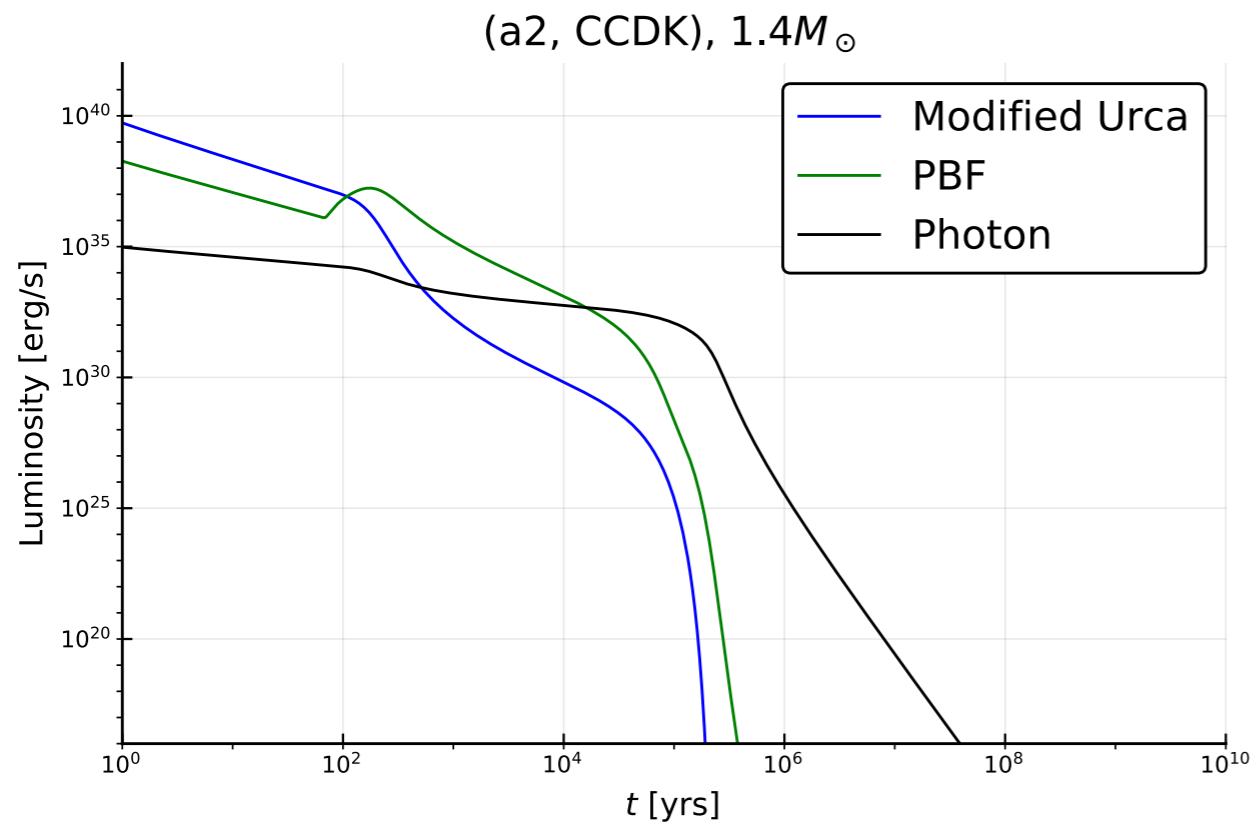
- 陽子・中性子の比熱が suppress される
- Modified Urca process のルミノシティが suppress される
- クーパー対形成に伴うニュートリノ放出 (PBF process) が発動



Minimal cooling

Minimal cooling paradigm explains many NSs surface temperatures

[Page et al., astro-ph/0403657; Gusakov et al., astro-ph/0404002; Page et al., 0906.1621]



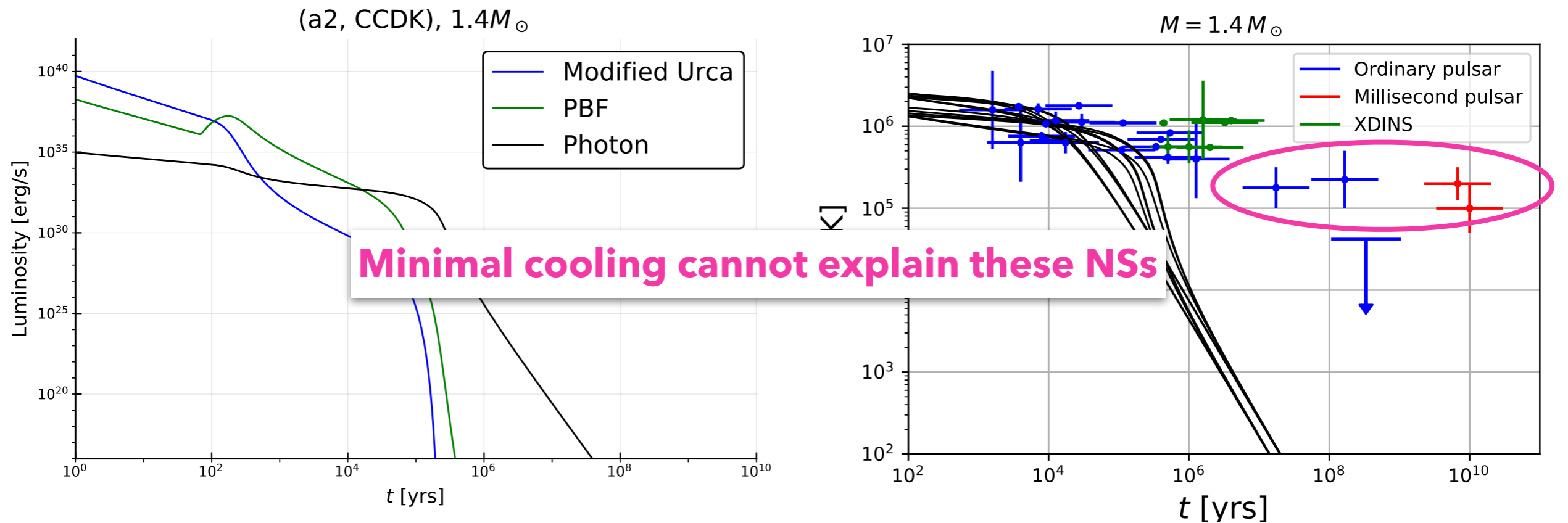
Different lines = Different gap/envelope model

- Direct Urca is not included
- $t < 10 - 100$ yr: Equilibrium modified urca $n + N \leftrightarrow p + N + \ell \pm \bar{\nu}_{\ell}$
- $10 - 100$ yr $< t < 10^5$ yr: PBF $[\tilde{N}\tilde{N}] \rightarrow \tilde{N}\tilde{N}$ $\tilde{N}\tilde{N} \rightarrow [\tilde{N}\tilde{N}] + \nu\bar{\nu}$
- $t > 10^5$ yr : Photon emission $L_{\gamma} = 4\pi R^2 \sigma_B T_s^4$

Minimal cooling

Minimal cooling paradigm explains many NSs surface temperatures

[Page et al., astro-ph/0403657; Gusakov et al., astro-ph/0404002; Page et al., 0906.1621]



Different lines = Different gap/envelope model

- Direct Urca is not included
- $t < 10 - 100$ yr: Equilibrium modified urca $n + N \leftrightarrow p + N + \ell \pm \bar{\nu}_{\ell}$
- $10 - 100$ yr $< t < 10^5$ yr: PBF $[\tilde{N}\tilde{N}] \rightarrow \tilde{N}\tilde{N}$ $\tilde{N}\tilde{N} \rightarrow [\tilde{N}\tilde{N}] + \nu\bar{\nu}$
- $t > 10^5$ yr : Photon emission $L_{\gamma} = 4\pi R^2 \sigma_B T_s^4$

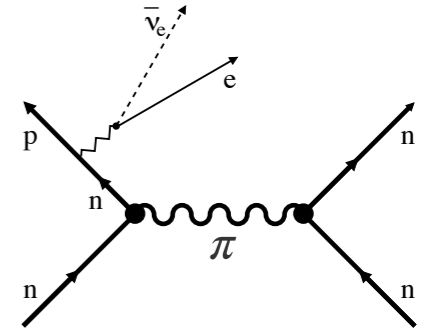
中性子星の加熱理論

“非平衡” Modified Urca process

Modified Urca process

$$(1) : n + N \rightarrow p + N + \ell + \bar{\nu}_\ell$$

$$(2) : p + N + \ell \rightarrow n + N + \nu_\ell$$

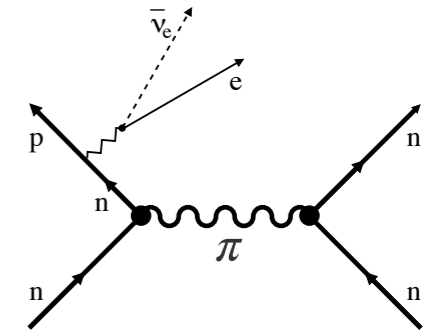


よくある cooling 計算では $n \rightleftharpoons p + e$ の平衡が仮定される (ベータ平衡)

$$\Gamma_{n \rightarrow p+e} = \Gamma_{p+e \rightarrow n}$$

“非平衡” Modified Urca process

Modified Urca process

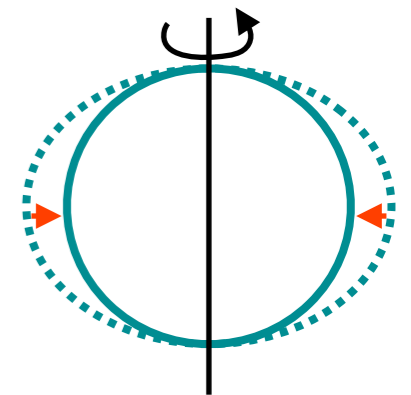


よくある cooling 計算では $n \rightleftharpoons p + e$ の平衡が仮定される (ベータ平衡)

$$\Gamma_{n \rightarrow p+e} = \Gamma_{p+e \rightarrow n}$$

パルサーではベータ平衡の仮定は正しくない! [Reisenegger, astro-ph/9410035]

- パルサーの回転は徐々に遅くなる (*Spin-down*)
- 遠心力の低下 → 時々刻々と n, p, e の ベータ平衡における数密度が変化



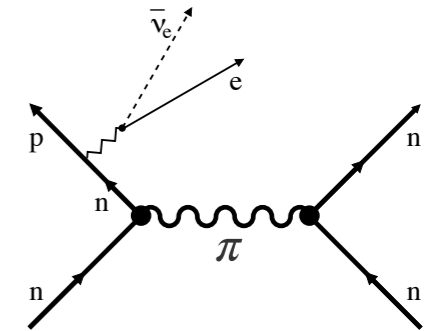
↑
重力、圧力、遠心力の釣り合い

- (1)と(2)が平衡からずれ、エントロピー生成によって発熱

$$L_H = \int dV (\mu_n - \mu_p - \mu_e) (\Gamma_{n \rightarrow p+e} - \Gamma_{p+e \rightarrow n}) > 0$$

“非平衡” Modified Urca process

Modified Urca process

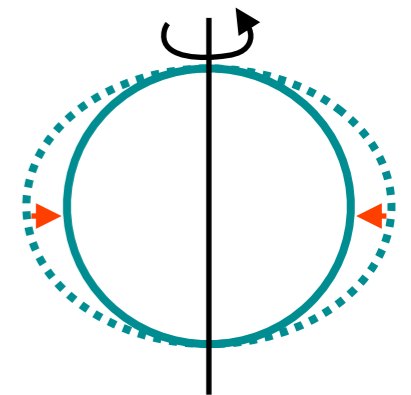


よくある cooling 計算では $n \rightleftharpoons p + e$ の平衡が仮定される (ベータ平衡)

$$\Gamma_{n \rightarrow p+e} = \Gamma_{p+e \rightarrow n}$$

パルサーではベータ平衡の仮定は正しくない! [Reisenegger, astro-ph/9410035]

