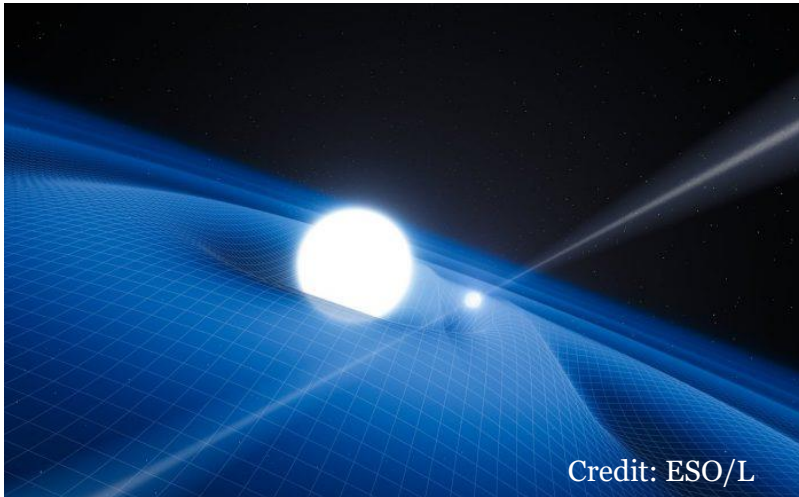


Estrelas de nêutrons como laboratórios para testar a Relatividade Geral

Raissa F. P. Mendes

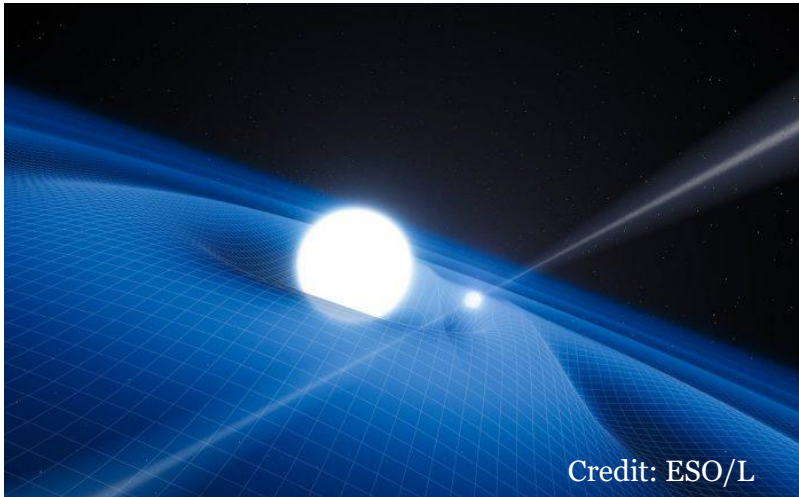
Universidade Federal Fluminense

Estrelas de nêutrons



- Pulsares
 - +2500 na Galáxia; 10% em binários
 - Massas precisas para ~ 40 NS, de 1.17 a $2M_{\odot}$

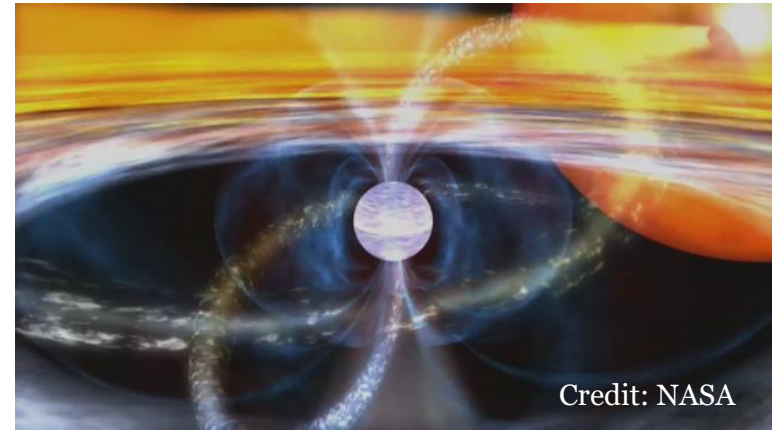
Estrelas de nêutrons



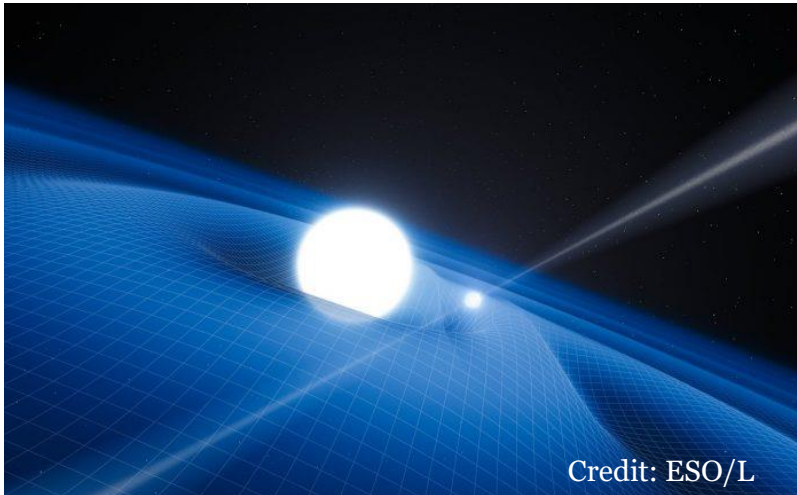
■ Pulsares

- +2500 na Galáxia; 10% em binários
- Massas precisas para ~40 NS, de 1.17 a $2M_{\odot}$

- Binários emissores de raios-X
 - Medidas simultâneas (menos precisas) de massas e raios
 - Raios de ~12 estrelas no intervalo 9.9-11.2 km.

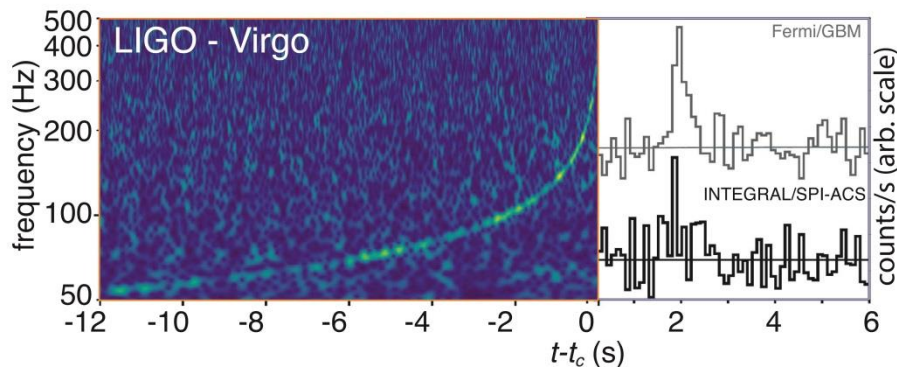


Estrelas de nêutrons



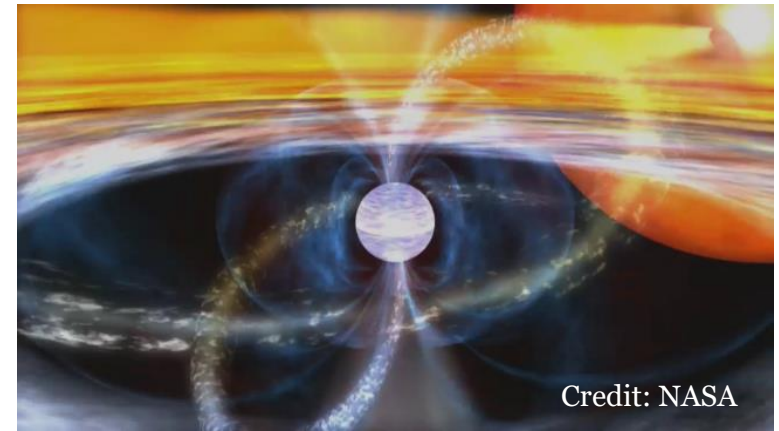
■ Pulsares

- +2500 na Galáxia; 10% em binários
- Massas precisas para ~ 40 NS, de 1.17 a $2M_{\odot}$



■ Binários emissores de raios-X

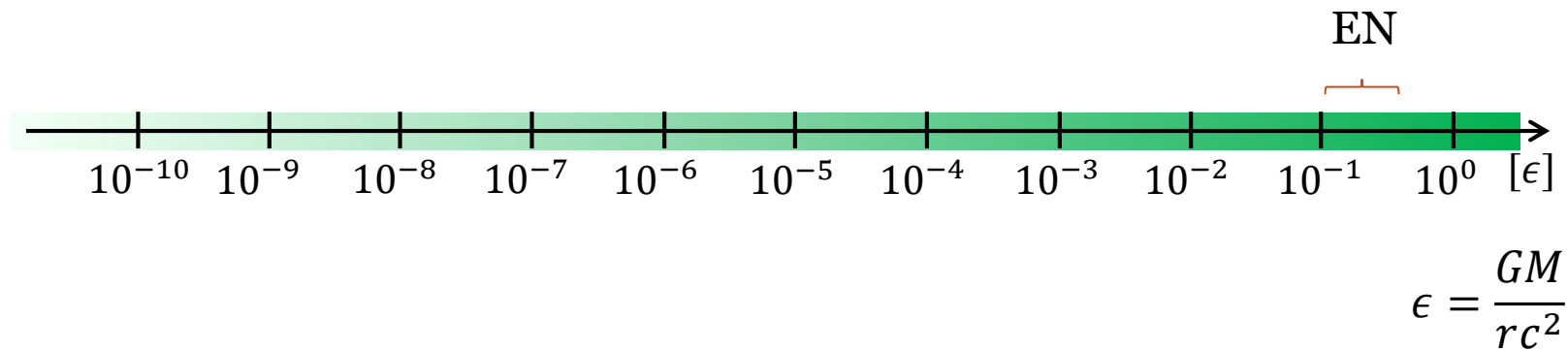
- Medidas simultâneas (menos precisas) de massas e raios
- Raios de ~ 12 estrelas no intervalo 9.9-11.2 km.



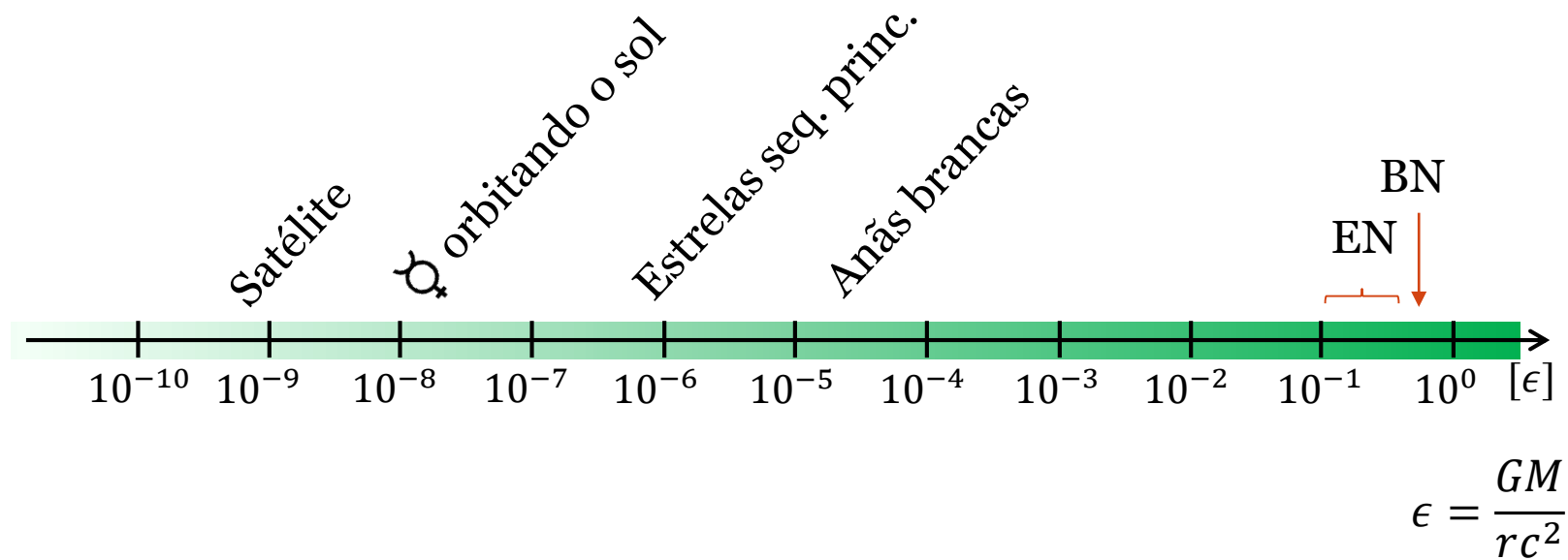
■ Ondas gravitacionais

- 1 evento: GW170817
- Física rica: GRB, kilonova, etc.

