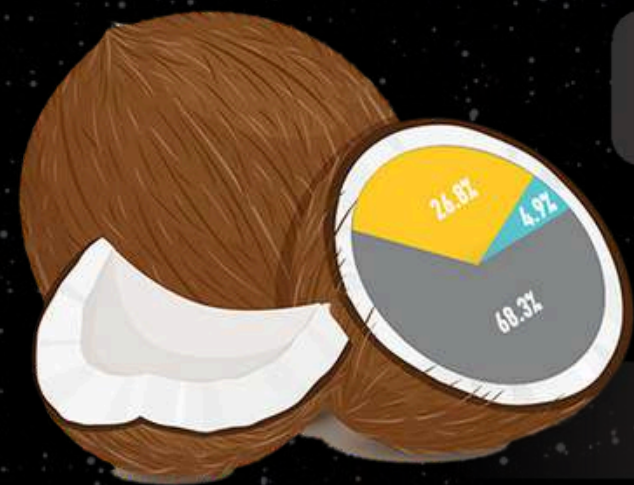


AFECTACIÓN DE LA MASA DE LAS ESTRELLAS DE NEUTRONES POR ACOPLAMIENTO CON EL AXIÓN EN GRAVEDAD MODIFICADA

Sebastián Moreno Chalacá
PhD. Noberto Granda



COSMOLOGY
in COLOMBIA
CoCo 2025



The background of the slide is a dark, deep blue space filled with intricate, glowing patterns of orange, red, and yellow, resembling a complex cosmic structure or a nebula. A prominent, multi-colored spiral galaxy is visible in the upper right quadrant, with its core glowing in purple and blue, and its arms showing hints of green and yellow. The overall effect is that of a vast, mysterious universe.

Introducción

Teoría escalar-tensorial axiónica

Ecuaciones de estructura modificadas

Ecuaciones de estado

Resultados

Conclusiones y perspectivas

GW190814: ¿El agujero negro más ligero o la estrella de neutrones más masiva jamás observada?

GW190814: Gravitational Waves from the Coalescence of a $23 M_{\odot}$ Black Hole
with a $2.6 M_{\odot}$ Compact Object

LIGO SCIENTIFIC COLLABORATION AND VIRGO COLLABORATION

El evento GW190814 planteó un gran desafío. La señal fue generada por la fusión de un agujero negro con un objeto compacto secundario cuya masa cae directamente en la “brecha de masa”, una región entre la masa de la estrella de neutrones más pesada conocida y la del agujero negro más ligero observado.



The LIGO Scientific Collaboration et al. “GW190814: Gravitational Waves from the Coalescence of a $23 M_{\odot}$ Black Hole with a $2.6 M_{\odot}$ Compact Object”

1 **Introducción**

Una posible solución: El axión

Origen en la cromodinámica cuántica:

QUARKS	QUARKS	QUARKS	BOSONS	BOSONS
mass: 2.2* charge: 2/3 spin: 1/2 u up	1,270 2/3 1/2 c charm	173,100 2/3 1/2 t top	0 0 1 g gluon	125,180 0 0 H Higgs boson
4.7 -1/3 1/2 d down	96 -1/3 1/2 s strange	4,180 -1/3 1/2 b bottom	0 0 1 γ photon	
0.511 -1 1/2 e electron	105.66 -1 1/2 μ muon	1,776.8 -1 1/2 τ tau	91,188 0 1 Z Z boson	
<0.00000012 0 1/2 ν _e electron neutrino	<0.00000012 0 1/2 ν _μ muon neutrino	<0.00000012 0 1/2 ν _τ tau neutrino	80,379 +/-1 1 W W boson	? 0 0 A axion



¡Se conserva en las interacciones fuertes!