- パルサーの回転は徐々に遅くなる (*Spin-down*)
- 遠心力の低下 → 時々刻々と n, p, e の ベータ平衡における数密度が変化



↑
重力、圧力、遠心力の釣り合い

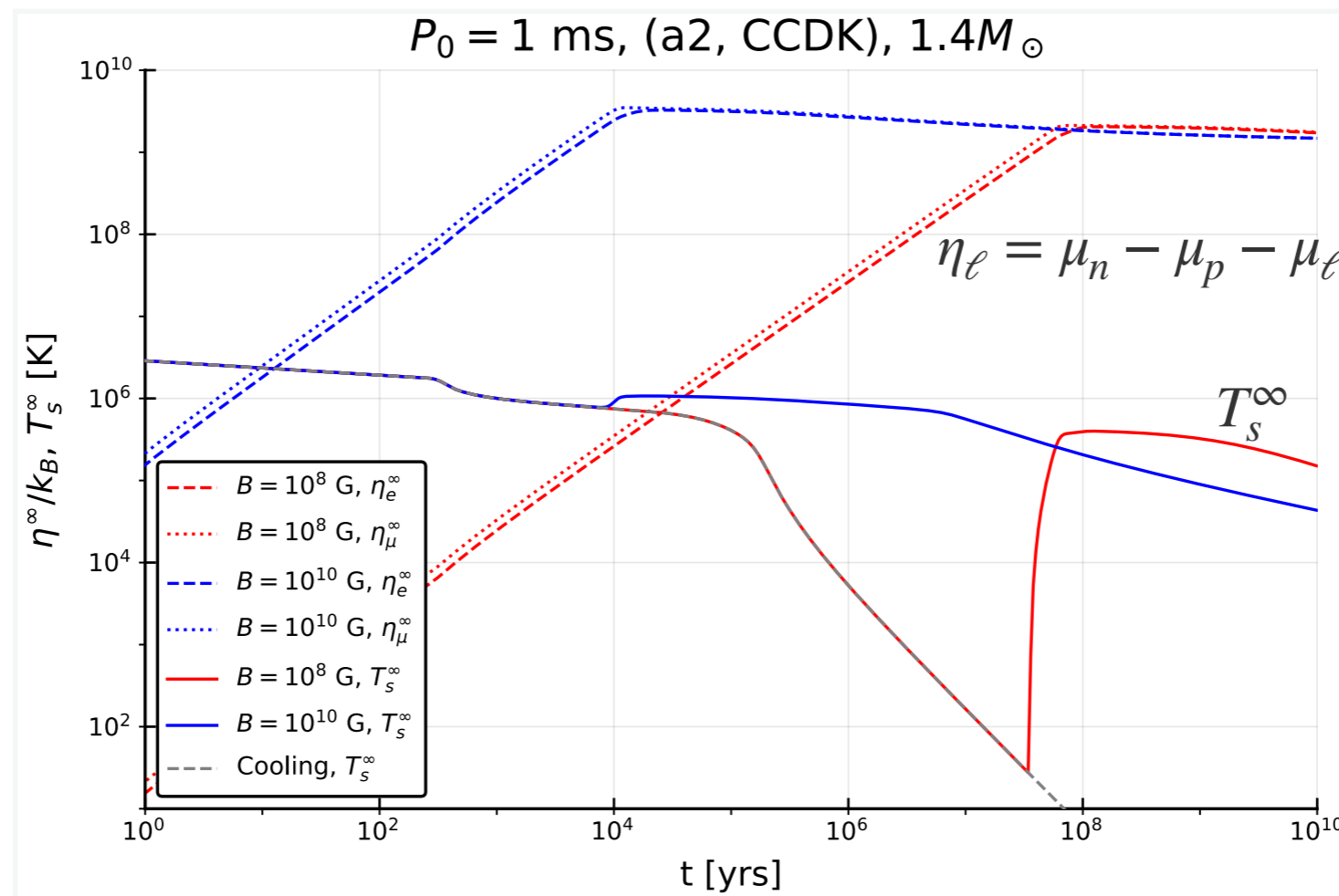
- (1)と(2)が平衡からずれ、エントロピー生成によって発熱

$$L_H = \int dV (\mu_n - \mu_p - \mu_e) (\Gamma_{n \rightarrow p+e} - \Gamma_{p+e \rightarrow n}) > 0$$

特にエキゾチックな物理を仮定せずに最小限の設定で起こる加熱現象である!

温度と η の時間発展

$$C \frac{dT^\infty}{dt} = -L_\nu^\infty - L_\gamma^\infty + L_H^\infty$$



- $T_s \sim 10^5 \text{ K}$ が実現
- Spin-down は磁気双極子放射で起こると仮定 → 加熱の開始時刻は磁場の大きさに依存

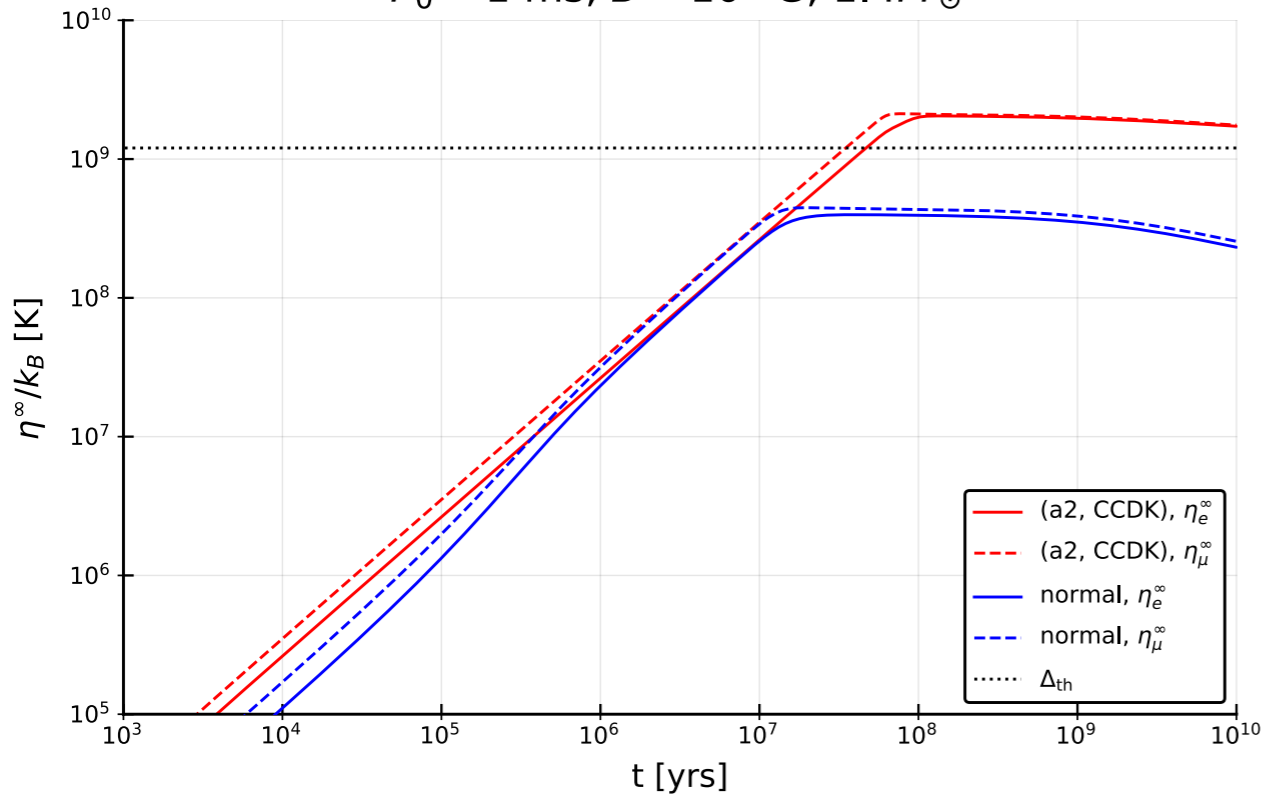
超流動の影響

- Larger $\Delta \sim$ larger $\eta \rightarrow$ hotter NS

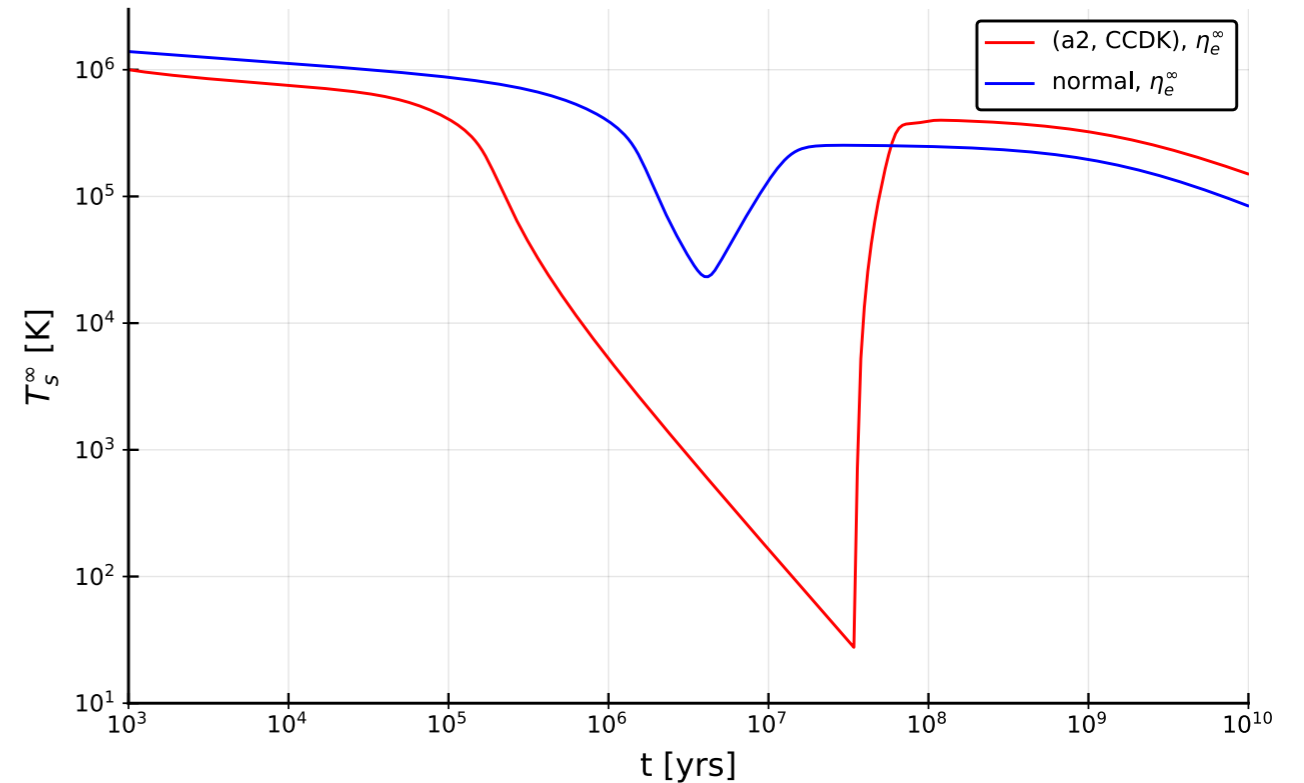
- Rotochemical heating begins at $\eta_\ell > \Delta_{\text{th}} = \min\{3\Delta_n + \Delta_p, \Delta_n + 3\Delta_p\}$

[Petrovich & Reisenegger, 0912.2564]

$P_0 = 1 \text{ ms}, B = 10^8 \text{ G}, 1.4M_\odot$



$P_0 = 1 \text{ ms}, B = 10^8 \text{ G}, 1.4M_\odot$



最終温度はギャップの大きさに依存

ギャップの大きさは核力で決まるため、核力からの不定性が生じる

観測との比較

Two categories of observed pulsars

Rotochemical heating 検証のため、温度観測がされている中性子星を二種類に大別した

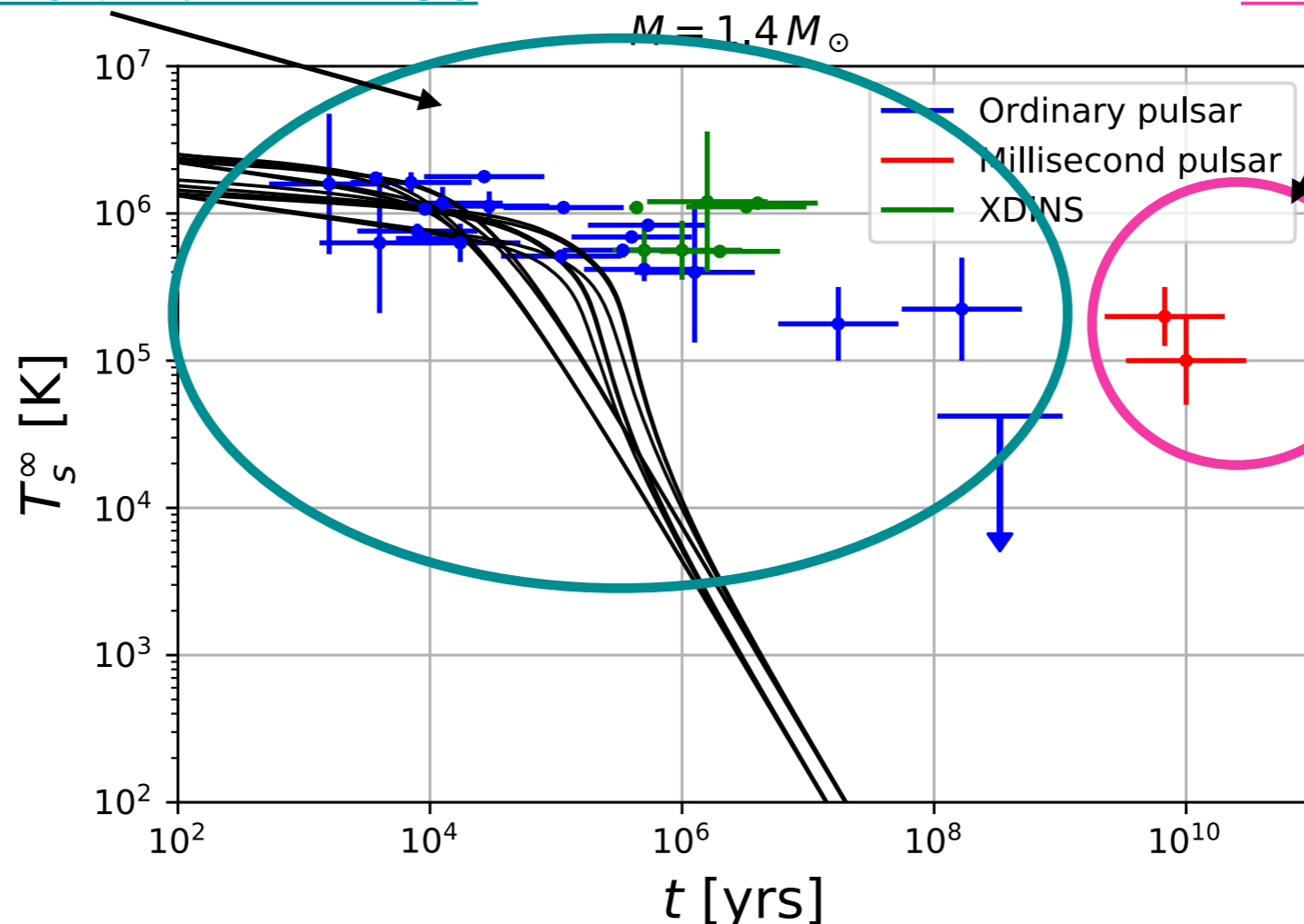
$\Omega(t) = 2\pi/\sqrt{P_0^2 + 2P\dot{P}t}$ で非平衡度が変わるため、 P と \dot{P} により分類