Estrelas de nêutrons



Estrelas de nêutrons



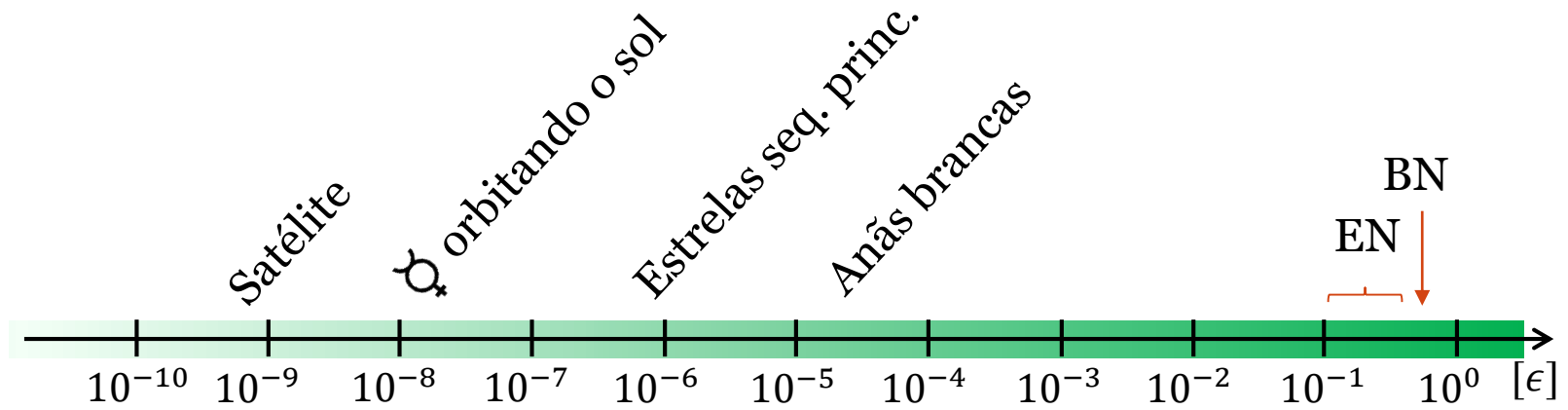
Resumo

- Introdução
- Testes de ‘campo fraco’ *vs* ‘campo forte’ da RG
 - Exemplo: teorias tensor-escalar
- Fenomenologia de EN em teorias modificadas de gravitação
 - Desafio: degenerescência com a equação de estado nuclear
- Alguns resultados novos (Mendes & Ortiz, PRL 120, 201104 (2018))
 - Novas famílias de MQN de EN podem ajudar a quebrar a degenerescência
- Perspectivas

Resumo

- Introdução
- Testes de ‘campo fraco’ *vs* ‘campo forte’ da RG
 - Exemplo: teorias tensor-escalar
- Fenomenologia de EN em teorias modificadas de gravitação
 - Desafio: degenerescência com a equação de estado nuclear
- Alguns resultados novos (Mendes & Ortiz, PRL 120, 201104 (2018))
 - Novas famílias de MQN de EN podem ajudar a quebrar a degenerescência
- Perspectivas

‘Campo fraco’ vs ‘campo forte’



Regime pós-Newtoniano: $\epsilon \ll 1, v \ll c$

$$\epsilon = \frac{GM}{rc^2}$$

‘Campo fraco’ vs ‘campo forte’

- Formalismo PPN

Parameter	Effect	Limit	Remarks
$\gamma - 1$	time delay	2.3×10^{-5}	Cassini tracking
	light deflection	4×10^{-4}	VLBI
$\beta - 1$	perihelion shift	3×10^{-3}	$J_2 = 10^{-7}$ from helioseismology
	Nordtvedt effect	2.3×10^{-4}	$\eta_N = 4\beta - \gamma - 3$ assumed
ξ	Earth tides	10^{-3}	gravimeter data
α_1	orbital polarization	10^{-4}	Lunar laser ranging
		2×10^{-4}	PSR J2317+1439
α_2	spin precession	4×10^{-7}	solar alignment with ecliptic
α_3	pulsar acceleration	4×10^{-20}	pulsar $\dot{P}$ statistics
η_N	Nordtvedt effect	9×10^{-4}	lunar laser ranging
ζ_1	—	2×10^{-2}	combined PPN bounds
ζ_2	binary acceleration	4×10^{-5}	$\ddot{P}_p$ for PSR 1913+16
ζ_3	Newton’s 3rd law	10^{-8}	lunar acceleration
ζ_4	—	—	not independent (see Equation (58))

Table 4: *Current limits on the PPN parameters. Here η_N is a combination of other parameters given by $\eta_N = 4\beta - \gamma - 3 - 10\xi/3 - \alpha_1 + 2\alpha_2/3 - 2\zeta_1/3 - \zeta_2/3$.*

‘Campo fraco’ *vs* ‘campo forte’

Se a teoria gravitacional deve ser tão semelhante à RG no regime de campos gravitacionais fracos, que liberdade resta no regime de campos fortes?

‘Campo fraco’ vs ‘campo forte’

- **Exemplo:** teorias tensor-escalar:

$$S = \frac{1}{16\pi G} \int d^4x \sqrt{-g} [R - 2g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi] + S_m[\Psi_m; a(\phi)^2 g_{\mu\nu}]$$

‘Campo fraco’ vs ‘campo forte’

- **Exemplo:** teorias tensor-escalar:

$$S = \frac{1}{16\pi G} \int d^4x \sqrt{-g} [R - 2g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi] + S_m[\Psi_m; a(\phi)^2 g_{\mu\nu}]$$

- Expansão ($\phi_0 = \phi(\tau_0) = cte$):

$$a(\phi) = \frac{d \ln a(\phi)}{d\phi} = \alpha_0 + \beta_0(\phi - \phi_0) + O[(\phi - \phi_0)^2]$$

- RG: $\alpha_0 = \beta_0 = \dots = 0$;
- Brans-Dicke: $\beta_0 = \dots = 0$, $\alpha_0 \sim \frac{1}{\sqrt{\omega_{BD}}}$
- Acoplamento não-mínimo ($\xi R \phi^2$): $\alpha_0 = 0$, $\beta_0 = 2\xi$, $\beta'_0 = 0$, $\beta''_0 = 8(1 - 12\xi)\xi^2$,
...

‘Campo fraco’ vs ‘campo forte’

■ **Exemplo:** teorias tensor-escalar:

$$S = \frac{1}{16\pi G} \int d^4x \sqrt{-g} [R - 2g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi] + S_m[\Psi_m; a(\phi)^2 g_{\mu\nu}]$$

– Expansão ($\phi_0 = \phi(\tau_0) = cte$):

$$a(\phi) = \frac{d \ln a(\phi)}{d\phi} = \alpha_0 + \beta_0(\phi - \phi_0) + O[(\phi - \phi_0)^2]$$

- RG: $\alpha_0 = \beta_0 = \dots = 0$;
- Brans-Dicke: $\beta_0 = \dots = 0$, $\alpha_0 \sim \frac{1}{\sqrt{\omega_{BD}}}$
- Acoplamento não-mínimo ($\xi R \phi^2$): $\alpha_0 = 0$, $\beta_0 = 2\xi$, $\beta'_0 = 0$, $\beta''_0 = 8(1 - 12\xi)\xi^2$,
...

– Parâmetros PPN:

$$1 - \gamma = \frac{2\alpha_0^2}{1 + \alpha_0^2}, \quad \beta - 1 = \frac{\beta_0 \alpha_0^2}{2(1 + \alpha_0^2)^2}$$

Em qualquer ordem: $\propto \alpha_0^2$ (Damour, Esposito-Farèse, 1996)

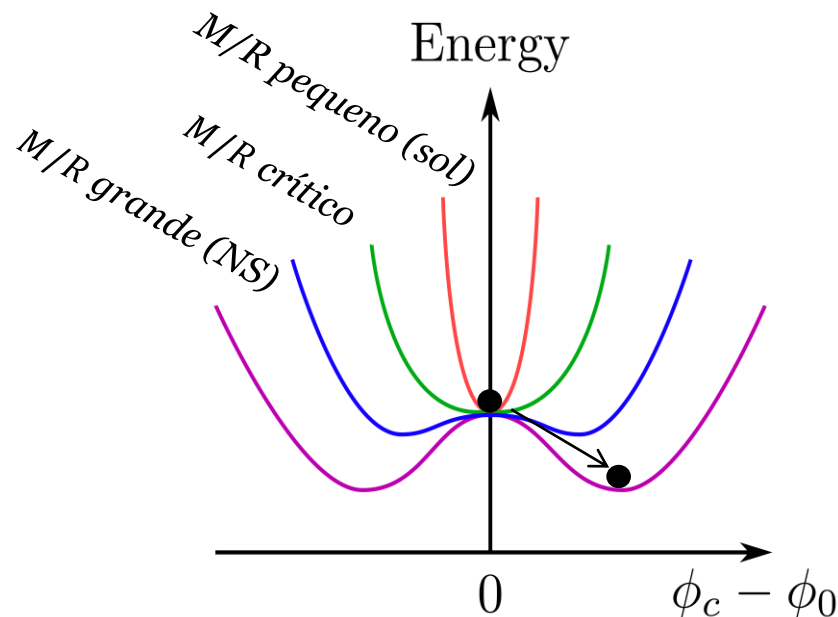
‘Campo fraco’ vs ‘campo forte’

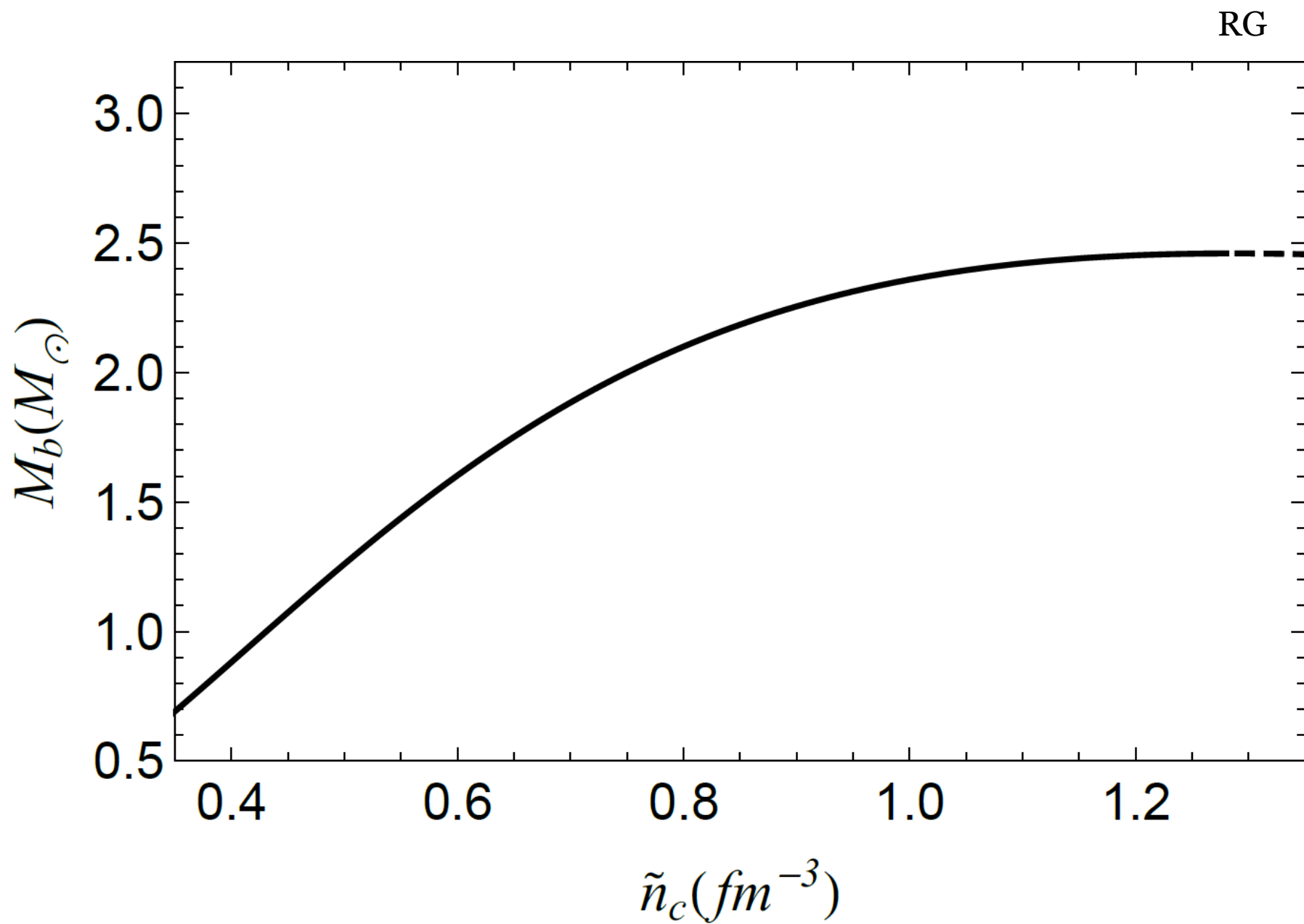
Algumas TTE (com $\alpha_0 = 0$) podem ser perturbativamente indistinguíveis da RG (no sentido de uma expansão PN) mas ainda permitir desvios de $O(1)$ da RG ao redor de estrelas de nêutrons.

‘Campo fraco’ vs ‘campo forte’

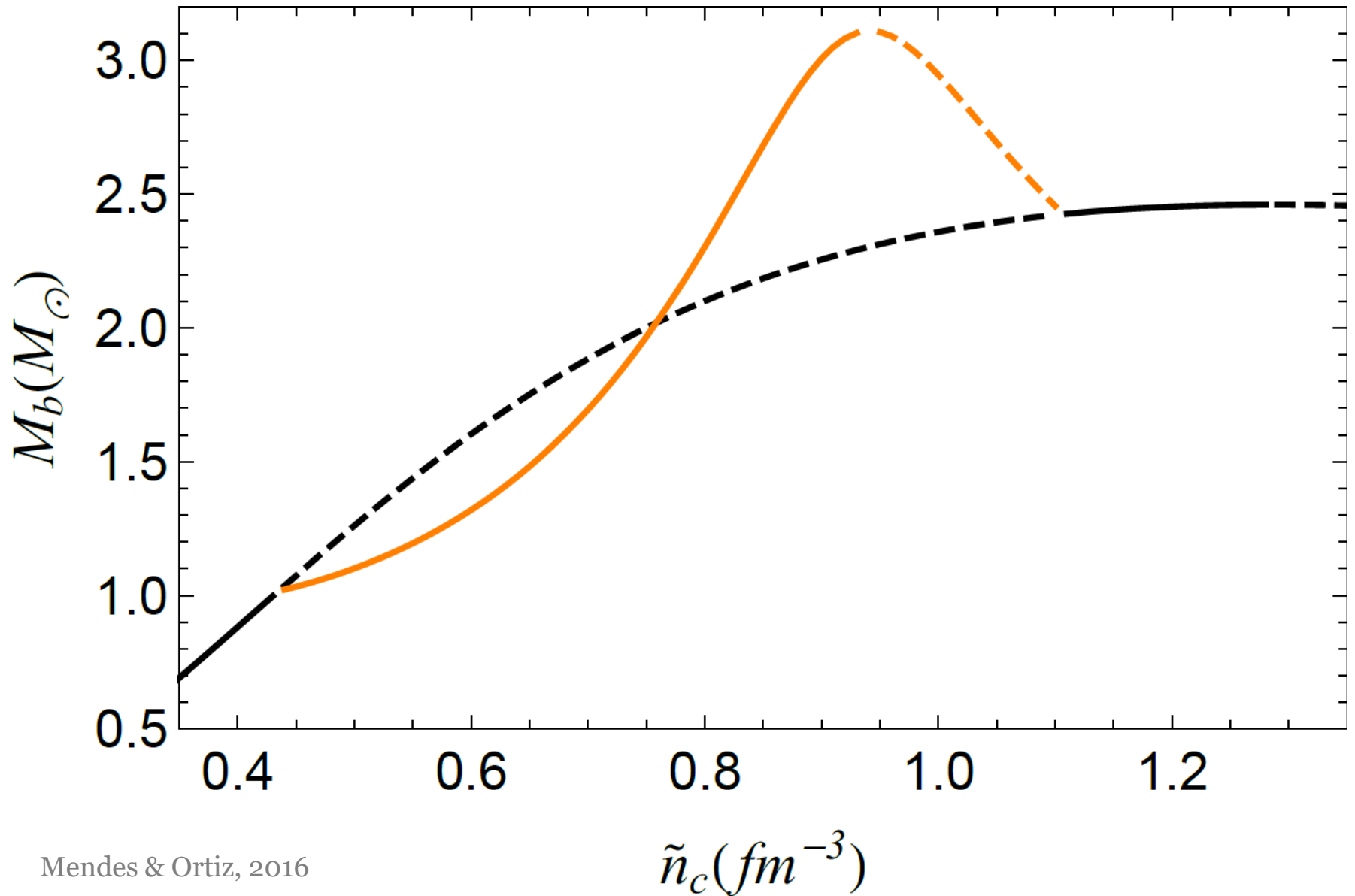
Algumas TTE (com $\alpha_0 = 0$) podem ser perturbativamente indistinguíveis da RG (no sentido de uma expansão PN) mas ainda permitir desvios de $O(1)$ da RG ao redor de estrelas de nêutrons.