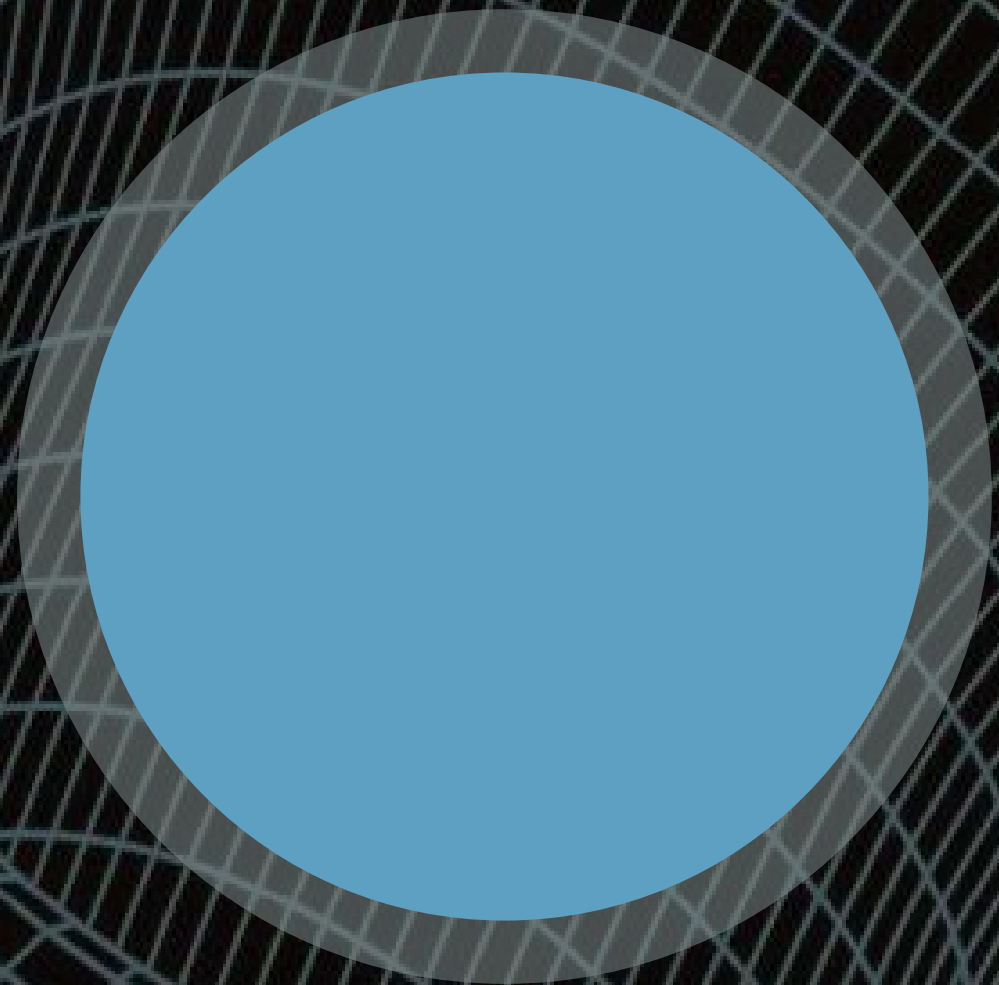
Término que permite rompimiento de la simetría CP:

$$\mathcal{L}_{\theta\text{QCD}} = \frac{\theta_{\text{QCD}}}{32\pi^2} \text{Tr} G_{\mu\nu} \tilde{G}^{\mu\nu}$$

Solución:

$$\theta_{\text{QCD}} \longrightarrow \theta_{\text{QCD}}(\phi)$$

Acoplando axiones a la gravedad



Una extensión natural de la relatividad general son las teorías escalar-tensoriales:

$$R \longrightarrow \Phi R$$

El axión se activa y produce

¡Escalarización espontánea!