Ordinary pulsars and XDINSs

$$P \sim 1 - 10 \text{ s}$$

$$\dot{P} \sim 10^{-(15-13)}$$

$$B \sim 10^{12-13} \text{ G}$$



Millisecond pulsars

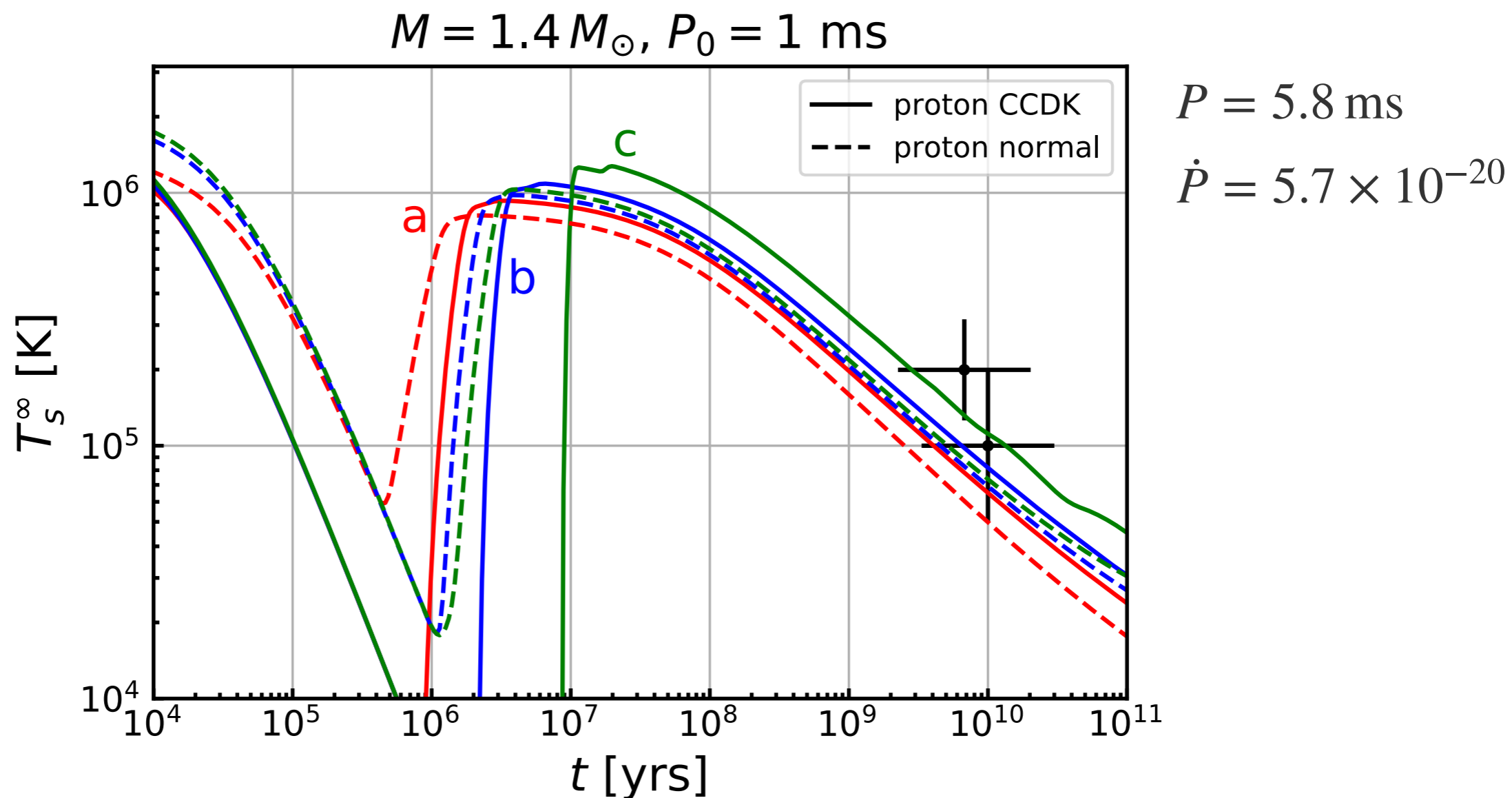
$$P \sim 1 \text{ ms}$$

$$\dot{P} \sim 10^{-20}$$

$$B \sim 10^8 \text{ G}$$

Results: Millisecond pulsars

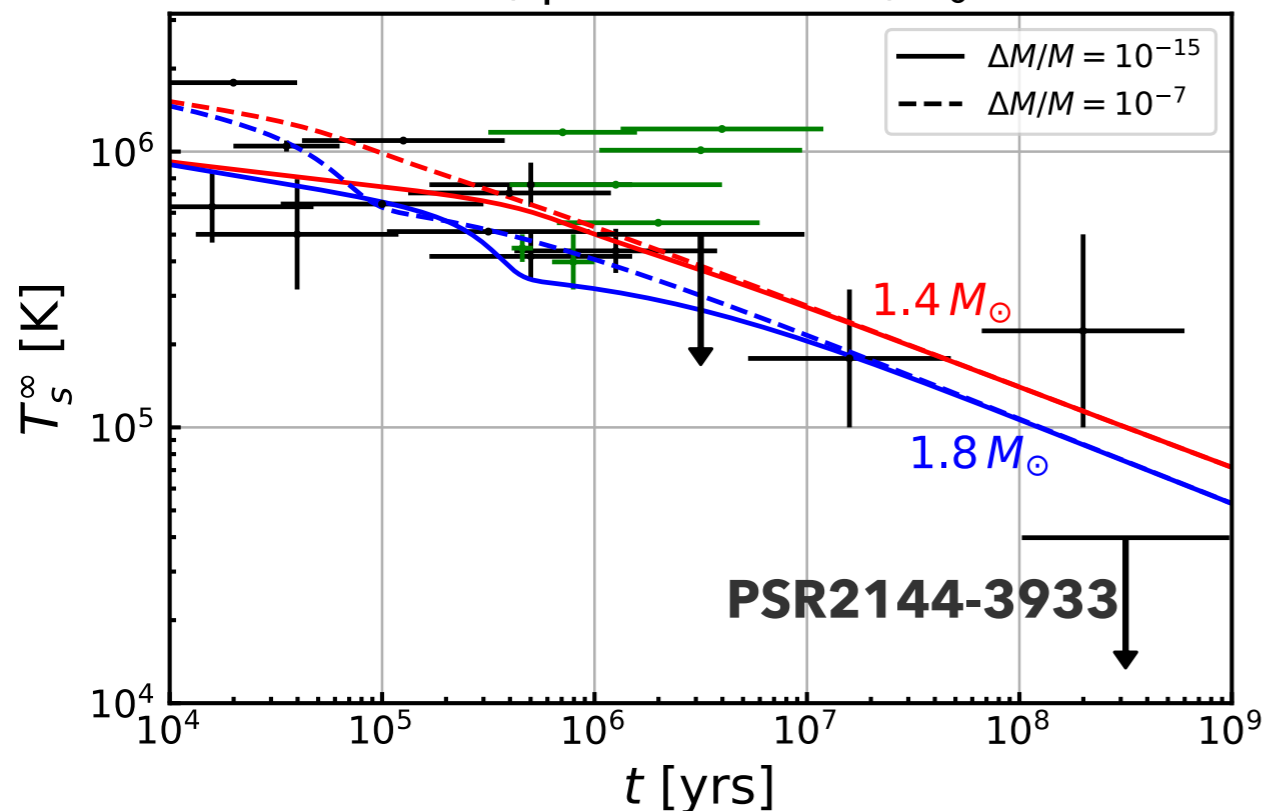
- 温度が観測されているMSPは二つ。両方とも通常の冷却理論では全く説明できない
- Rotochemical heatingの予言とはよく合う



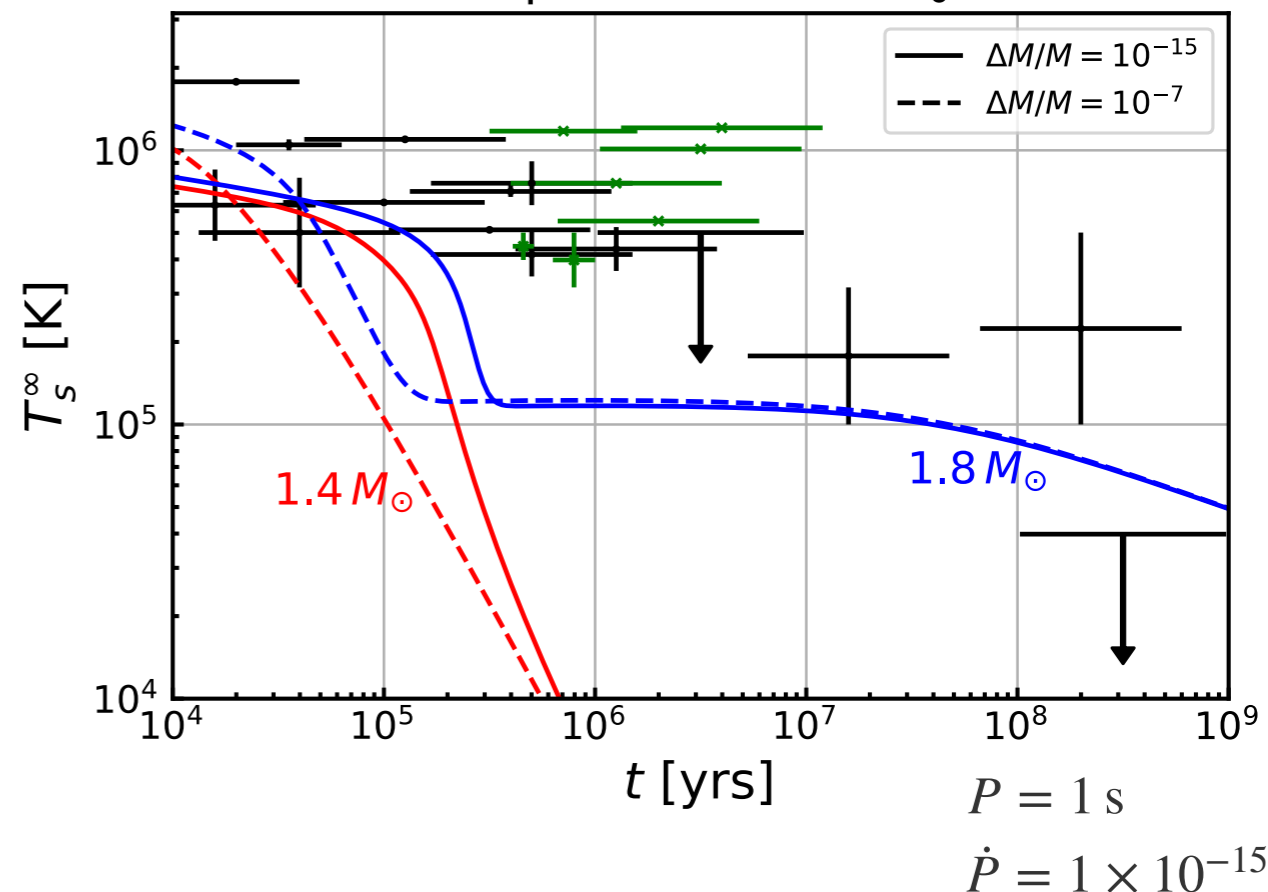
異なる線は異なる超流動ギャップのモデル (=理論の不定性)

Results: Ordinary pulsars and XDINSs

neutron: a, proton: CCDK, $P_0 = 1$ ms



neutron: a, proton: CCDK, $P_0 = 10$ ms



- **Rotochemical heating** による加熱の大きさは初期の回転周期 P_0 に強く依存
- $t \lesssim 10^5$ yr はcoolingでもheatingでも説明可
- $t \sim 10^{7-8}$ yr の熱い星二つはrotochemical heatingで説明できる
- $t \sim 10^8$ yr の冷たい星 (PSR2144-3933) はheatingが発動していないとすればconsistent
- P_0 が大きければ暗黒物質による加熱が支配的になるのでは？