- Escalarização espontânea (Damour & Esposito-Farèse, 1993)
 - Efeito não perturbativo
 - Transição de fase ~ magnetização espontânea

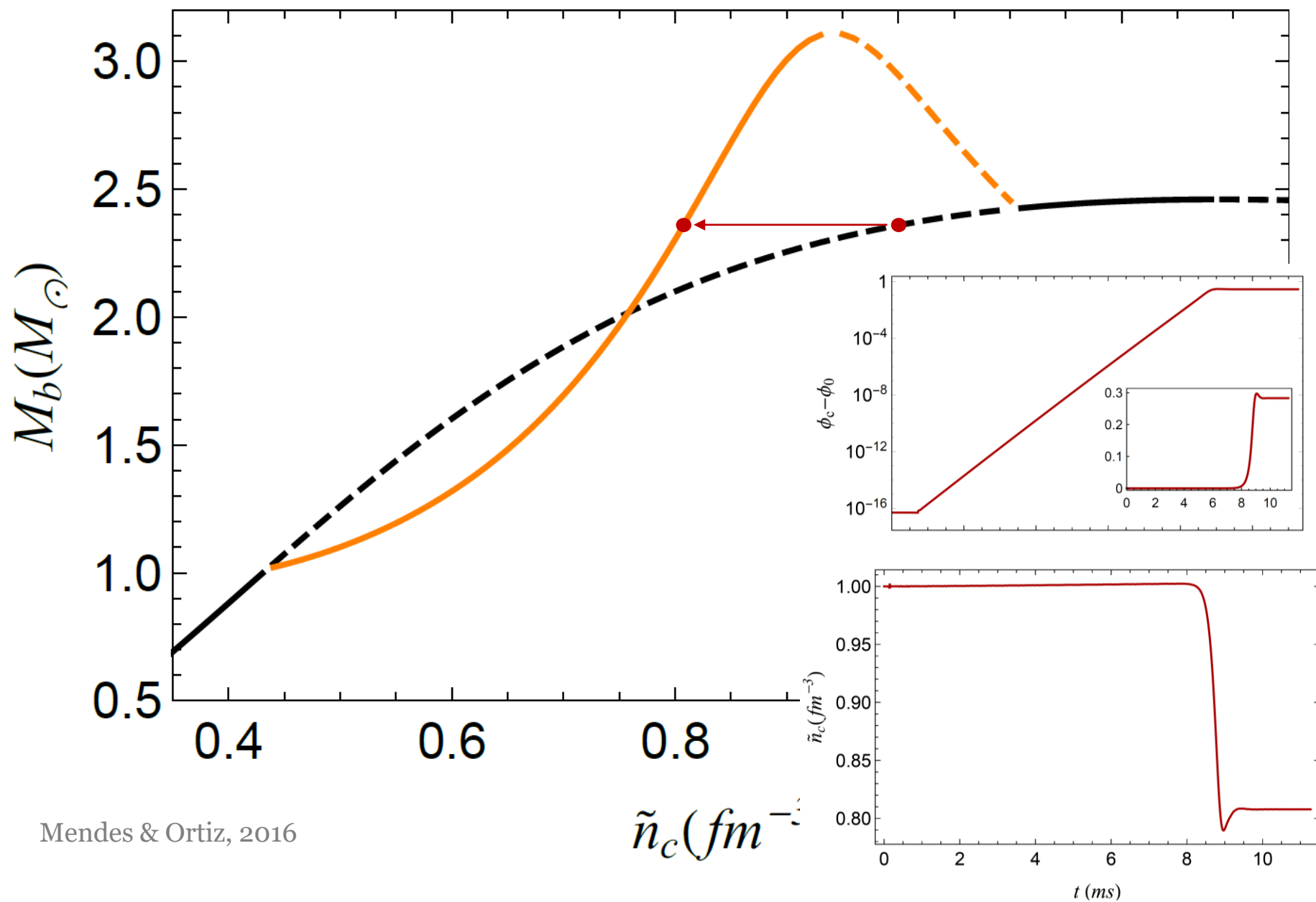




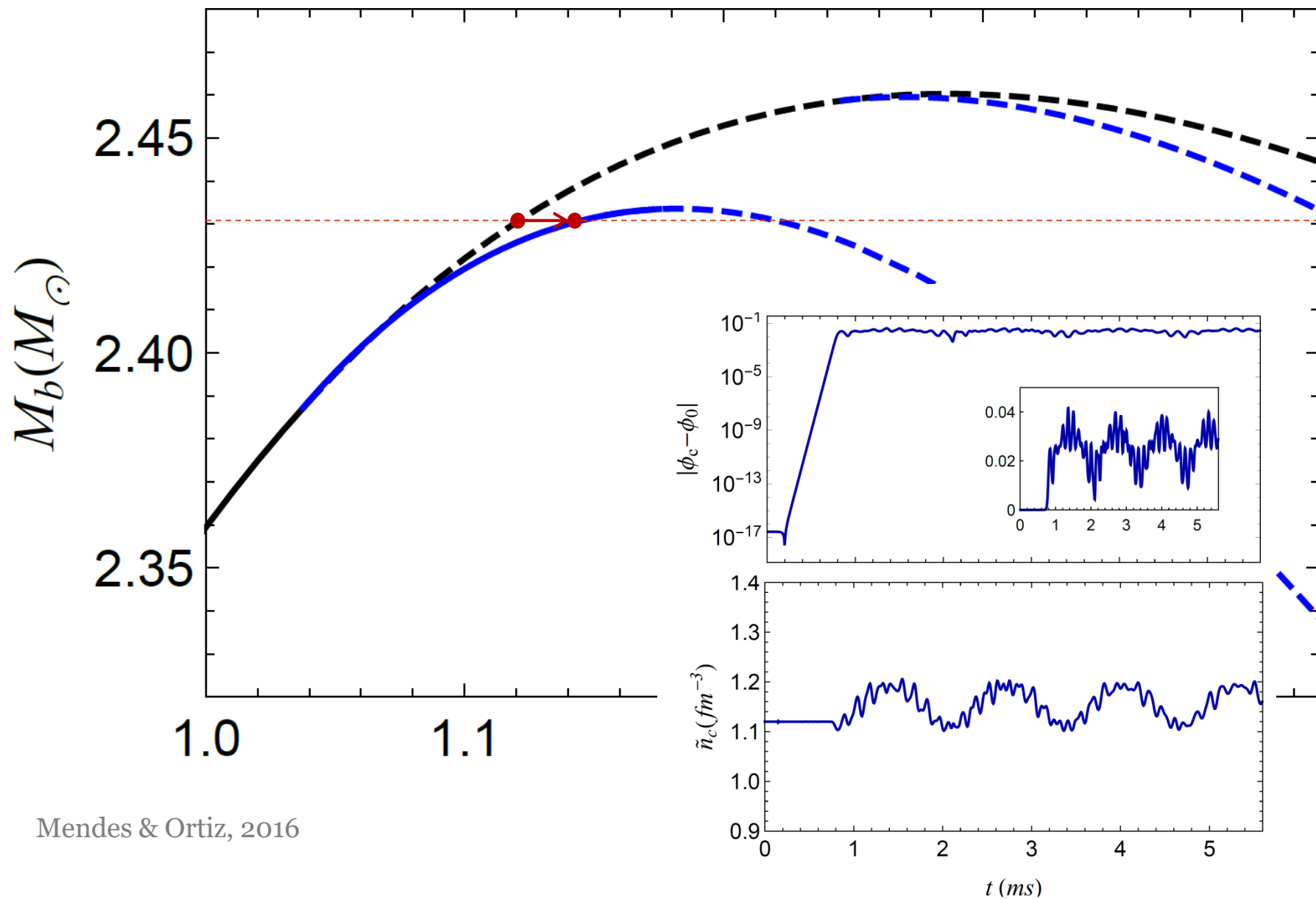
$$\alpha(\phi) = \beta (\phi - \phi_0) \text{ com } \beta = -6$$



$$\alpha(\phi) = \beta (\phi - \phi_0) \text{ com } \beta = -6$$



$$\alpha(\phi) \propto \tanh[\sqrt{3} \beta (\phi - \phi_0)] \text{ com } \beta = 100$$



‘Campo fraco’ vs ‘campo forte’

Se a teoria gravitacional deve ser tão semelhante à RG no regime de campos gravitacionais fracos, que liberdade resta no regime de campos fortes?

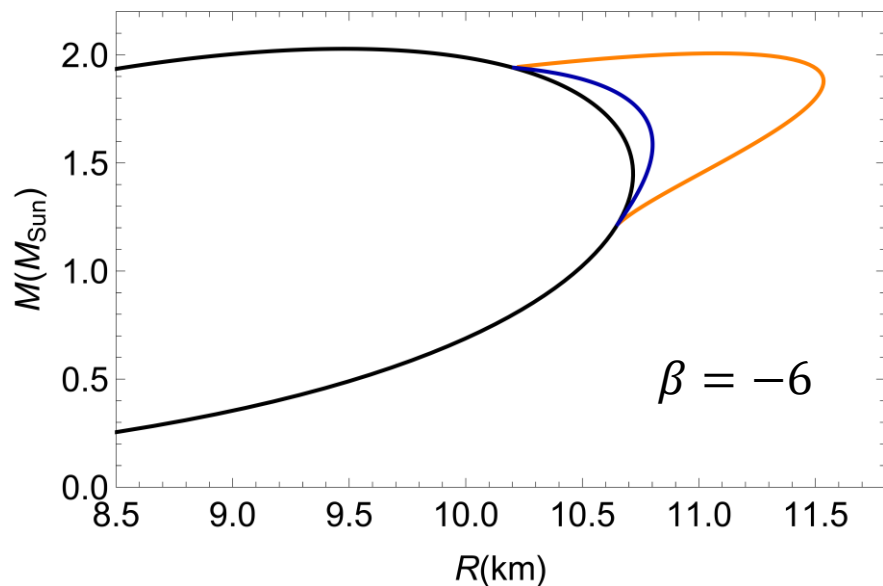
O regime de campos fortes pode trazer surpresas!

Resumo

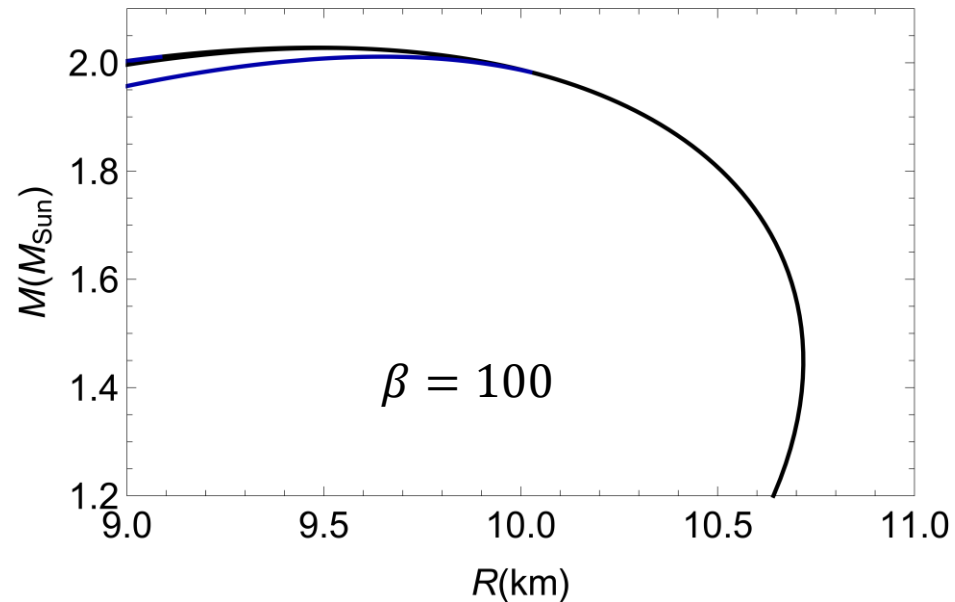
- Introdução
- Testes de ‘campo fraco’ *vs* ‘campo forte’ da RG
 - Exemplo: teorias tensor-escalar
- Fenomenologia de EN em teorias modificadas de gravitação
 - Desafio: degenerescência com a equação de estado nuclear
- Alguns resultados novos (Mendes & Ortiz, PRL 120, 201104 (2018))
 - Novas famílias de MQN de EN podem ajudar a quebrar a degenerescência
- Perspectivas