Introducción

Teoría escalar-tensorial axiónica

Ecuaciones de estructura modificadas

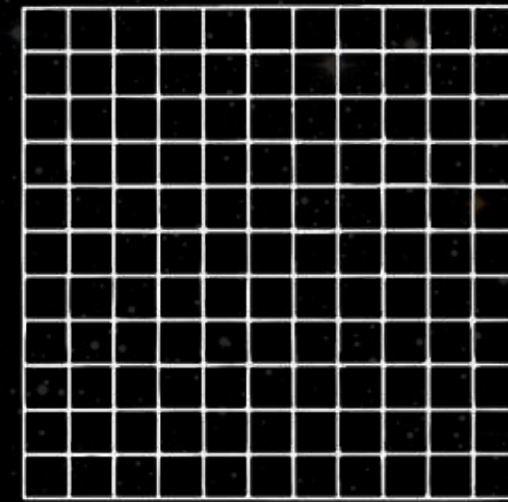
Ecuaciones de estado

Resultados

Conclusiones y perspectivas

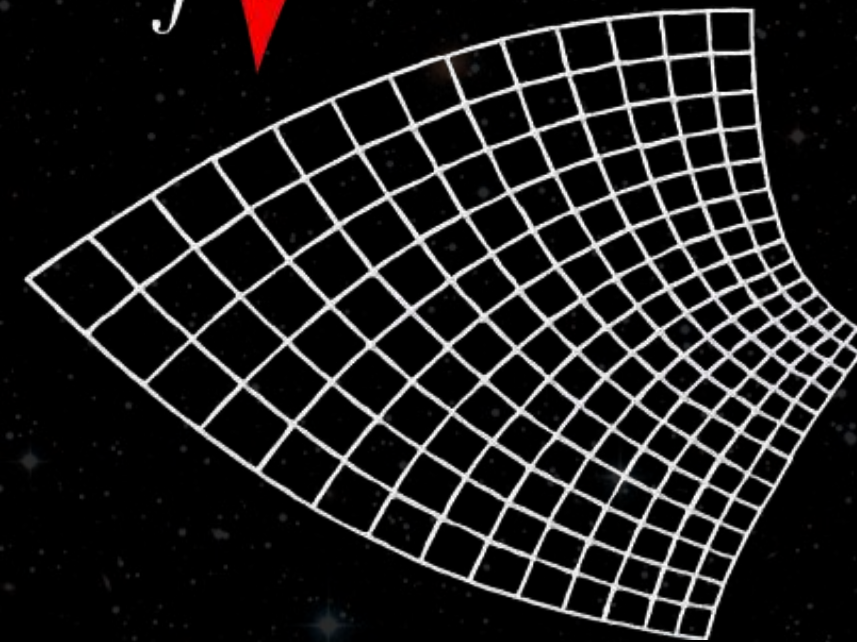
Acción del modelo estudiado: Transformación conforme

Marco de Jordan



f

Marco de Einstein



Acción del modelo estudiado

Marco de Jordan

$$\mathcal{S} = \int d^4x \frac{\sqrt{-g}}{16\pi} \left[f(\phi)R - \frac{1}{2}g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - U(\phi) \right] + \mathcal{S}_m(\psi_m, g_{\mu\nu}).$$

Transformación
conforme



$$\begin{aligned} \tilde{g}_{\mu\nu} &= \Omega^2 g_{\mu\nu}, \\ \Omega^2 &= f(\phi) \end{aligned}$$

Marco de Einstein

$$\mathcal{S}_E = \int d^4x \sqrt{-\tilde{g}} \left[\frac{\tilde{R}}{16\pi} - \frac{1}{2}\tilde{g}^{\mu\nu} \tilde{\partial}_\mu \varphi \tilde{\partial}_\nu \varphi - \frac{V(\varphi)}{16\pi} \right] + \mathcal{S}_m(\psi_m, \Omega^2 \tilde{g}_{\mu\nu})$$

Ecuaciones de campo de Einstein

De acuerdo con el principio de mínima acción:

$$\delta\mathcal{S}_E = 0.$$

Las ecuaciones de campo son entonces

$$\tilde{G}_{\mu\nu} = 8\pi\tilde{T}_{\mu\nu} + 8\pi \left(\tilde{\partial}_\mu\varphi \tilde{\partial}_\nu\varphi - \frac{1}{2}\tilde{g}_{\mu\nu}\tilde{\partial}_\alpha\varphi \tilde{\partial}^\alpha\varphi \right) - \frac{1}{2}\tilde{g}_{\mu\nu}V(\varphi)$$

$$\tilde{\square}\varphi = \frac{1}{16\pi} \frac{dV}{d\varphi} - \frac{1}{\Omega} \frac{\partial\Omega}{\partial\varphi} \tilde{T}$$