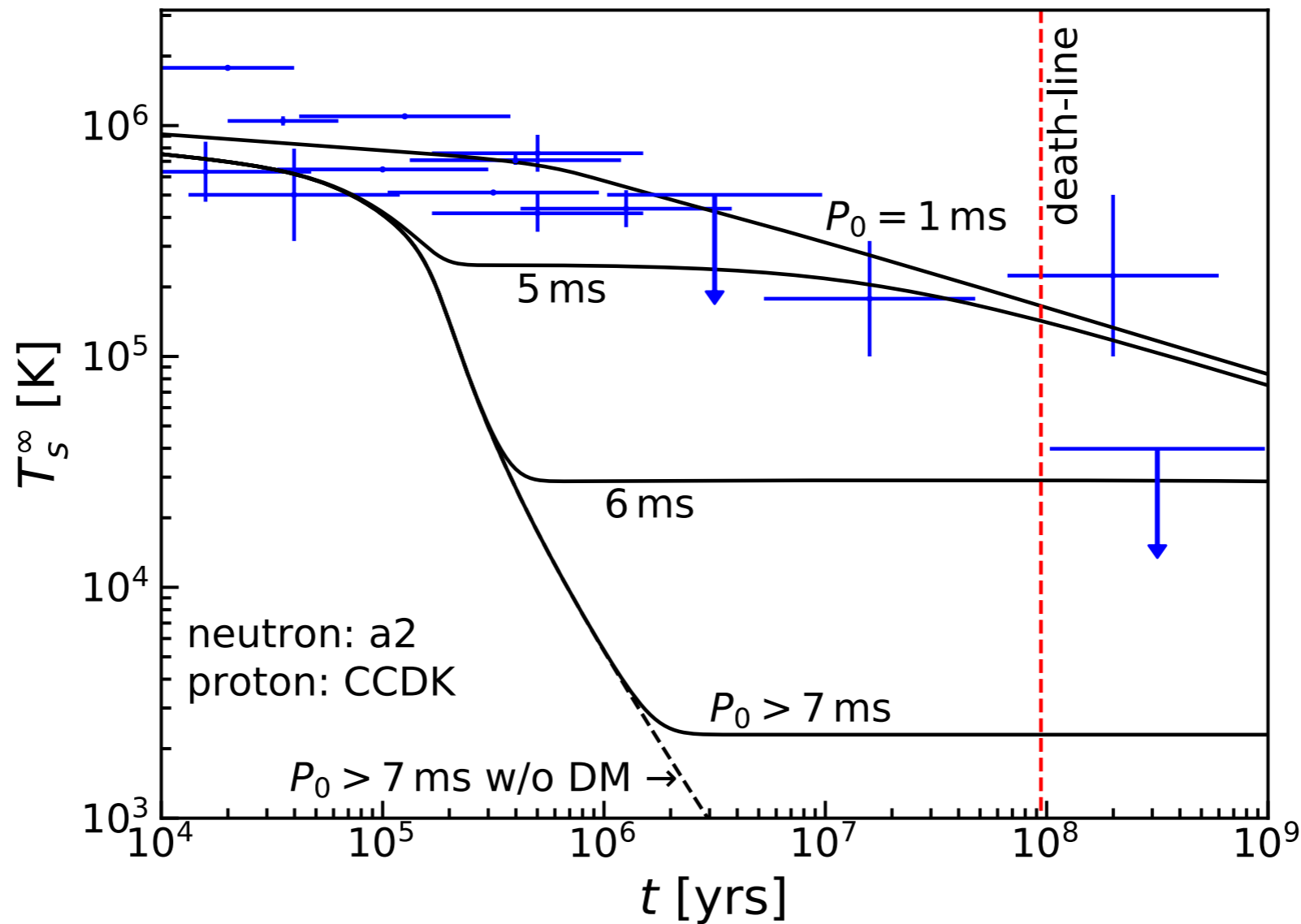
$$\Omega(t) = \frac{2\pi}{\sqrt{P_0^2 + 2P\dot{P}t}}$$

暗黒物質による加熱効果の観測可能性

DM heating vs. rotochemical heating

WIMP暗黒物質による加熱効果は P_0 が十分大きければ見える

$$C \frac{dT^\infty}{dt} = -L_\nu^\infty - L_\gamma^\infty + L_{\text{rotochemical}}^\infty + L_{\text{DM}}^\infty$$



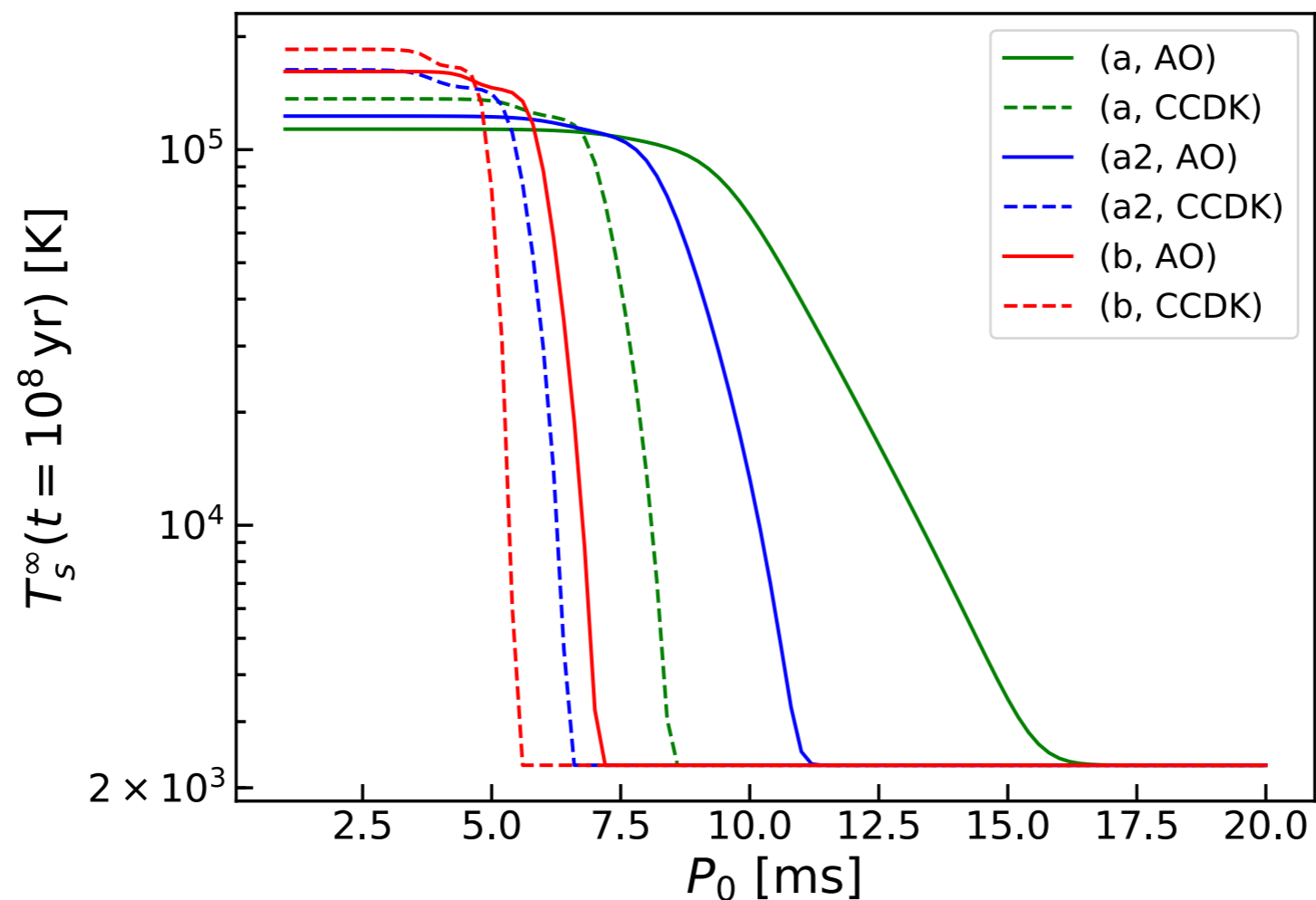
$P = 1 \text{ s}$
 $\dot{P} = 10^{-15}$

$P_0 \gtrsim 7 \text{ ms}$: DM heating > rotochemical heating

Uncertainty from superfluid gap models

- Critical P_0 はギャップのモデルに依存
- $P_0 \gtrsim 100$ ms ならギャップモデルによらず (DM heating) \gg (rotochemical heating)
- 色々な先行研究により $P_0 = \mathcal{O}(100)$ ms が示唆されている

[Popov & Turolla, 1204.0632; Noutsos et.al., 1301.1265; Igoshev & Popov, 1303.5258; Faucher-Giguere & Kaspi, astro-ph/0512585; Popov et al., 0910.2190; Gullo'n et al., 1406.6794, 1507.05452; Müller et al., 1811.05483]



(neutron gap, proton gap)

まとめ

まとめ

- 非平衡 Urca process を考慮した際に、中性子星を使ったWIMP探索が可能な条件を明らかにした
- 基本的には生まれた時の回転周期が短すぎなければ良い ($P_0 \sim 100$ msならOK)
- 様々な先行研究によると、これは無理のない設定のようである

課題

- 非平衡 Urca 以外の加熱メカニズムでも同様に調べたい
- 観測の feasibility : ~ 1000 K の表面温度を将来の望遠鏡で観測できるか？

Backup

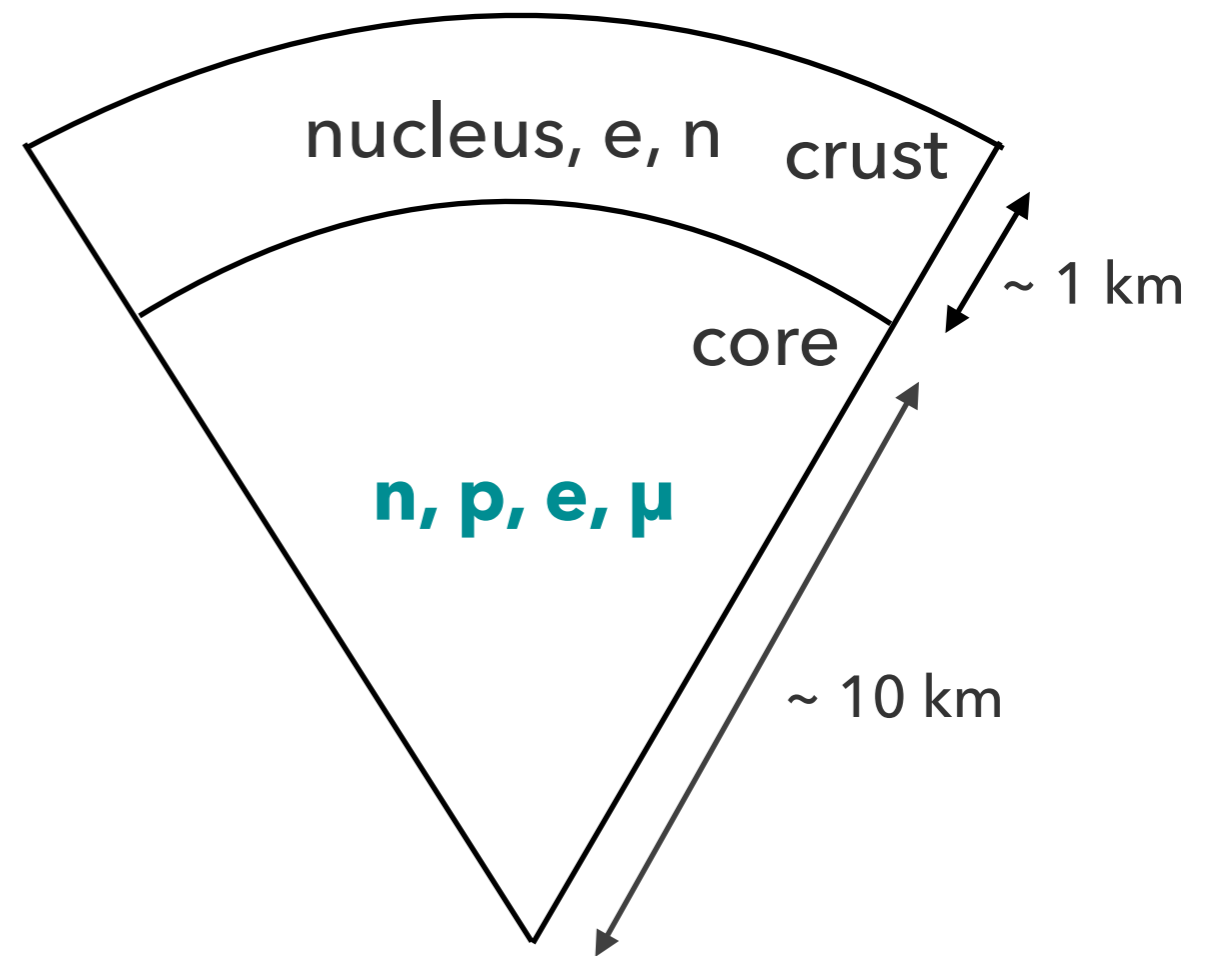
Basics of NS

- NS core consists of n, p, e, μ
- They are Fermi-degenerate

$$p_{F,n} \sim O(100) \text{ MeV}$$

$$p_{F,e,p,\mu} \sim O(10) \text{ MeV}$$

- Birth temperature $\sim 10^{11}$ K, and quickly cools to $T < 10^{10}$ K
- **NS is cold system**