EN em teorias modificadas de gravitação

- Teorias modificadas de gravitação podem:
 - Alterar a estrutura interna de EN e suas propriedades de equilíbrio
- Exemplo: teorias tensor-escalar



gravitação *mais fraca* que na RG

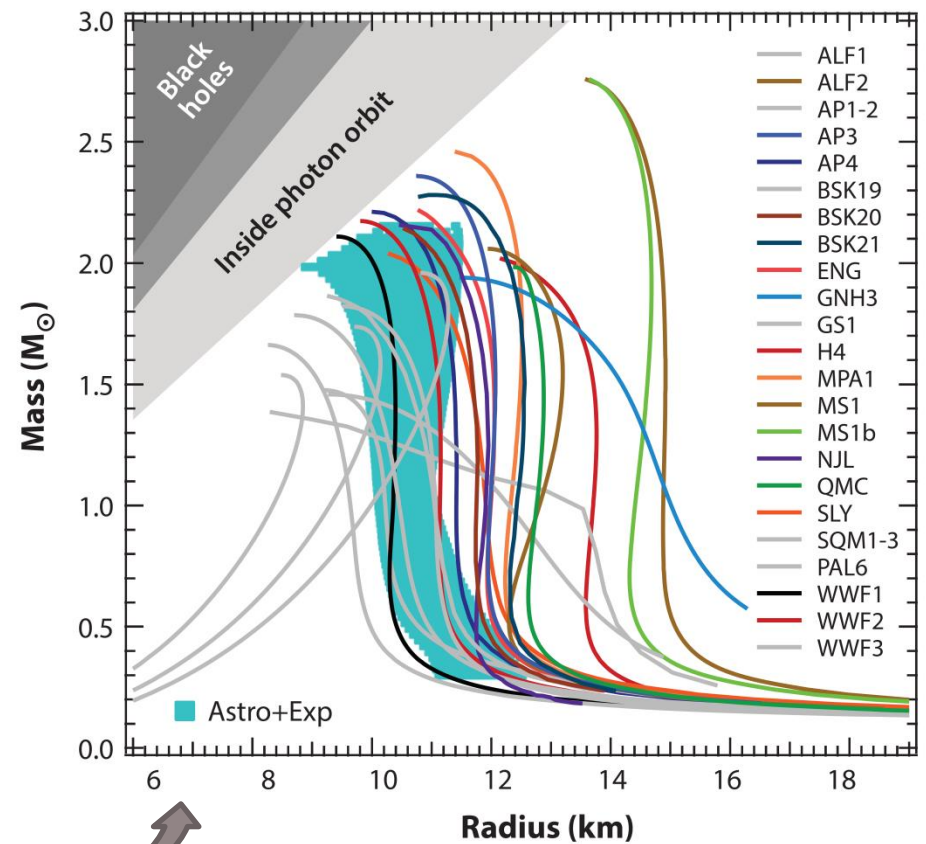
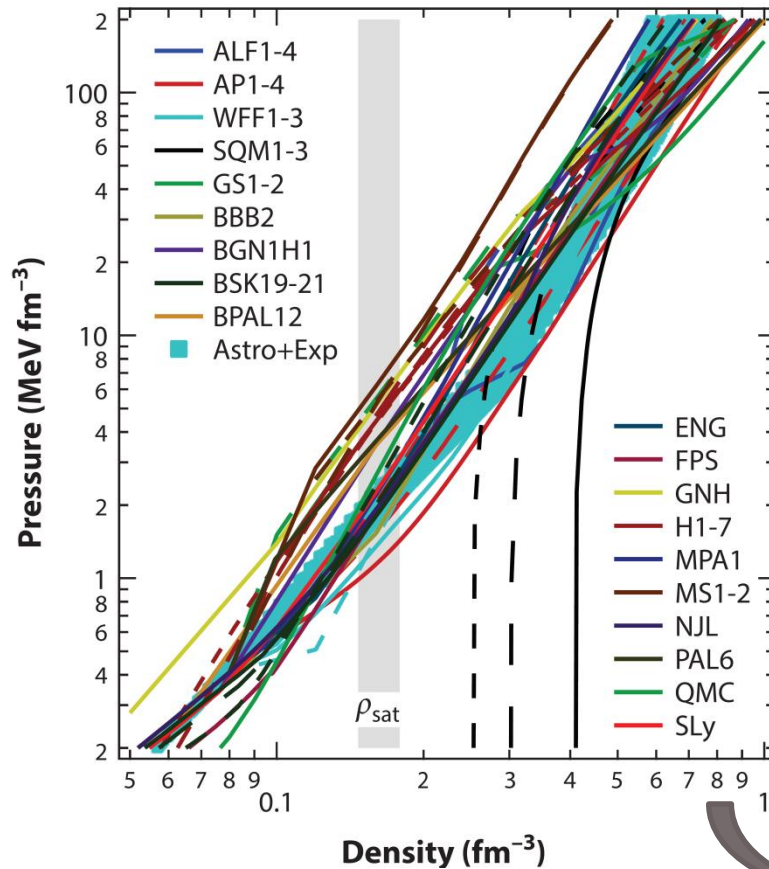


gravitação *mais forte* que na RG

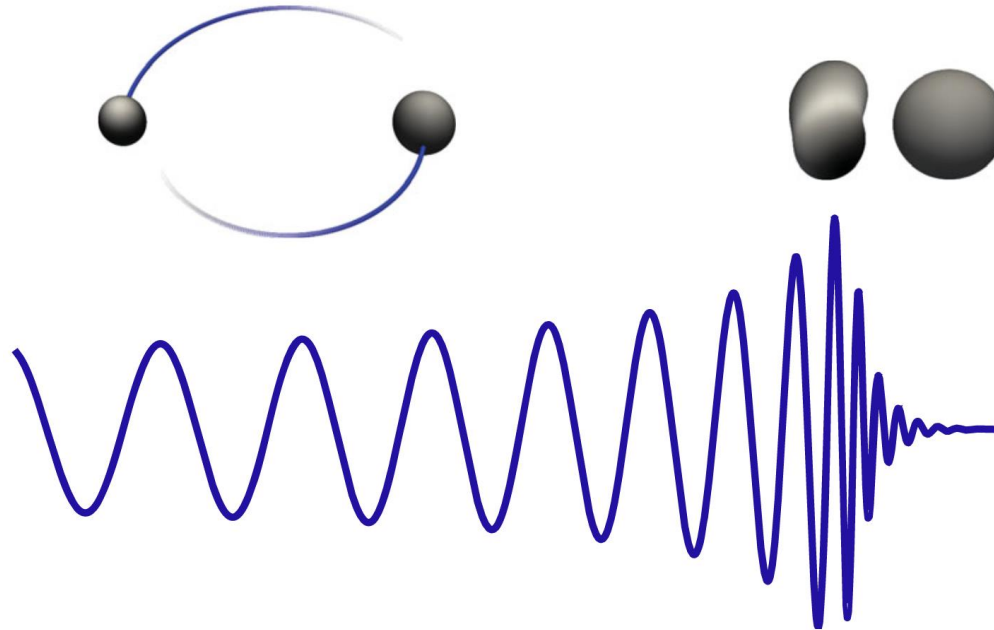
Se a equação de estado fosse conhecida, testar essas teorias seria ‘simples’!

EN em teorias modificadas de gravitação

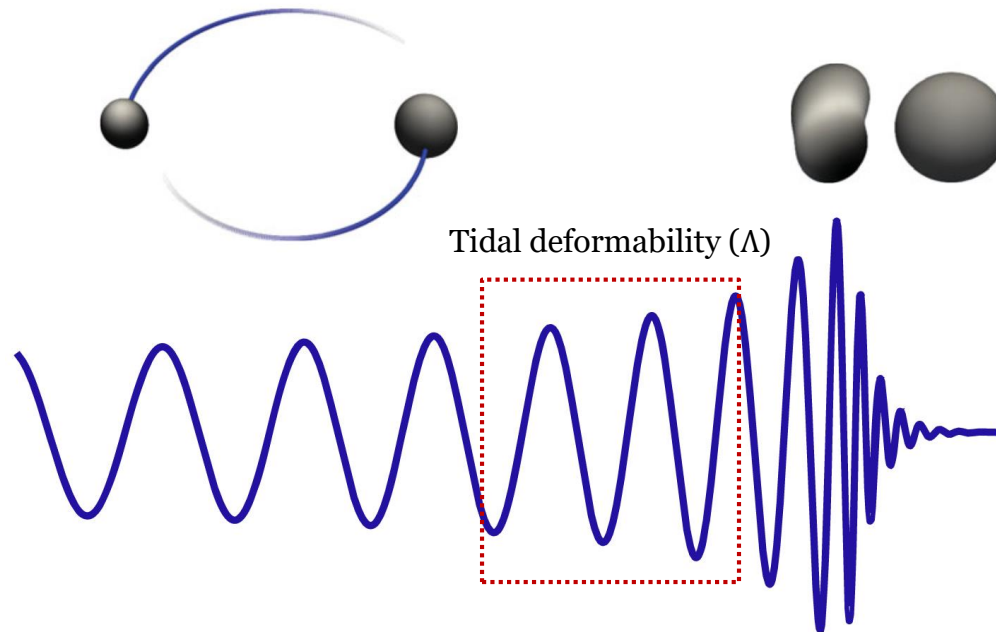
Ozel & Freire 2016



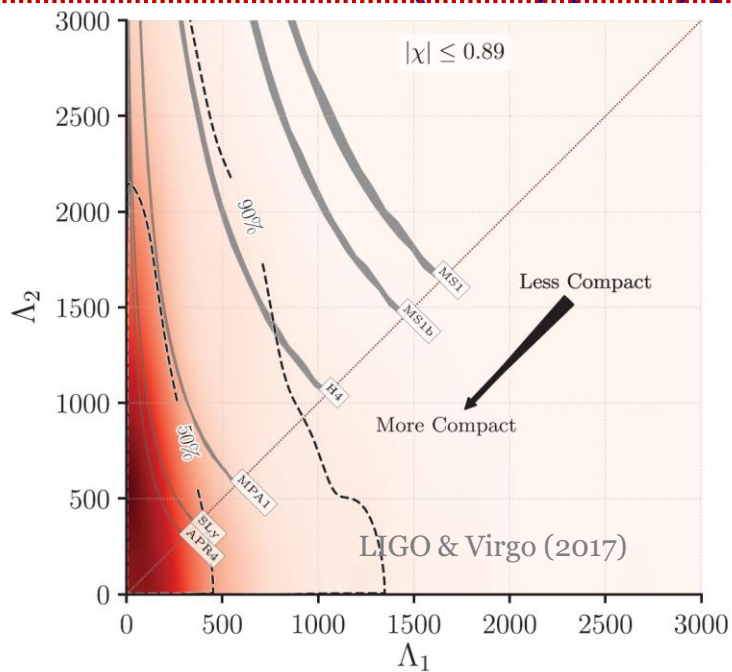
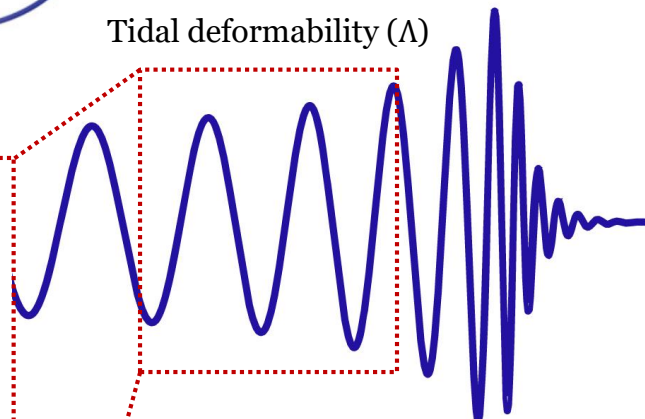
EN em teorias modificadas de gravitação



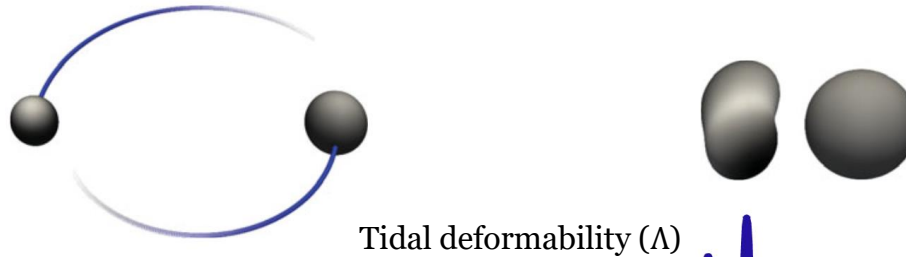
EN em teorias modificadas de gravitação



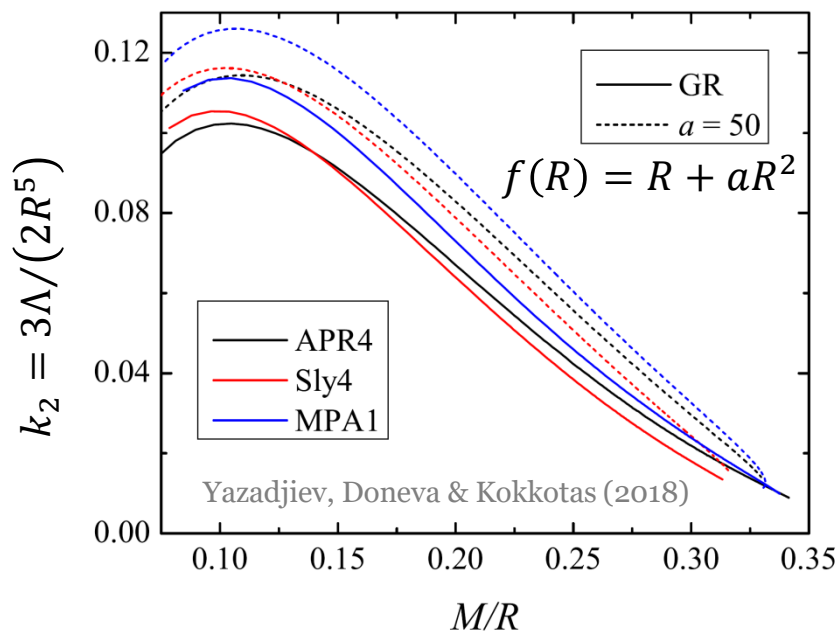
EN em teorias modificadas de gravitação

Tidal deformability (Λ)