Nucleon superfluidity in NS

Cooper pairing occurs due to the attractive nuclear force

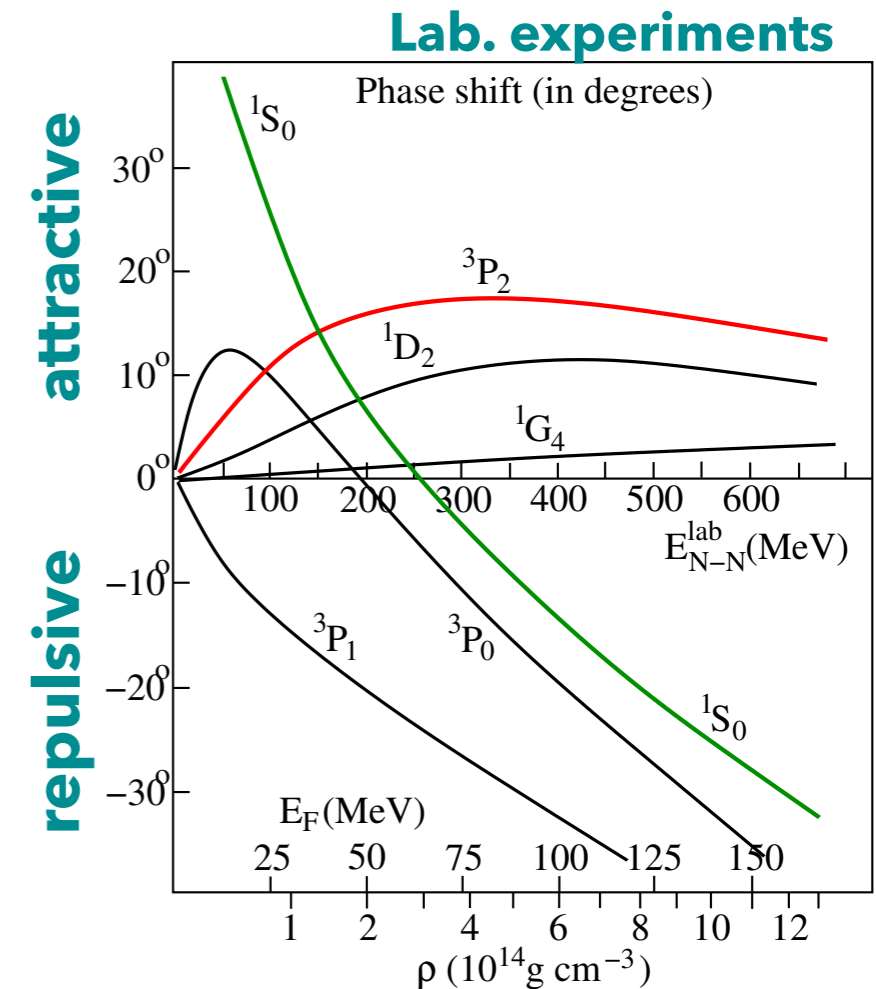
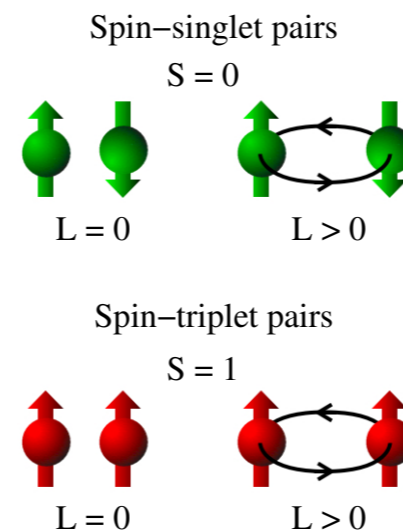
At $T < T_c^{(N)} \sim 10^{8-9}$ K

Superfluid in NS core

- Proton singlet pairing (1S_0)
- Neutron triplet pairing (3P_2)

Superfluid in NS crust (not important for thermal evolution)

- Neutron singlet pairing (1S_0)



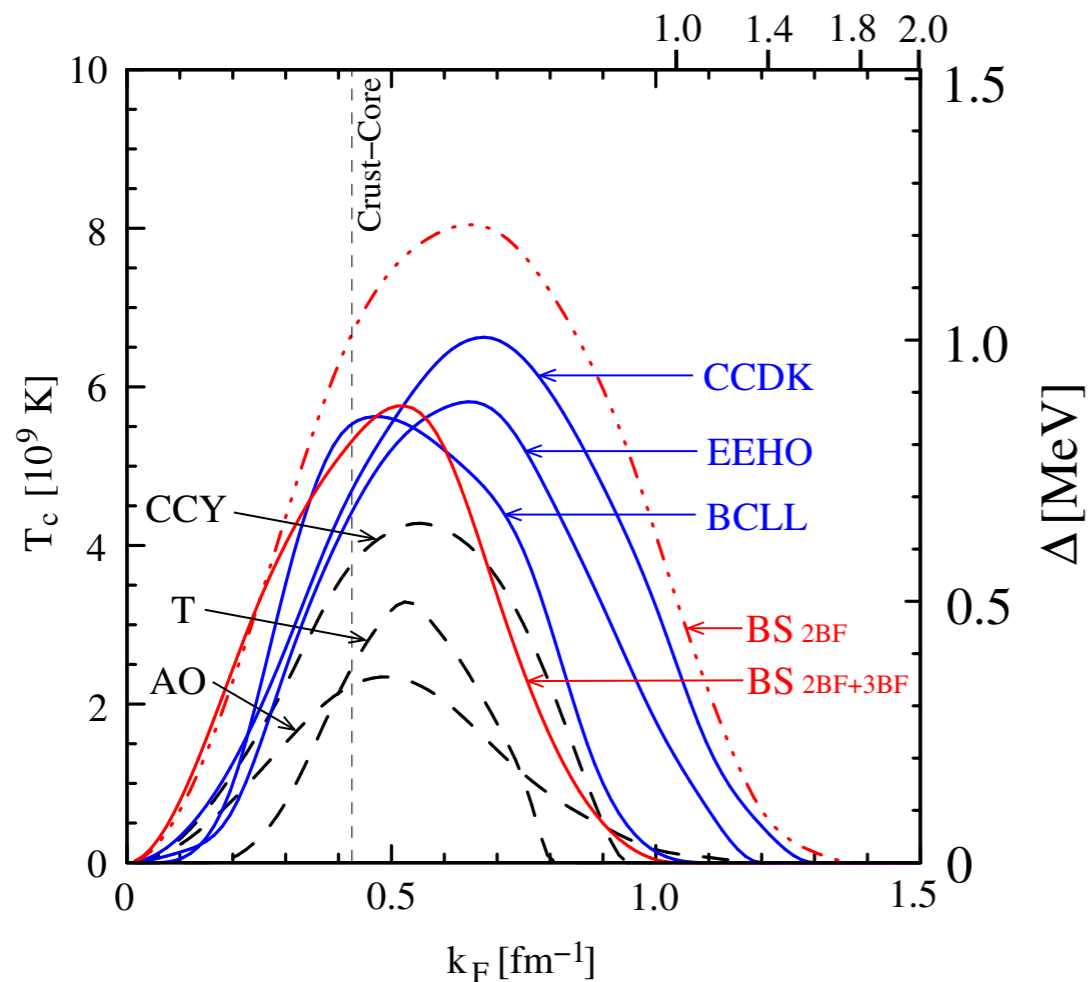
[Figures from Page et al. (2013)]

Pairing gap models

The effects of superfluidity depends on momentum dependence of gap

$$\Delta_N = \Delta_N(\mathbf{k}_F, T = 0)$$

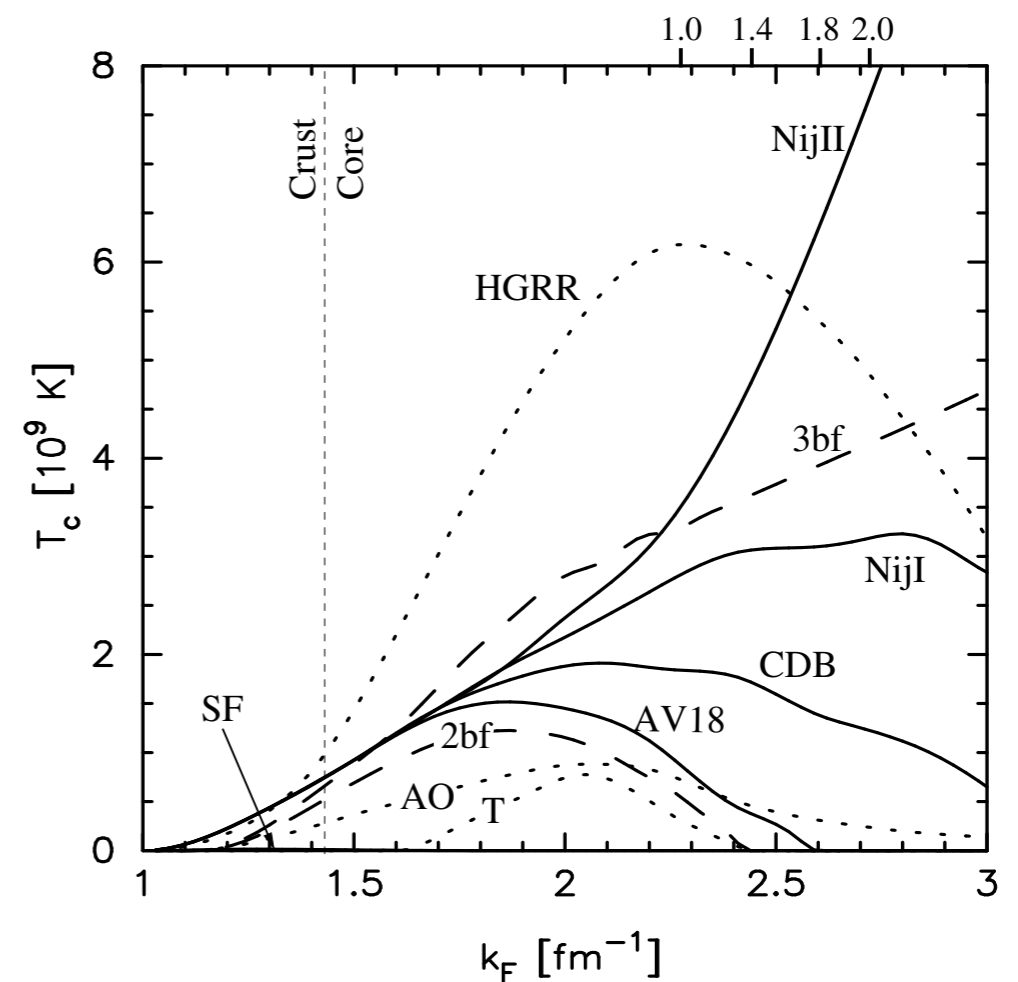
Proton 1S_0 pairing models



$$T_c^{(p)} = O(1) \times 10^9 \text{ K}$$

$$\Delta_N(k_F, T = 0) \simeq 1.764 k_B T_c^{(N)}$$

Neutron 3P_2 pairing models



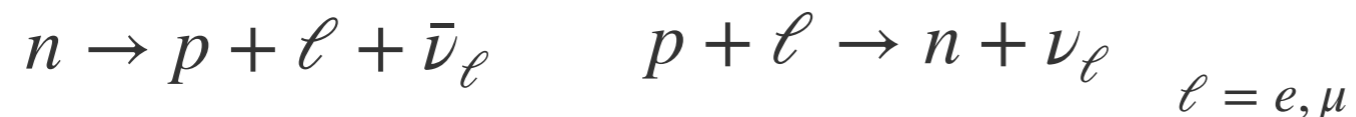
$$T_c^{(n)} \sim 10^8 - 10^9 \text{ K}$$

$$\Delta_N(k_F, \cos \theta = 0, T = 0) \simeq 1.188 k_B T_c^{(N)}$$

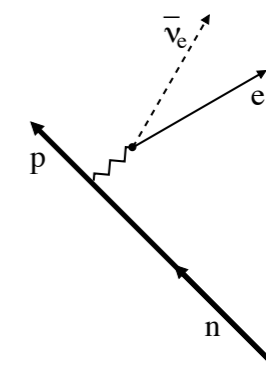
[Figures from Page et al. (2013)]

Direct Urca process

Neutrino emission from beta decay and its inverse **on Fermi surface**



$$L_\nu^{\text{DU}} \propto T^6$$

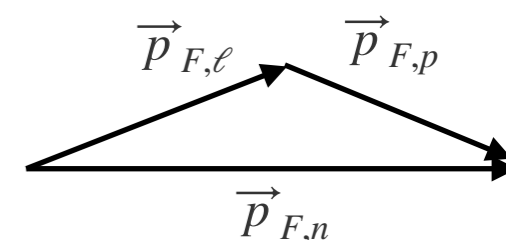


Direct Urca does not operate unless the NS is very heavy

- Nucleons and leptons are strongly degenerate; $p_\nu \sim T \ll p_{F,n,p,\ell}$