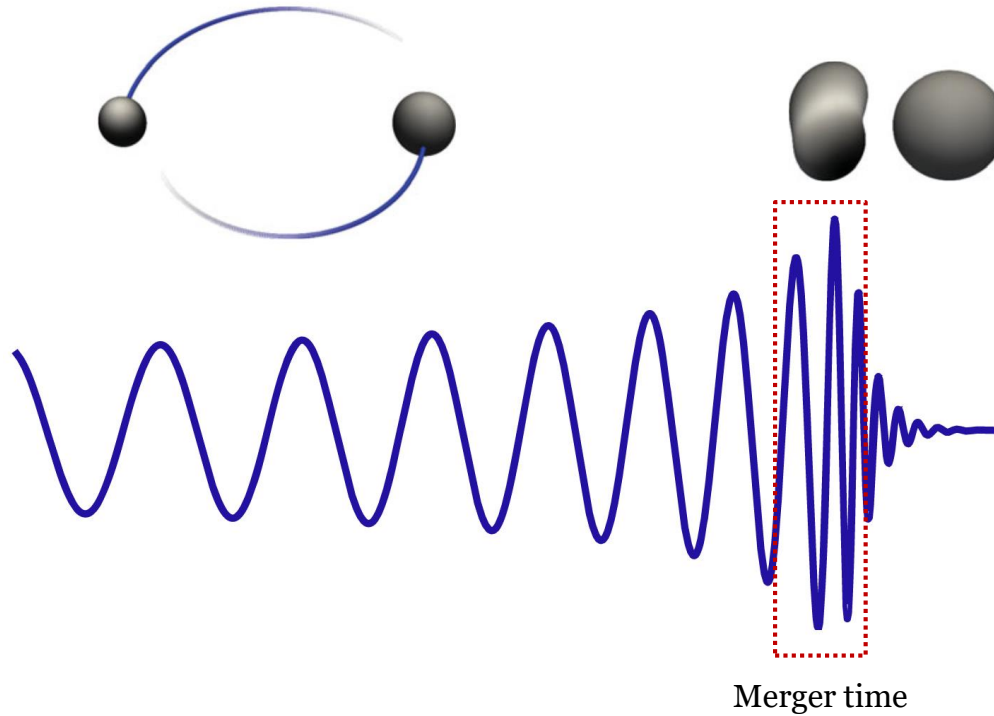
EN em teorias modificadas de gravitação



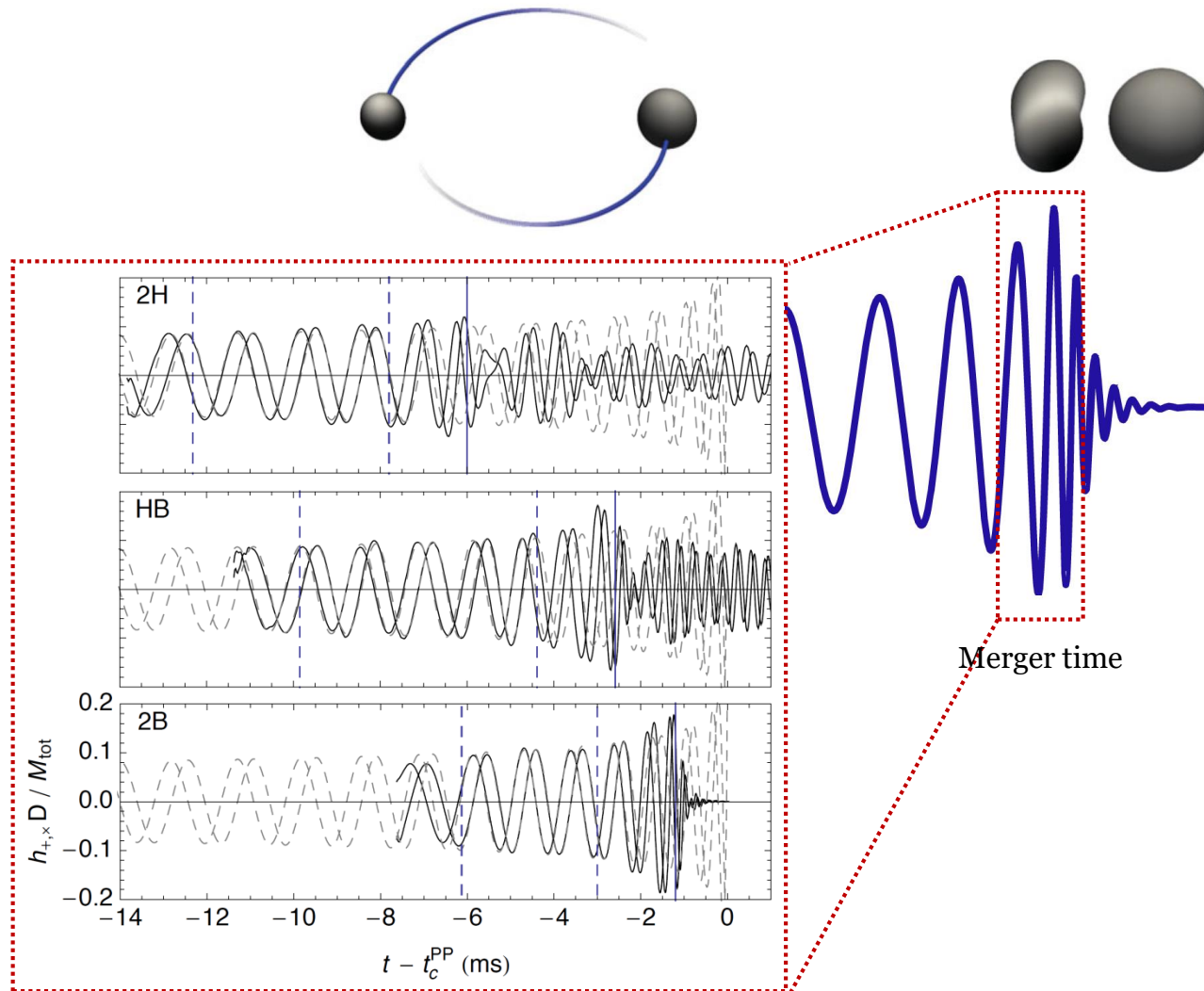
Tidal deformability (Λ)



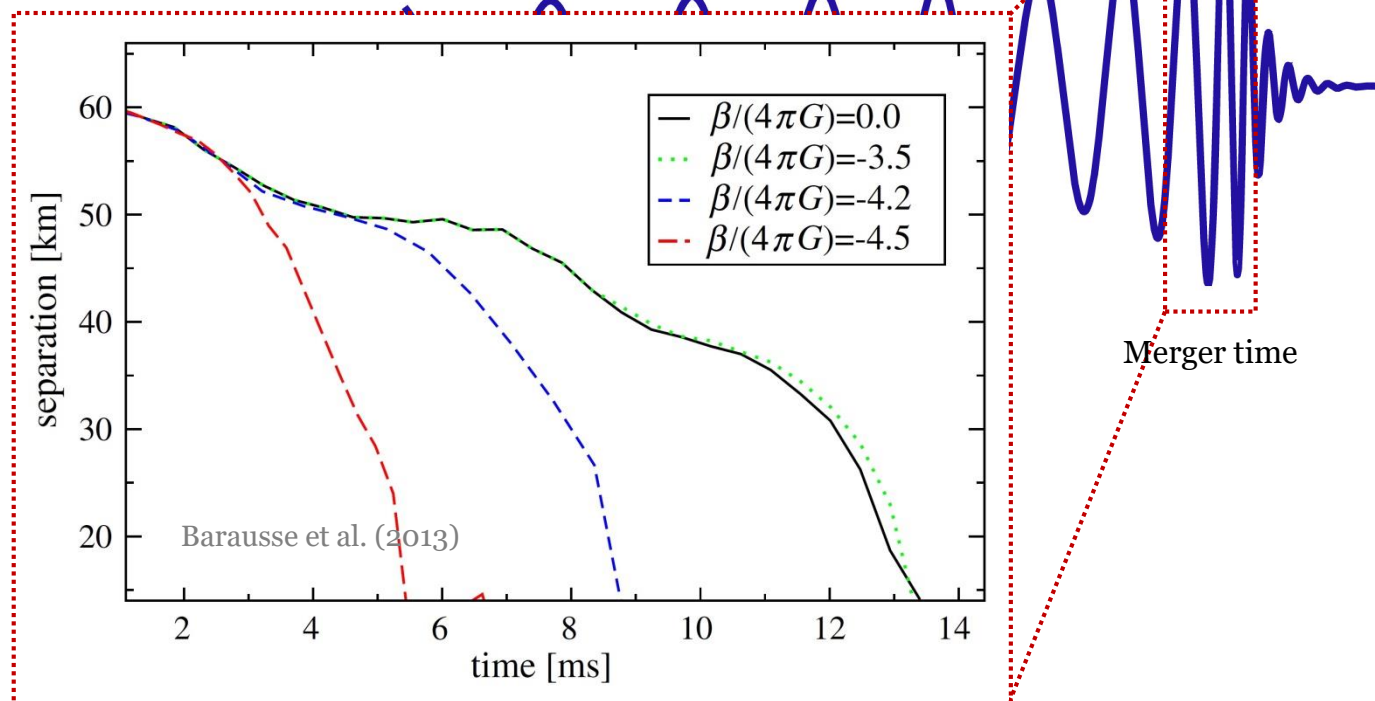
EN em teorias modificadas de gravitação



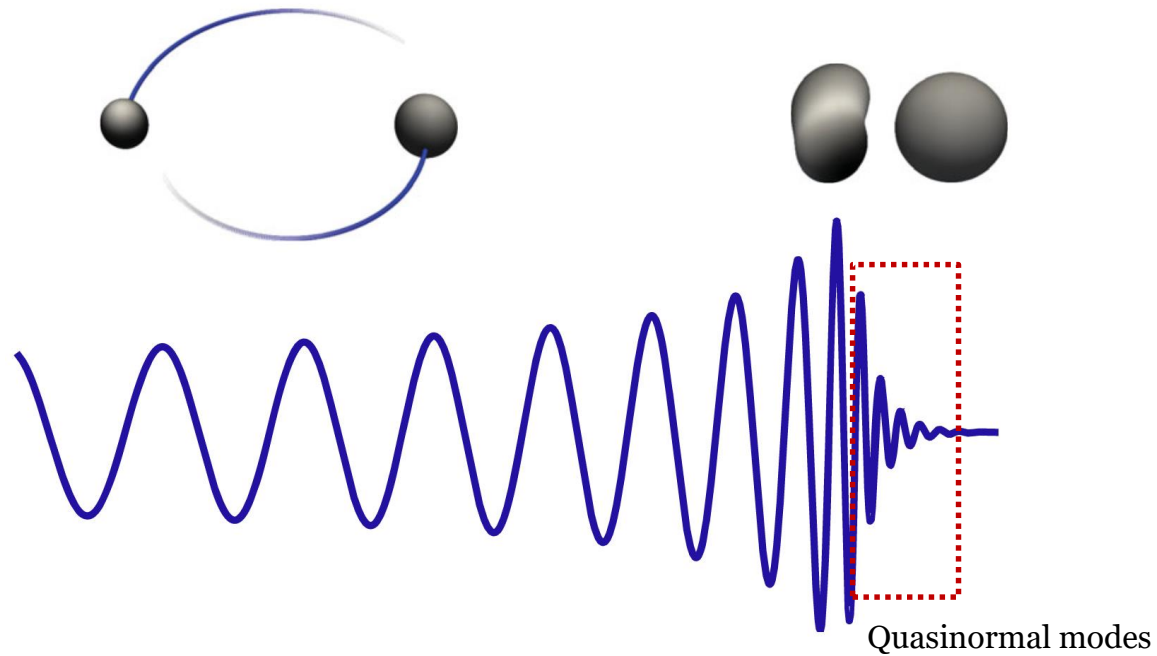
EN em teorias modificadas de gravitação



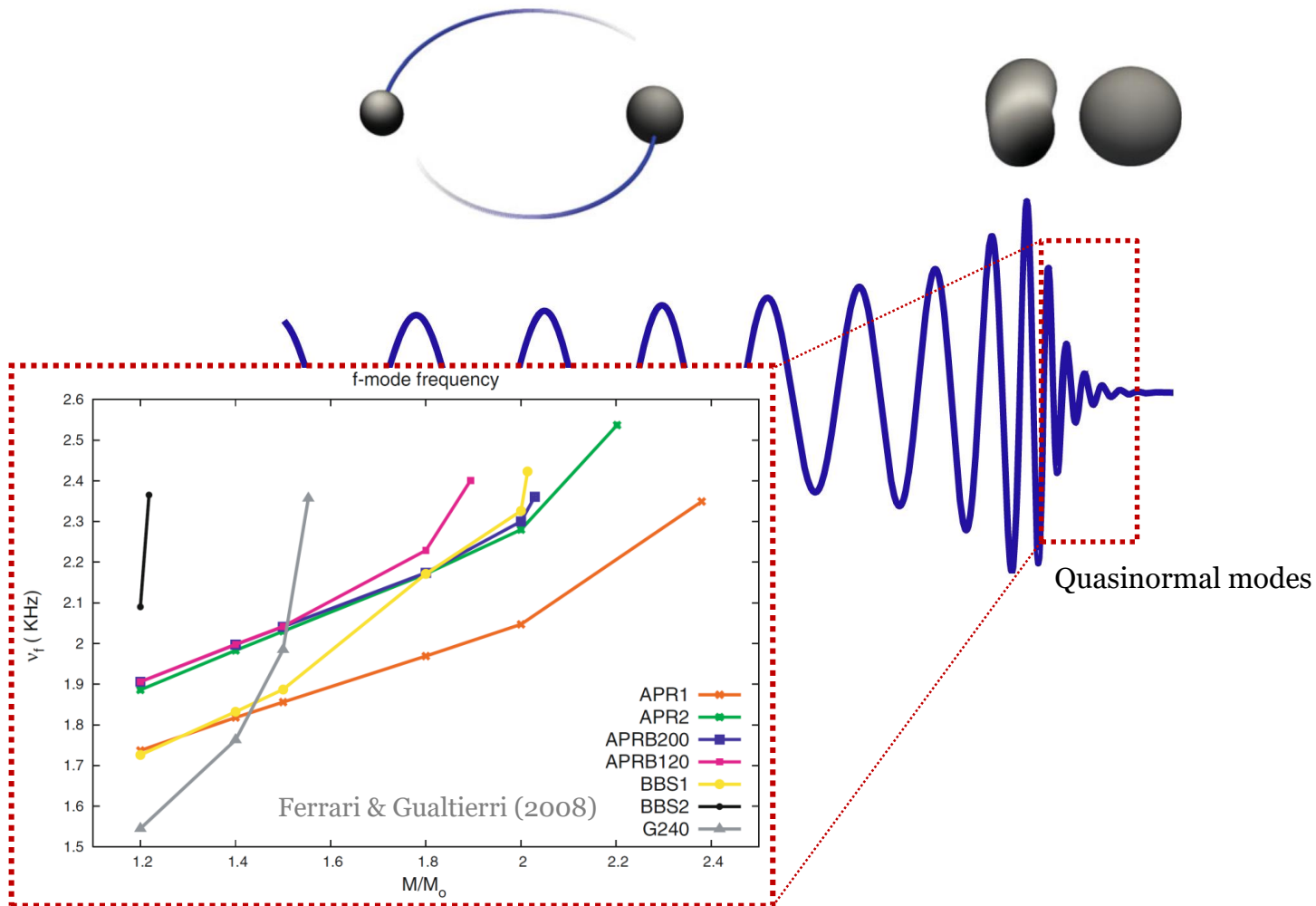
EN em teorias modificadas de gravitação



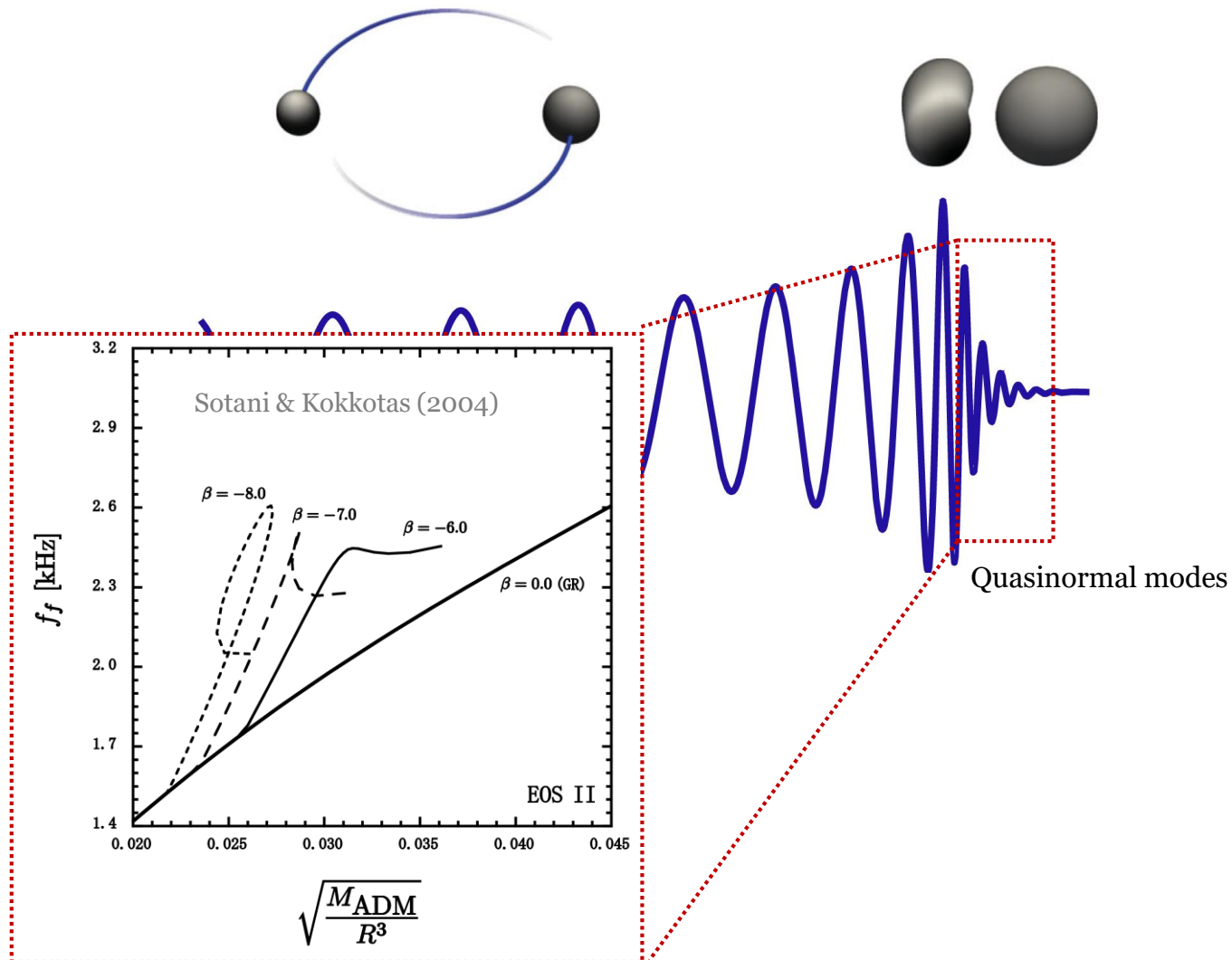
EN em teorias modificadas de gravitação



EN em teorias modificadas de gravitação



EN em teorias modificadas de gravitação

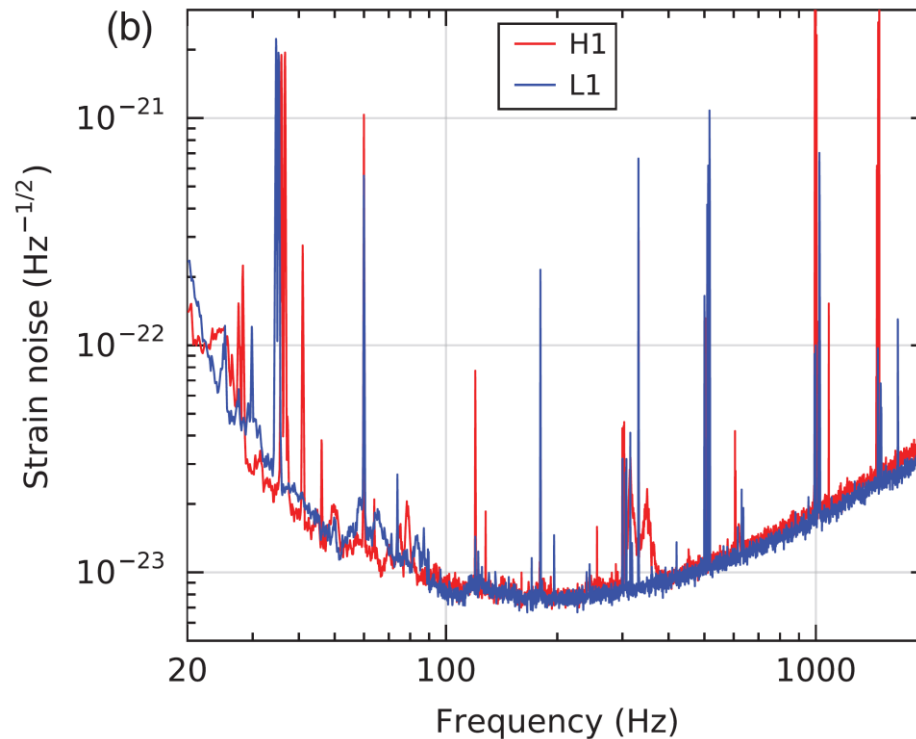


Resumo

- Introdução
- Testes de ‘campo fraco’ *vs* ‘campo forte’ da RG
 - Exemplo: teorias tensor-escalar
- Fenomenologia de EN em teorias modificadas de gravitação
 - Desafio: degenerescência com a equação de estado nuclear
- Alguns resultados novos (Mendes & Ortiz, PRL 120, 201104 (2018))
 - Novas famílias de MQN de EN podem ajudar a quebrar a degenerescência
- Perspectivas

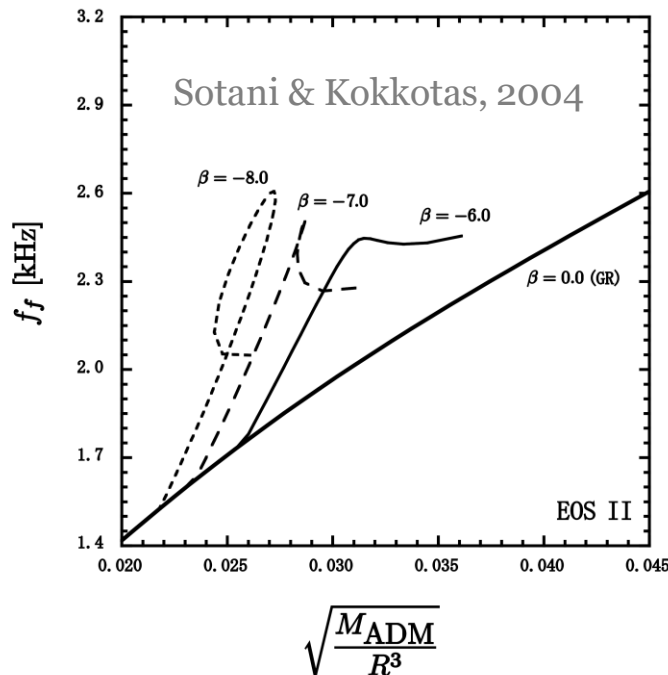
Modos quasinormais

- Frequências e tempos de decaimento típicos de MQN:
 - Modo fundamental ($l = 2$) BN de Schwarzschild: $f \approx 12\text{kHz} \left(\frac{M_\odot}{M}\right)$, $\tau \sim \text{ms}$
 - Para GW150914, $f \approx 250\text{Hz}$, $\tau \approx 4\text{ms}$.
 - Modo fundamental ($l = 2$) de EN de $1.4M_\odot$: $f \approx 1.6\text{kHz}$, $\tau \sim 0.3\text{s}$.

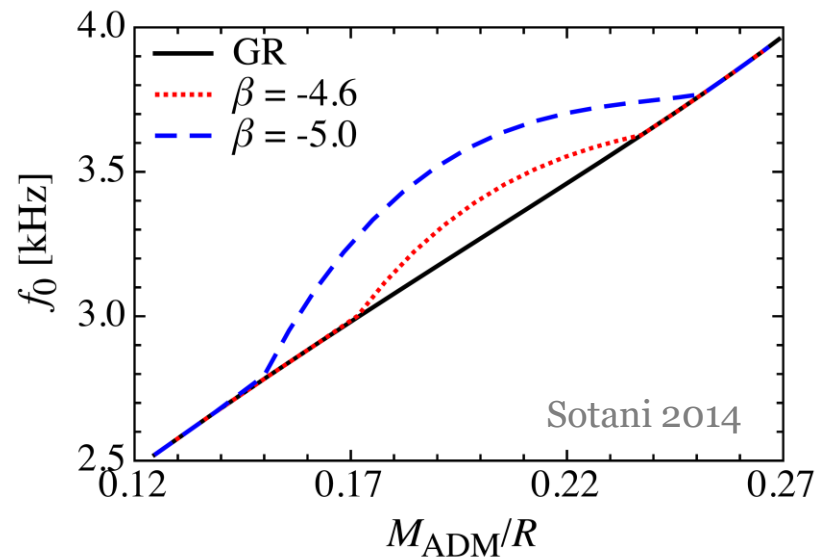


EN em teorias modificadas de gravitação

- Teorias modificadas de gravitação podem:
 - Alterar a estrutura interna de EN e suas propriedades de equilíbrio
 - Deslocar o espectro relativístico
- Exemplo: teorias tensor-escalar



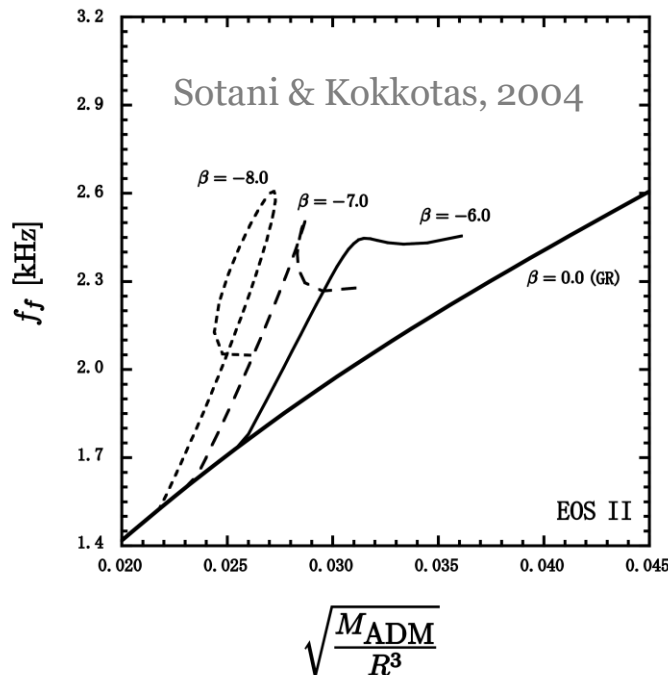
- Modo fundamental ($l = 2$) na aproximação de Cowling



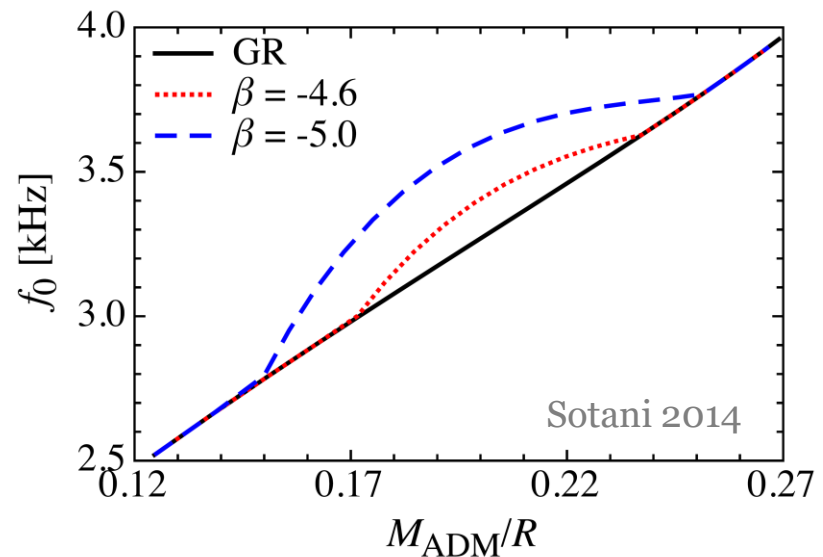
- Modo fundamental radial na aproximação de Cowling

EN em teorias modificadas de gravitação

- Teorias modificadas de gravitação podem:
 - Alterar a estrutura interna de EN e suas propriedades de equilíbrio
 - Deslocar o espectro relativístico
- Exemplo: teorias tensor-escalar



- Modo fundamental ($l = 2$) na aproximação de Cowling



- Modo fundamental radial na aproximação de Cowling

Teorias alternativas de gravitação podem não só *deslocar* as frequências dos modos quasinormais de estrelas de nêutrons, mas também *introduzir famílias inteiramente novas de modos*, sem contrapartida em RG, e que podem ser suficientemente bem resolvidas em frequência para permitir uma detecção clara.

Moral da história

Teorias alternativas de gravitação podem não só *deslocar* as frequências dos modos quasinormais de estrelas de nêutrons, mas também *introduzir famílias inteiramente novas de modos*, sem contrapartida em RG, e que podem ser suficientemente bem resolvidas em frequência para permitir uma detecção clara.

Talvez esperado!

Estrela Newtoniana

$$\{\omega_i^{(N)}\}$$



Estrela relativística

$$\{\omega_i^{(R)}\} = \{\omega_i^{(N)} + \delta\omega_i + i\Delta_i\}$$

+ modos- w !