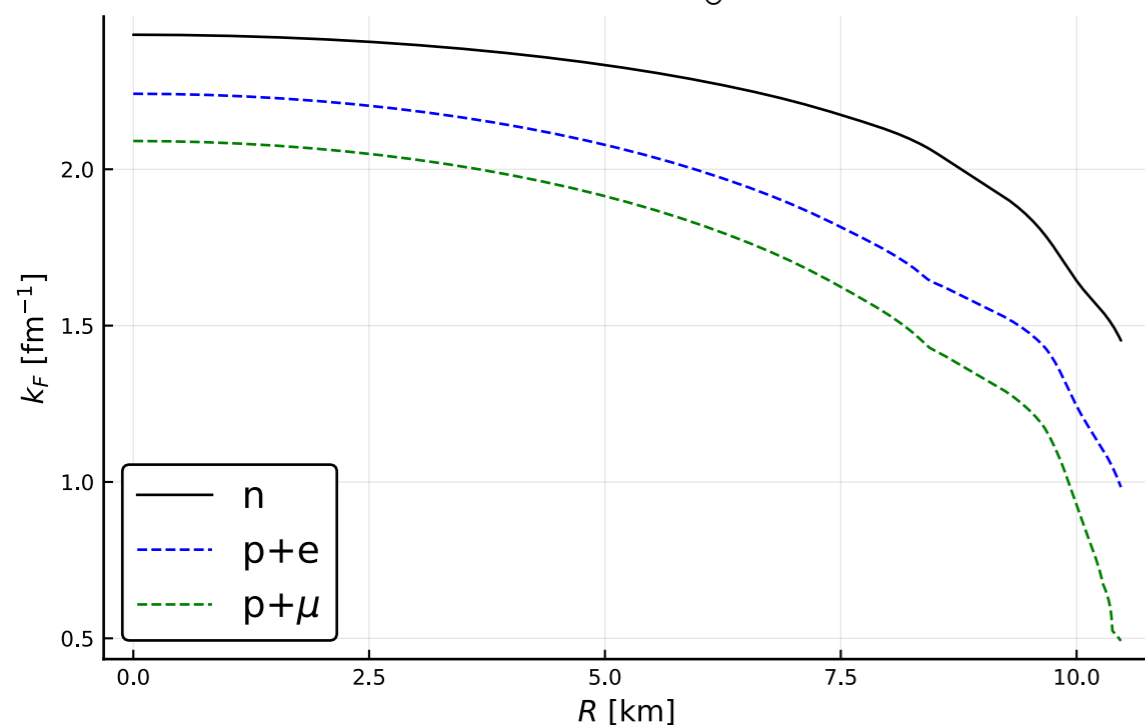
- Momentum conservation requires

$$p_{F,p} + p_{F,\ell} > p_{F,n}$$

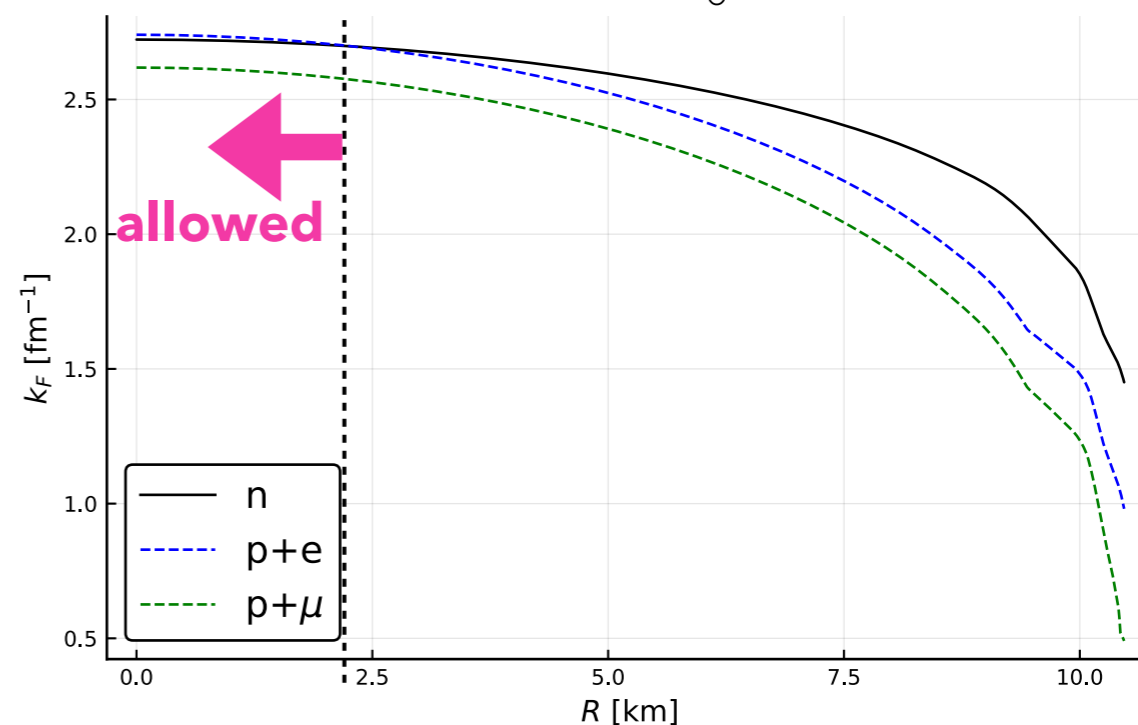


- Since $p_F^3 \propto n$, direct Urca requires **high p, e, μ density** ($M \gtrsim 2 M_\odot$ for APR EOS)

$M = 1.4 M_\odot$

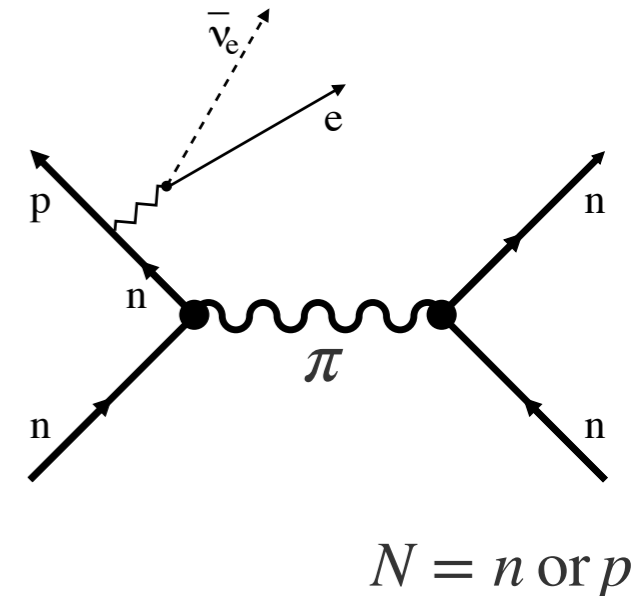


$M = 2.0 M_\odot$

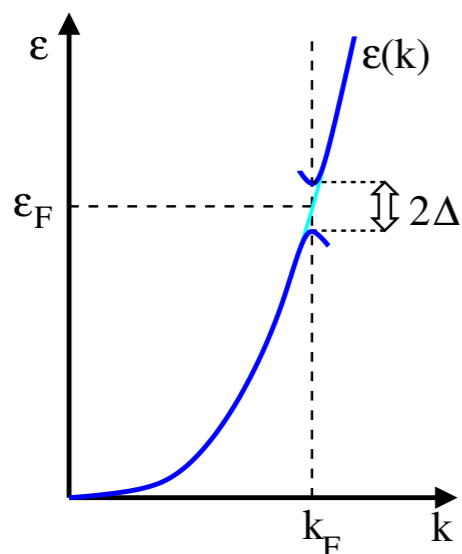


Modified Urca process

Threshold of direct Urca is relaxed by spectator nucleon



- **Beta equilibrium** is usually assumed: $\mu_n = \mu_p + \mu_\ell$
- Before Cooper pairing: Luminosity = $L_\nu^{\text{MU}} \propto T^8$
- After Cooper pairing: modified Urca is highly suppressed



$$f \sim e^{-\Delta_N/T} \text{ for } Q_{M,N\ell} = \int \left[\prod_{j=1}^4 \frac{d^3 p_j}{(2\pi)^3} \right] \frac{d^3 p_\ell}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p_\nu}{(2\pi)^3} (2\pi)^4 \delta^4(P_f - P_i) \cdot \epsilon_\nu \cdot \frac{1}{2} \sum_{\text{spin}} |\mathcal{M}_{M,N\ell}|^2$$

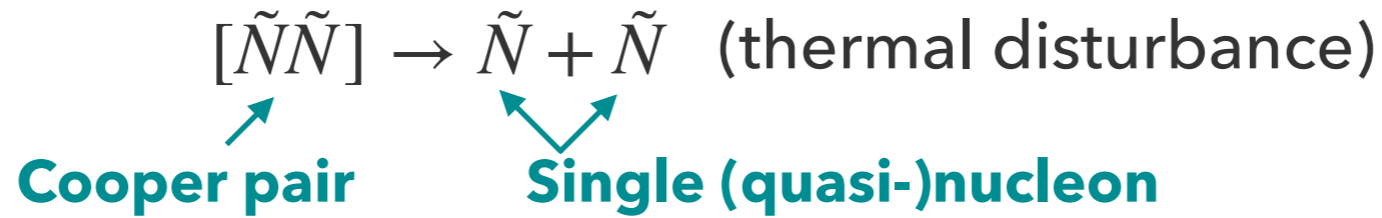
$$\times [f_1 f_2 (1 - f_3)(1 - f_4)(1 - f_\ell) + (1 - f_1)(1 - f_2) f_3 f_4 f_\ell],$$

Cooper pair-breaking and formation (PBF)

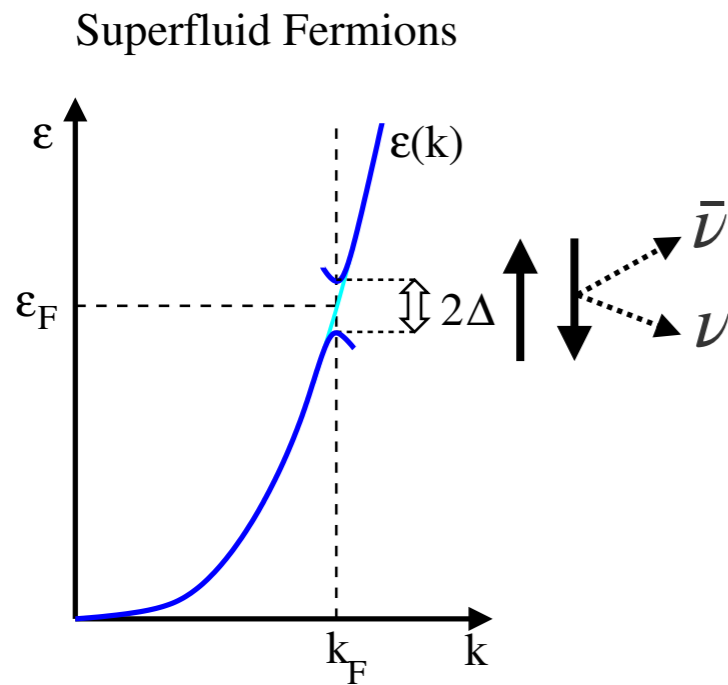
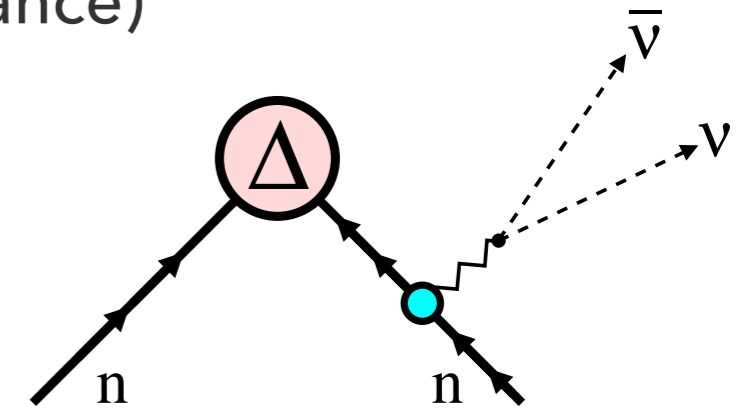
The Cooper pairing triggers rapid neutrino emission (called PBF)

[Flowers et al. (1976)]