- Ação:

$$S = \frac{1}{16\pi G} \int d^4x \sqrt{-g} [R - 2g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi] + S_m[\Psi_m; \alpha(\phi)^2 g_{\mu\nu}]$$

- Funções de acoplamento:

Model 1: $\alpha(\phi) = \frac{1}{\sqrt{3}} \tanh[\sqrt{3} \beta (\phi - \phi_0)]$
Model 2: $\alpha(\phi) = \beta (\phi - \phi_0)$

- Configuração de fundo: soluções de equilíbrio esféricas
- Perturbações: só *radiais*
 - Em RG: informação sobre estabilidade/instabilidade.
 - Em TTE: setor escalar é dinâmico mesmo em simetria esférica!
 - Análise geral: sem aproximação de Cowling.

Nova classe de MQN em TTE

Mendes & Ortiz, 2018

- Equações mestre:

$$e^{\lambda}(\tilde{\epsilon} + \tilde{p})\ddot{\xi} - \left[\frac{\Gamma_1 \tilde{p}}{a^4 r^2} e^{\lambda+3\nu} (e^{-\nu} a^4 r^2 \xi)' \right]' + A_{\xi} \xi + A_{\delta\phi} \delta\phi + A_{\delta\phi'} \delta\phi' = 0$$
$$e^{2\lambda-2\nu} \delta\ddot{\phi} - \delta\phi'' + B_{\delta\phi'} \delta\phi' + B_{\delta\phi} \delta\phi + B_{\xi'} \xi' + B_{\xi} \xi = 0$$

- Cálculo no domínio das frequências:

$$\xi(t, r) = \xi(r) e^{i\omega t}, \quad \delta\phi(t, r) = \delta\phi(r) e^{i\omega t}$$

- Condições de contorno: regularidade, $\delta\phi$ puramente “outgoing”:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \delta\phi(t, r) \rightarrow e^{i\omega(t-r)}$$

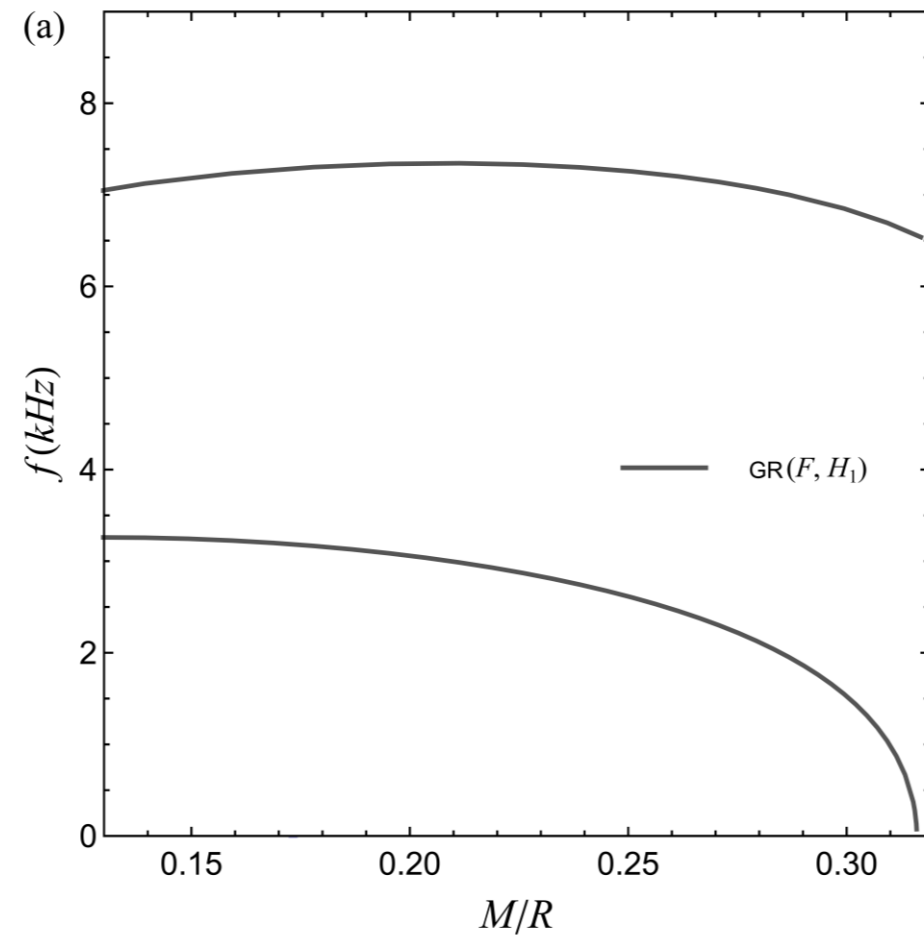
- Cálculo no domínio temporal:

$$\delta\phi(0, r) \propto \exp[-(r - \bar{r})/\sigma^2]$$
$$\delta\dot{\phi}(0, r) = 0, \quad \xi(0, r) = \dot{\xi}(0, r) = 0$$

Nova classe de MQN em TTE

Mendes & Ortiz, 2018

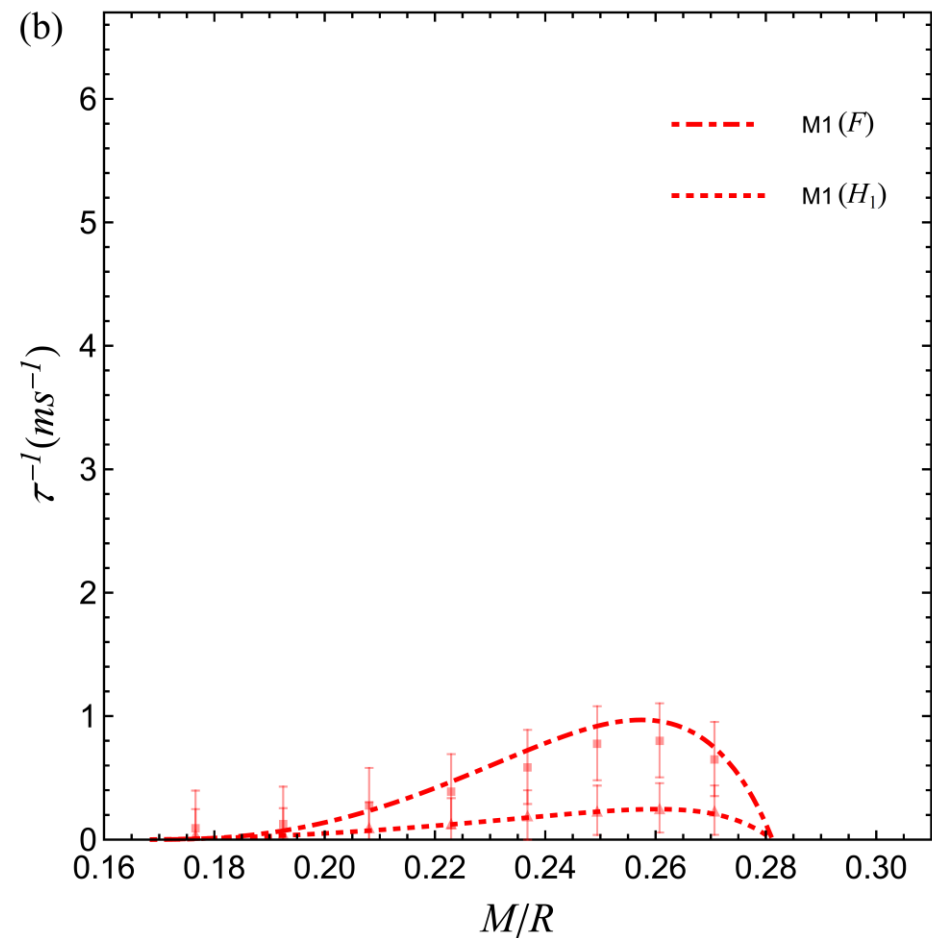
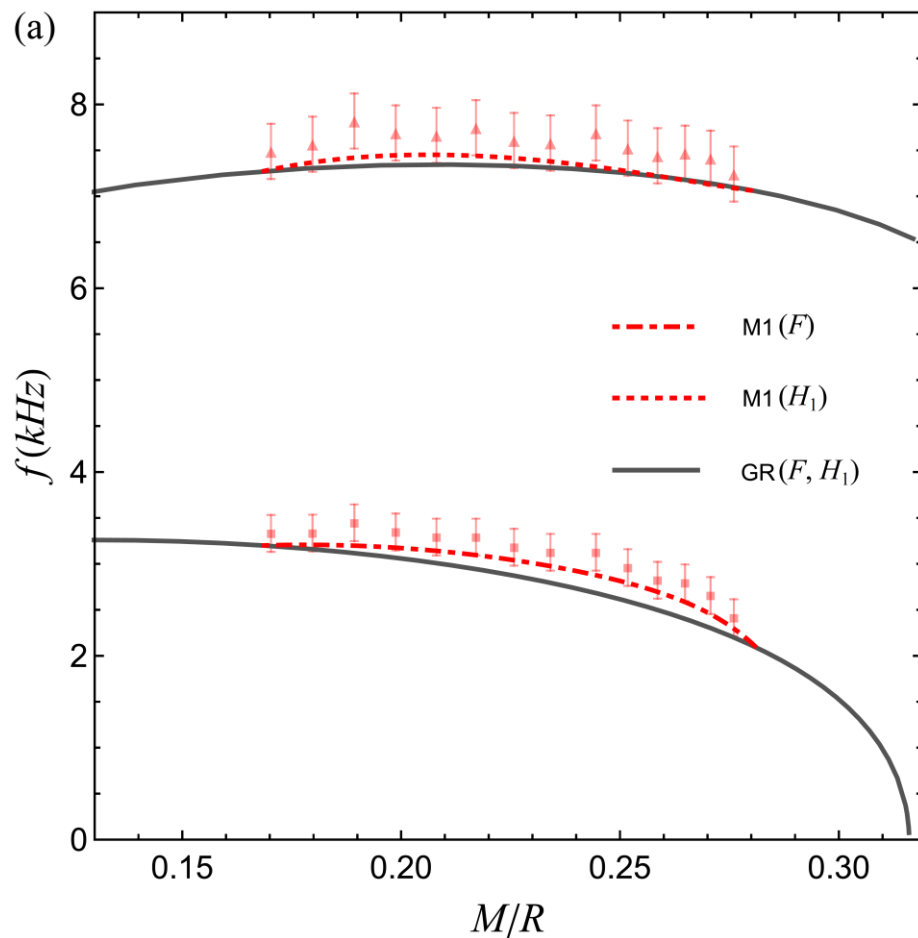
■ RG



Nova classe de MQN em TTE

Mendes & Ortiz, 2018

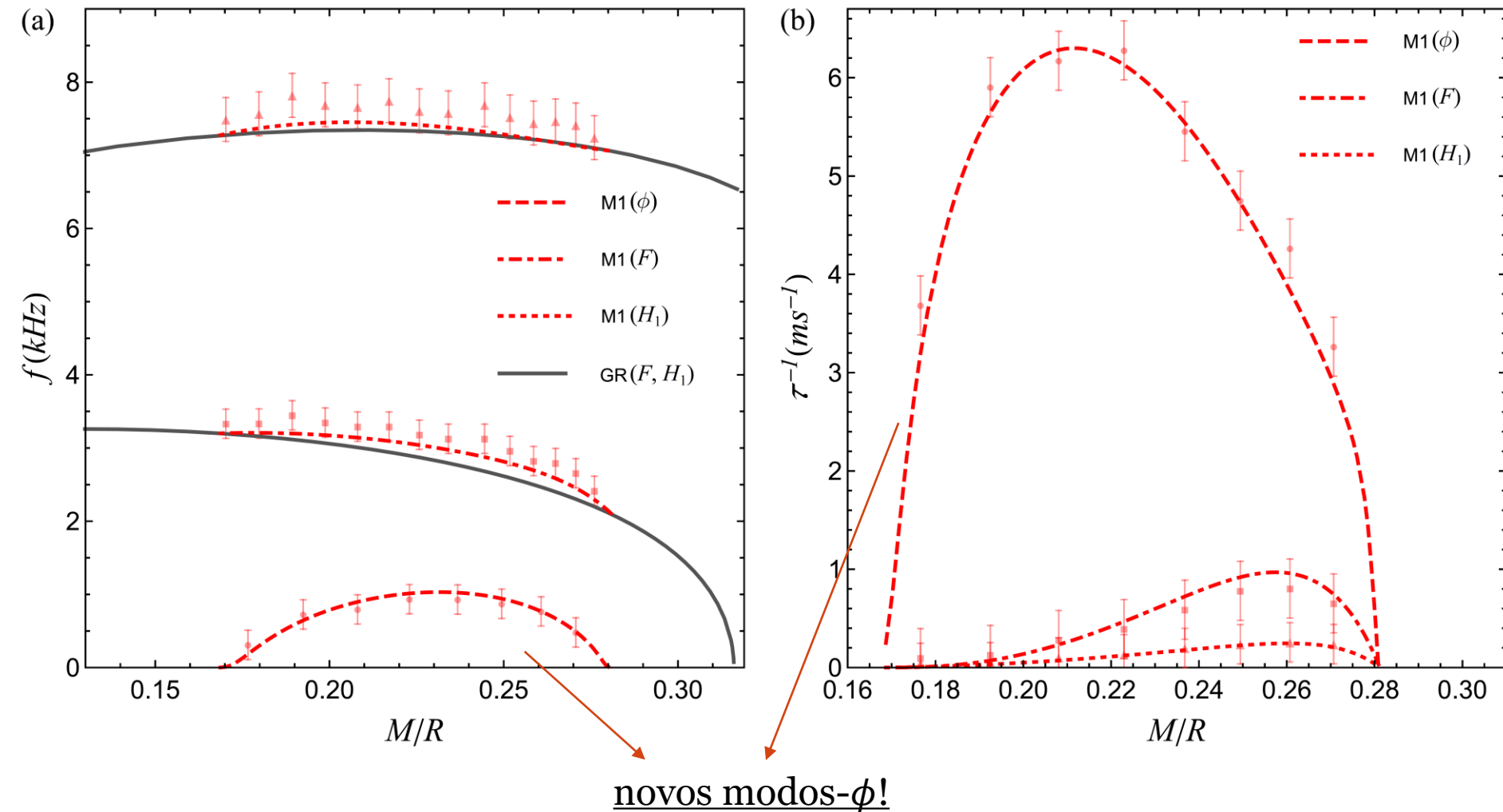
■ $\beta = -5$



Nova classe de MQN em TTE

Mendes & Ortiz, 2018

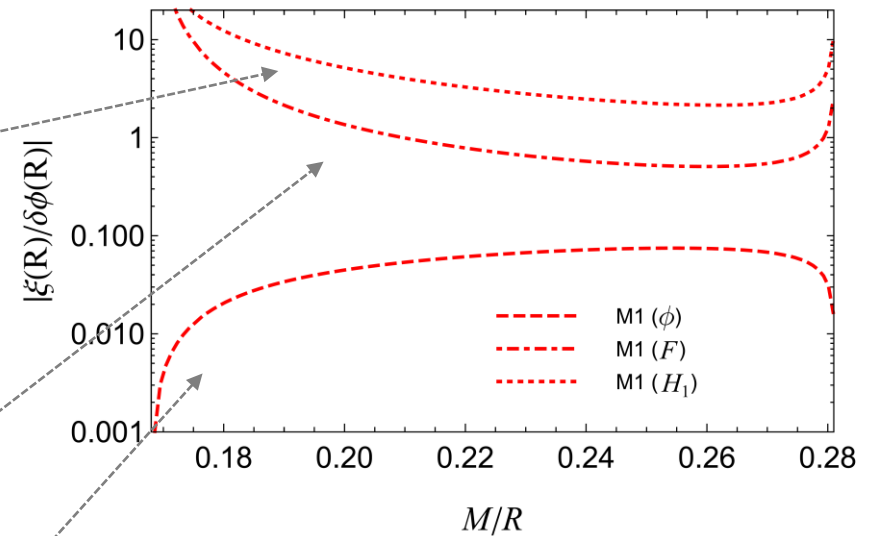
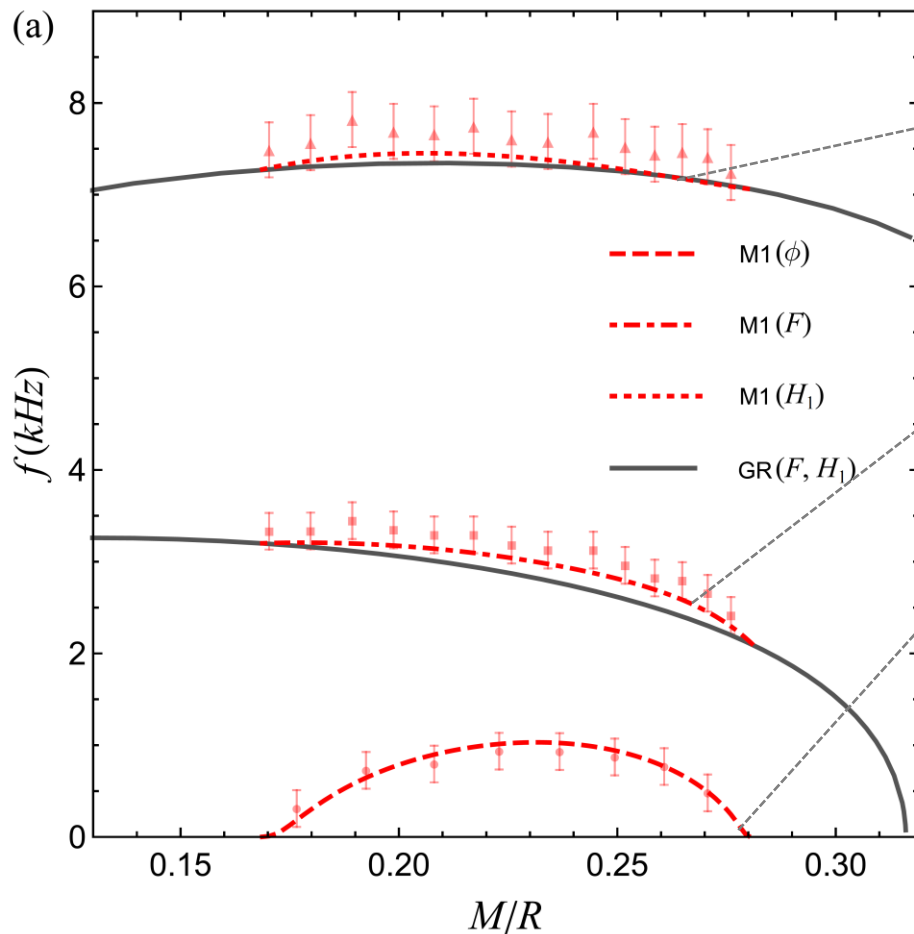
■ $\beta = -5$



Nova classe de MQN em TTE

Mendes & Ortiz, 2018

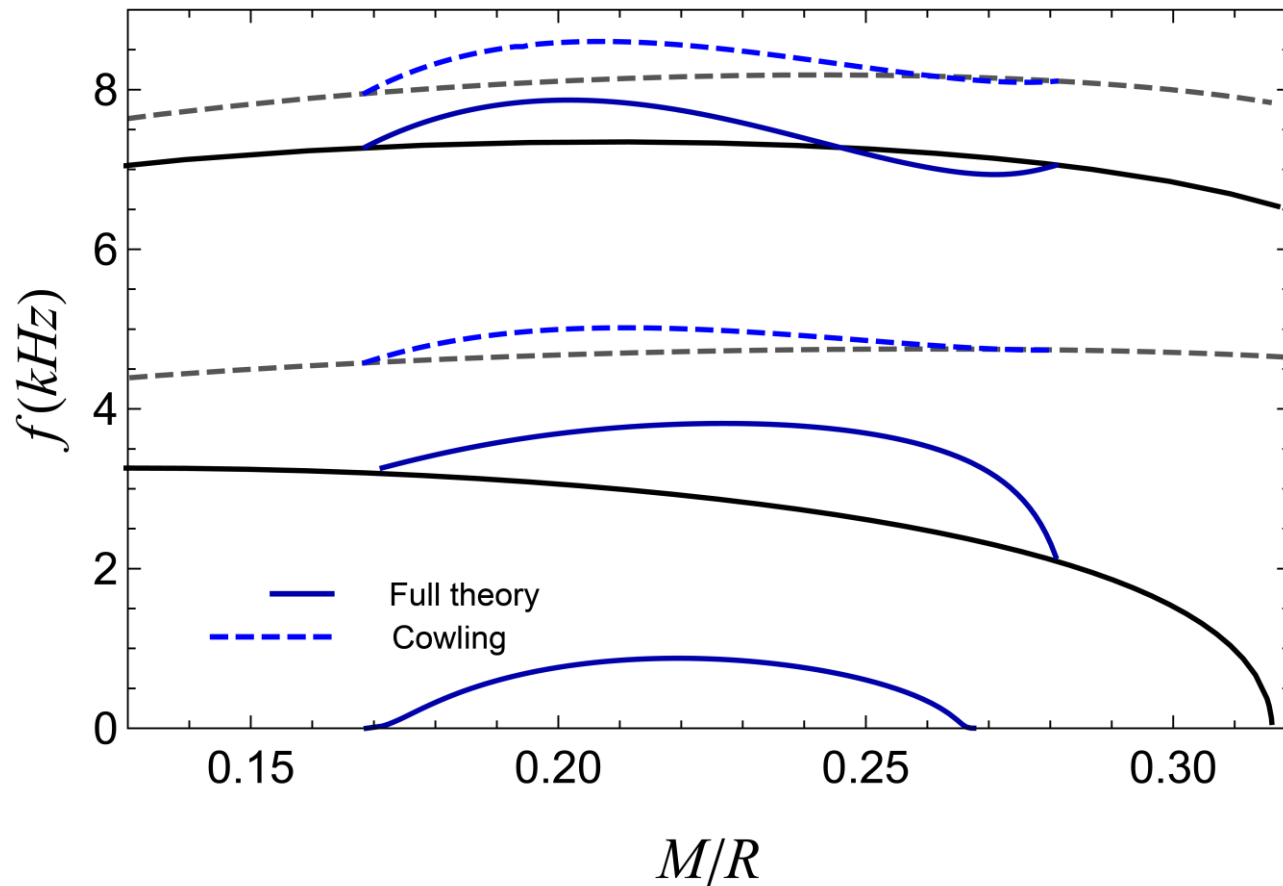
■ $\beta = -5$



- Comparação entre autofunções de ξ e $\delta\phi$ na superfície da estrela:
- Modos- ϕ predominantemente escalares.

Nova classe de MQN em TTE

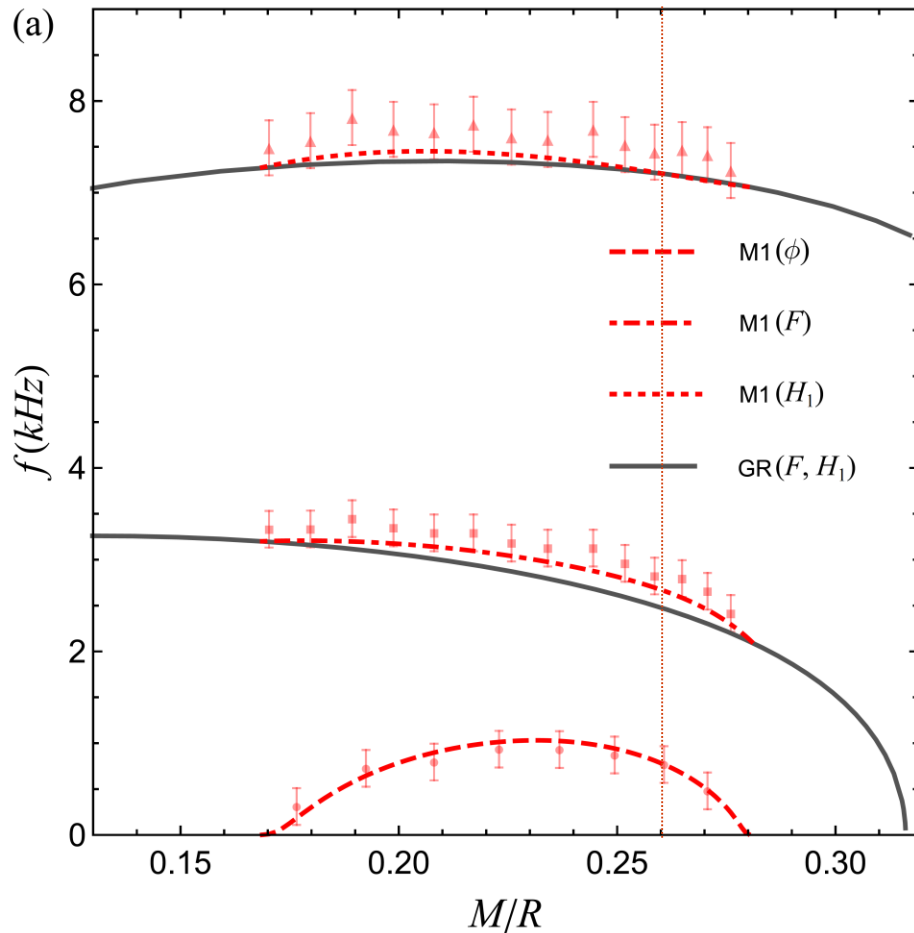
- Comparação com a aproximação de Cowling:



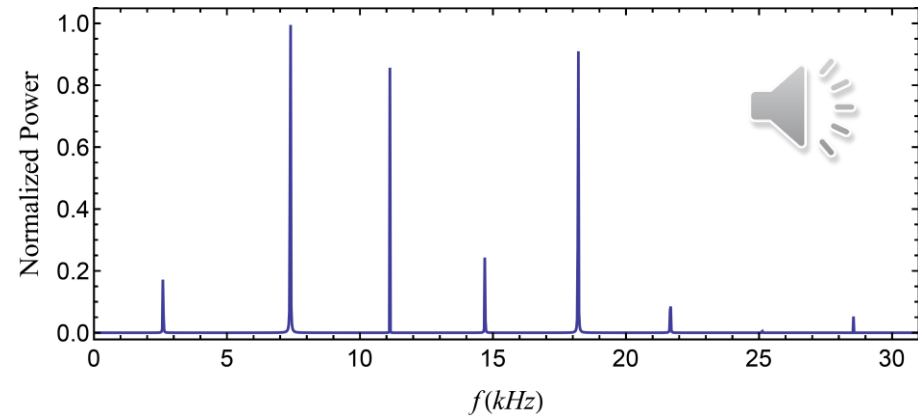
Nova classe de MQN em TTE

Mendes & Ortiz, 2018

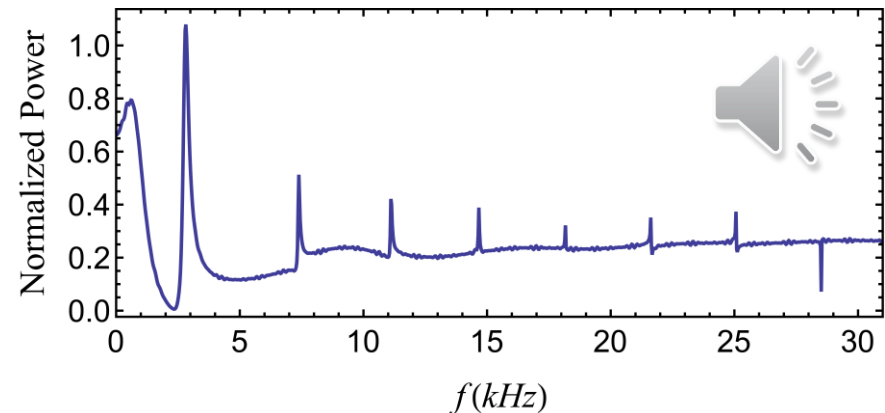
■ $\beta = -5$



Estrela com $M/R = 0.26$ em RG



Estrela com $M/R = 0.26$ em M1 com $\beta = -5$



Resumo

- Introdução
- Testes de ‘campo fraco’ *vs* ‘campo forte’ da RG
 - Exemplo: teorias tensor-escalar
- Fenomenologia de EN em teorias modificadas de gravitação
 - Desafio: degenerescência com a equação de estado nuclear
- Alguns resultados novos (Mendes & Ortiz, PRL 120, 201104 (2018))
 - Novas famílias de MQN de EN podem ajudar a quebrar a degenerescência
- Perspectivas

Perspectivas

- Oscilações não-radiais de estrelas esféricas
- Oscilações quasi-radiais de estrelas com baixa rotação
- Extensões para outras teorias modificadas de gravitação
- Análise da detectabilidade em diversos cenários astrofísicos
 - Sistemas binários de estrelas de nêutrons
 - *Coalescência* (encontros excêntricos?): podem se tornar ressonantes com o movimento orbital, drenando energia do sistema;
 - Fase pós-fusão, se uma estrela de nêutrons se forma.
 - Oscilações quasi-periódicas de magnetares (tipicamente $10 - 10^3$ Hz);
 - Colapso gravitacional; transições de fase no núcleo; etc.