- Pair-breaking**



- Pair-formation**



Pair breaking occurs by thermal disturbance
 → efficient while $T \sim \Delta$

PBF dominates L_ν for $T < T_c$

Pulsar spin-down

Spin-down: pulsar is rotating, and its rotation is gradually slowing down

$$P \sim 10^{-3} - 1 \text{ s}$$

$$\dot{P} \sim 10^{-20} - 10^{-13}$$

- Spin-down is caused by the **magnetic dipole radiation**

$$\frac{d\Omega}{dt} = -k\Omega^3 \quad \longrightarrow \quad \Omega(t) = \frac{2\pi}{\sqrt{P_0^2 + 2P\dot{P}t}}$$

$$k \propto B^2 \propto P\dot{P}$$

$$B \sim 3.2 \times 10^{19} (P\dot{P}/s)^{1/2} \text{ G}$$

- Centrifugal force is continuously decreasing

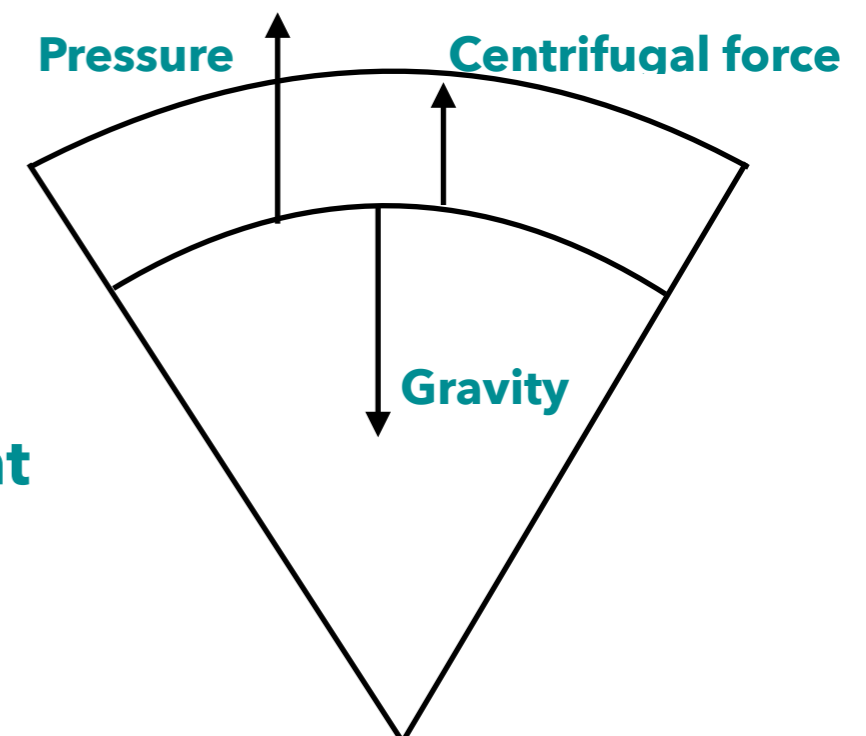
→ NS tries to change local pressure $P(r)$

→ Number density of each particle has to be rearranged

→ **(Hydrostatic) Equilibrium density is time-dependent**

$$n_i^{\text{eq}} = n_i^{\text{eq}}(t)$$

$$i = n, p, e, \mu$$

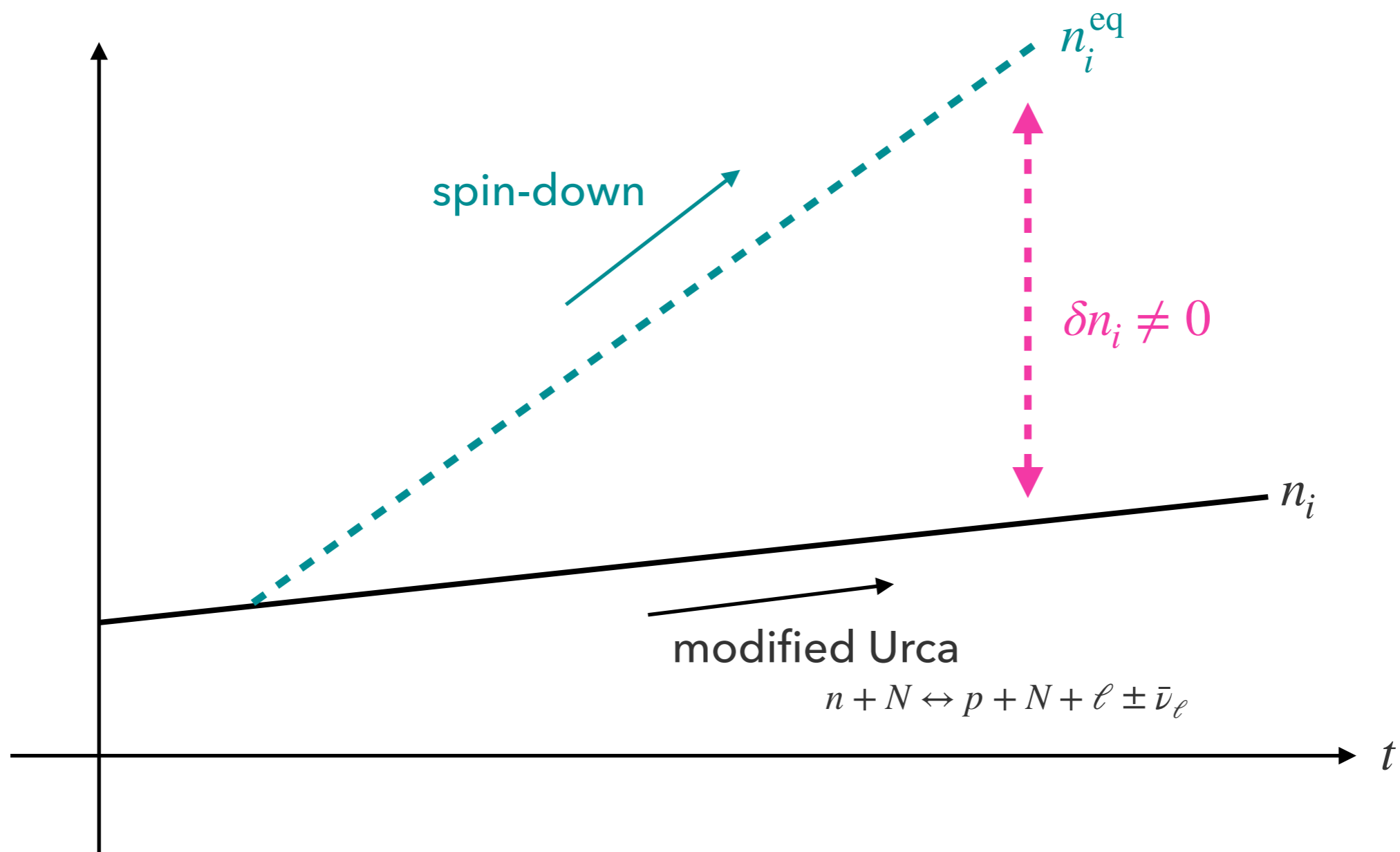


Hydrostatic equilibrium is not guaranteed

Each particle goes to new equilibrium $n_i^{\text{eq}}(t)$ by modified Urca process
If (modified) Urca is too slow, it cannot catch up with change of $n_i^{\text{eq}}(t)$

(Schematic picture)

$$n_i = n_i^{\text{eq}} + \delta n_i$$



Rotochemical heating

- 温度の時間発展

$$C \frac{dT^\infty}{dt} = -L_\nu^\infty - L_\gamma^\infty + L_H^\infty, \quad L_H^\infty = \sum_{\ell=e,\mu} \sum_{N=n,p} \int dV \eta_\ell \cdot \Delta\Gamma_{M,N\ell} e^{2\Phi(r)}$$

$$\Delta\Gamma_{M,N\ell} = \Gamma(n + N \rightarrow p + N + \ell + \bar{\nu}_\ell) - \Gamma(p + N + \ell \rightarrow n + N + \nu_\ell)$$

- ベータ平衡からのずれ $\eta_\ell = \mu_n - \mu_p - \mu_\ell$ の時間発展

$$\frac{d\eta_e^\infty}{dt} = - \sum_{N=n,p} \int dV (Z_{npe} \Delta\Gamma_{M,Ne} + Z_{np} \Delta\Gamma_{M,N\mu}) e^{\Phi(r)} + 2W_{npe} \Omega \dot{\Omega}$$

$$\frac{d\eta_\mu^\infty}{dt} = - \sum_{N=n,p} \int dV (Z_{np} \Delta\Gamma_{M,Ne} + Z_{np\mu} \Delta\Gamma_{M,N\mu}) e^{\Phi(r)} + 2W_{np\mu} \Omega \dot{\Omega}$$

Modified Urcaによるequilibration

Spin-downによる平衡からずらす効果

ZとWは状態方程式で決まる定数

- 回転エネルギーの減少は磁気双極子放射によって起こる

$$\dot{\Omega}(t) = -k\Omega(t)^3, \quad k \propto B$$

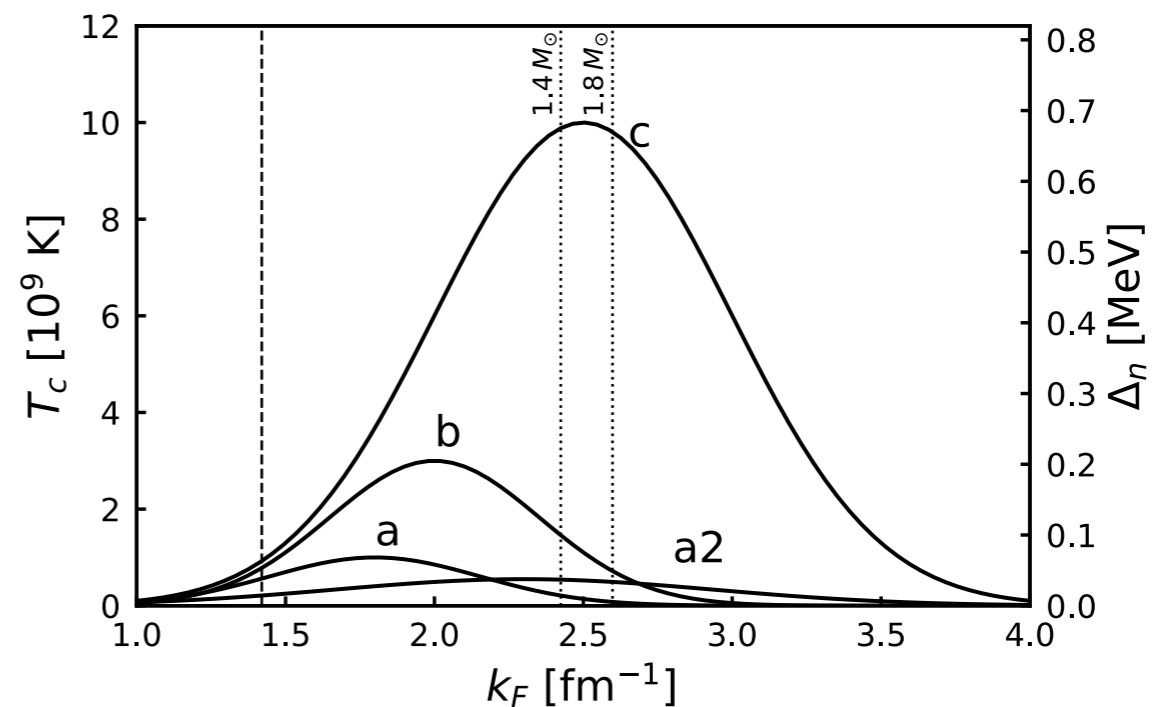
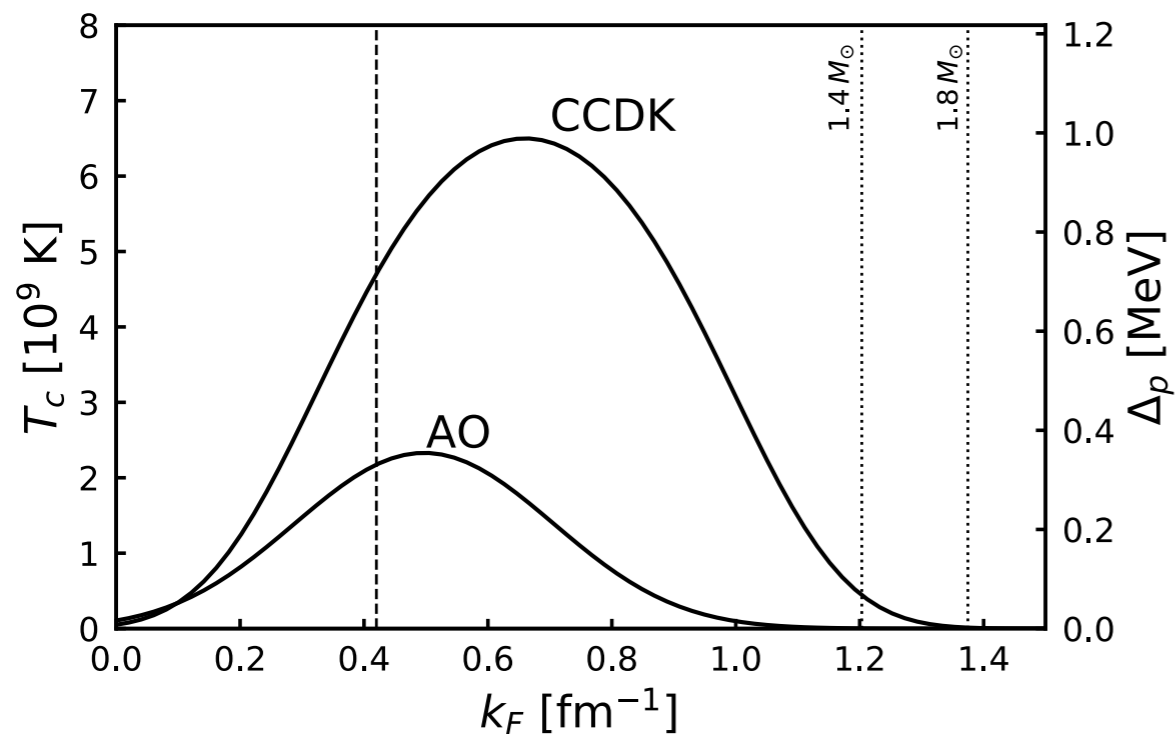


$$\Omega(t) = \frac{2\pi}{\sqrt{P_0^2 + 2P\dot{P}t}}$$

$$P\dot{P} = \text{const.}$$

Gap models we use

The profile of pairing gap is one major source of uncertainty

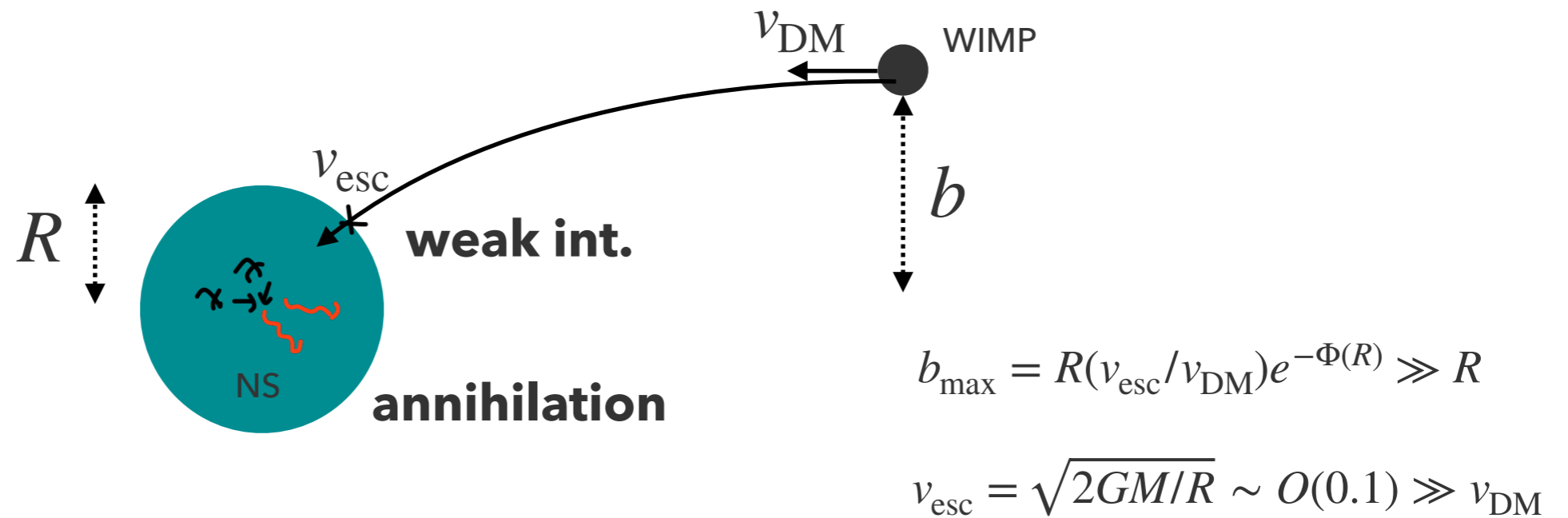


$$\Delta_{\text{th}} = \min\{3\Delta_n + \Delta_p, \Delta_n + 3\Delta_p\}$$

- Large gap delays the beginning of rotochemical heating
- Heating power is stronger for larger gap

DM heating rate

DM accretion



Rate of DM hitting the NS

$$\dot{N} \simeq \pi b_{\max}^2 v_{\text{DM}} (\rho_{\text{DM}}/m_{\text{DM}})$$

Heating luminosity

$$L_H^\infty = e^{2\Phi(R)} \dot{N} m_{\text{DM}} [\chi + (\gamma - 1)]$$

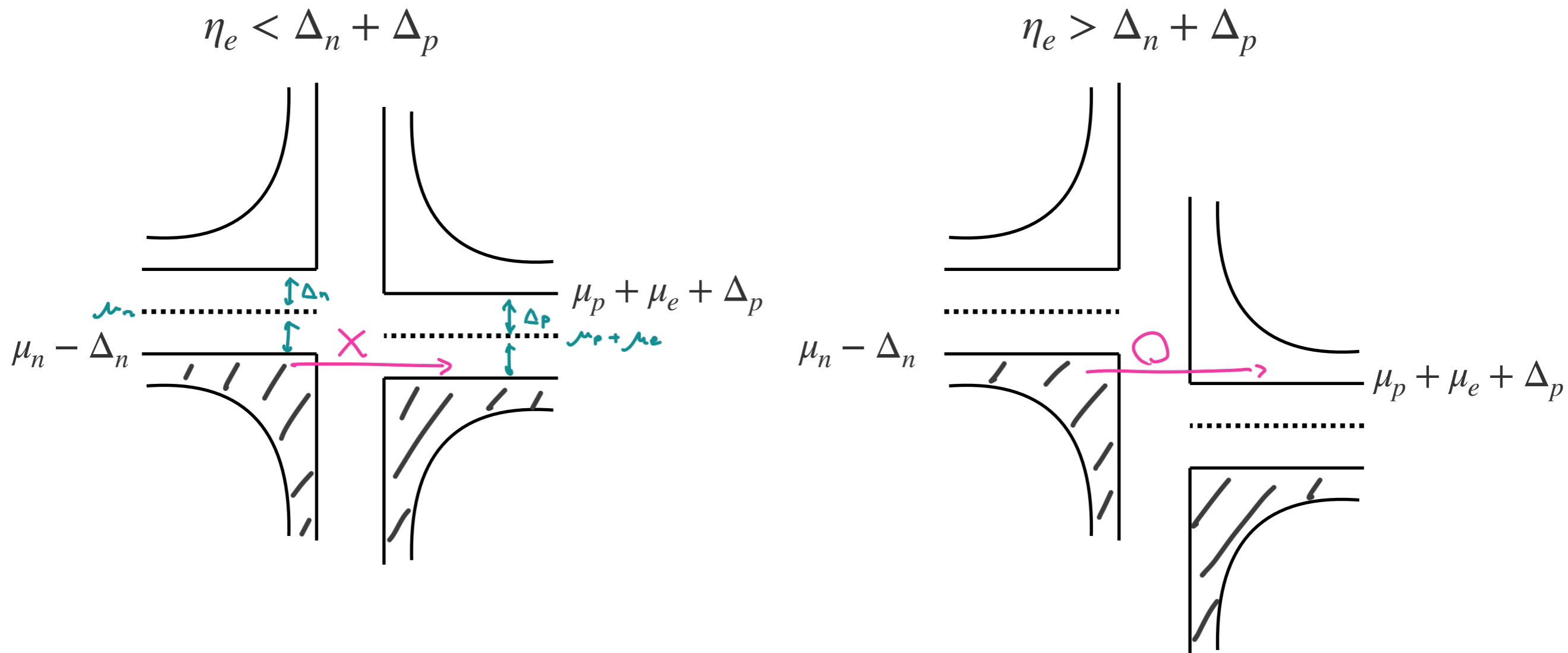
gravitational redshift factor \rightarrow $e^{2\Phi(R)}$
 fraction of ann. energy into heat \rightarrow $[\chi + (\gamma - 1)]$
 $\frac{1}{\sqrt{1 - v_{\text{esc}}^2}}$

$\left\{ \begin{array}{l} = 1 \text{ for all annihilation into heat} \\ = 0 \text{ for no annihilation or all DM ann. into (e.g.) neutrinos} \end{array} \right.$

Threshold of heating

Superfluidity makes threshold for rotochemical heating

For simplicity, consider direct Urca: $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$ $p + e \rightarrow n + \nu_e$



For modified Urca $\Delta_{th} = \min\{3\Delta_n + \Delta_p, \Delta_n + 3\Delta_p\}$

Neutron star envelope

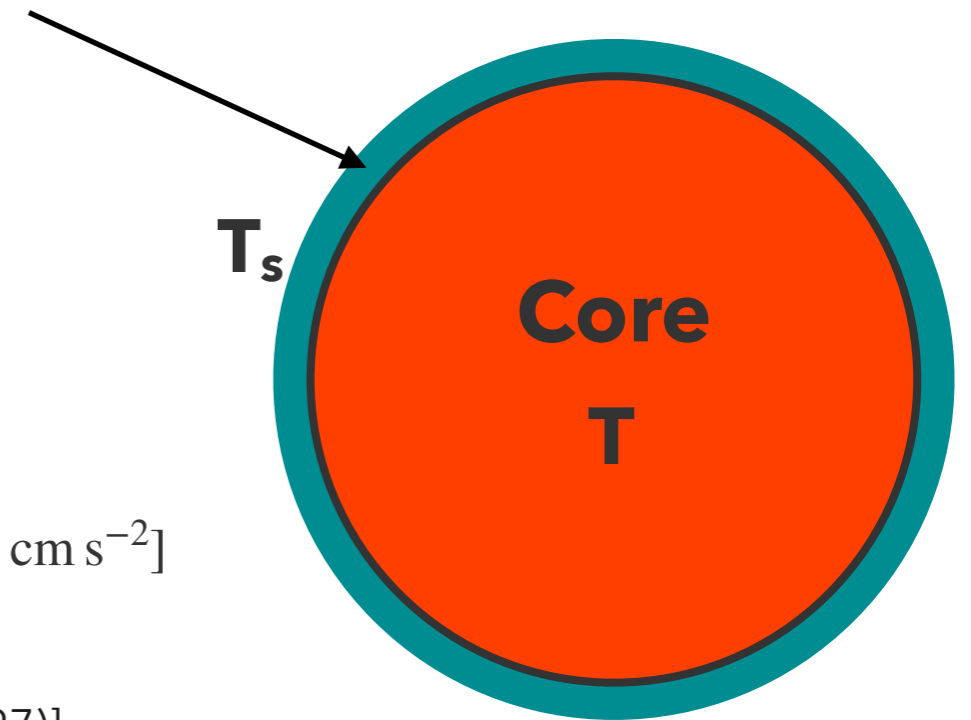
Envelope: composed of light elements (H, He, C,...) and heavy elements (Fe)

Large temperature gradient exists

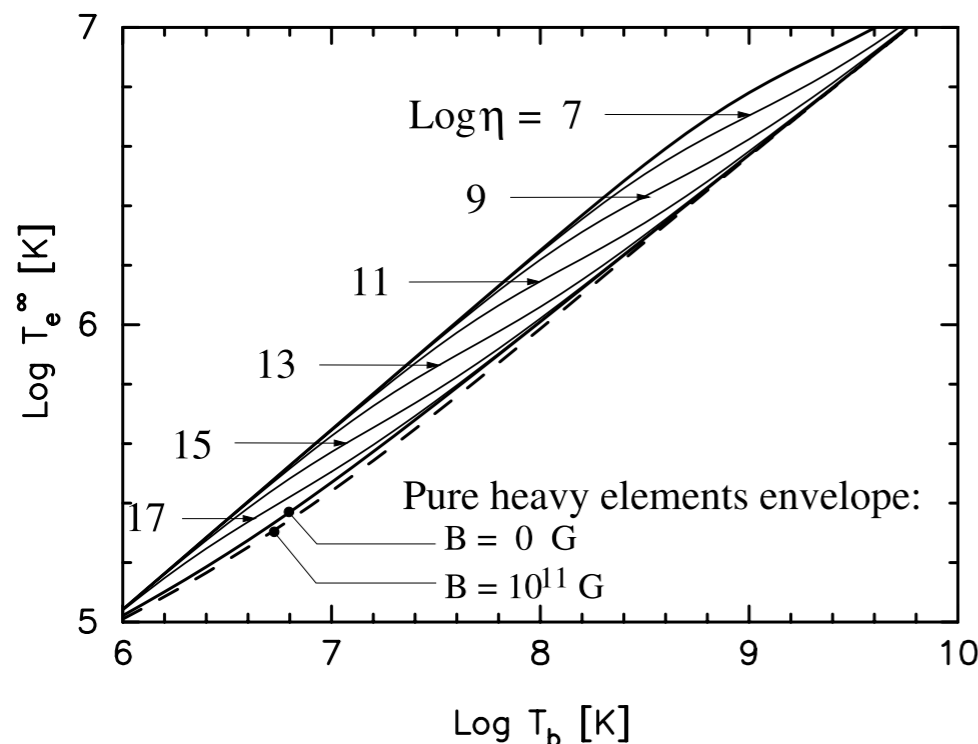
$$\frac{T}{10^9 \text{ K}} \sim 0.1288 \times \left(\frac{(T_s/10^6 \text{ K})^4}{g_{14}} \right)^{0.455}$$

[Gudmundsson et al. (1983)]

surface gravity [$10^{14} \text{ cm s}^{-2}$]



More accurate relation is available [Potekhin et al. (1997)]



Characterized by

$$\eta = g_{14}^2 \frac{\Delta M}{M}$$

mass of light elements

[Figure from Page et al. (2004)]