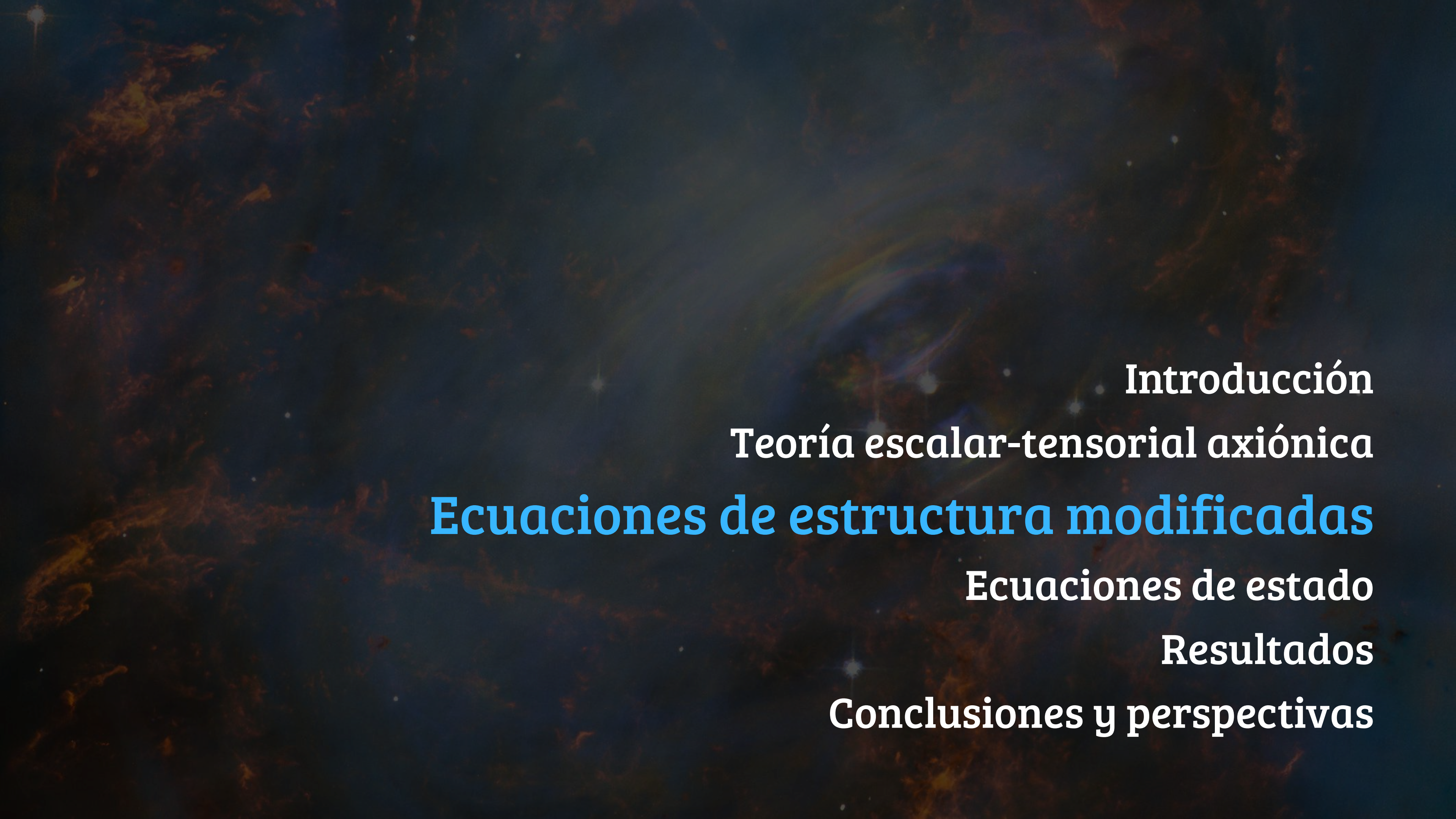
Especificación del modelo: Dando forma al axión

En el marco de Jordan, el potencial y la función de acoplamiento son

$$U(\phi) = \Lambda^4 \left(1 - \cos \left(\frac{\phi}{f_a} \right) \right) \quad f(\phi) = 1 + \xi \phi^2,$$

Realizando la transformación al marco de Einstein el potencial es

$$V(\varphi) \simeq -\frac{\Lambda^4}{2f_a^2\xi} \left(1 - e^{-2\alpha\varphi} \right) e^{-2\alpha\varphi}$$



Introducción
Teoría escalar-tensorial axiónica
Ecuaciones de estructura modificadas
Ecuaciones de estado
Resultados
Conclusiones y perspectivas

Ecuaciones de Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV)

Relatividad General

Para modelar una estrella no rotante y en equilibrio, se asume que el espacio-tiempo que genera es **estático** y **esféricamente simétrico**:

$$ds^2 = -e^{\nu(r)} dt^2 + e^{\lambda(r)} dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2).$$

Bajo esta consideración, las ecuaciones de campo de Einstein dan como resultado

$$\frac{dP}{dr} = -(\epsilon + P) \frac{(4\pi r^3 P + m)}{r(r - 2m)} \quad \frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \epsilon,$$

con $e^{-\lambda} = 1 - \frac{2m(r)}{r}.$

Ecuaciones de Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV)

Teoría escalar-tensorial axiónica

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \Omega^{-4} \epsilon + 2\pi r(r - 2m)\omega^2 + \frac{1}{4} V r^2,$$

$$\frac{d\nu}{dr} = 4\pi r \omega^2 + \frac{2}{r(r - 2m)} \left(4\pi r^3 \Omega^{-4} P - \frac{1}{4} V r^3 \right) + \frac{2m}{r(r - 2m)},$$

$$\frac{d\omega}{dr} = \frac{r}{\Omega^4 (r - 2m)} [\alpha (\epsilon - 3P) + 4\pi r \omega (\epsilon - P)] - \frac{2\omega(r - m)}{r(r - 2m)} + \frac{1}{r - 2m} \left(\frac{1}{2} V \omega r^2 + \frac{r}{16\pi} \frac{dV}{d\varphi} \right),$$

$$\frac{dP}{dr} = -(\epsilon + P) \left[\alpha \omega + 2\pi r \omega + \frac{1}{r(r - 2m)} \left(4\pi r^3 \Omega^{-4} P + m - \frac{1}{4} V r^3 \right) \right],$$

$$\frac{d\varphi}{dr} = \omega.$$

Ecuaciones de Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV)

Teoría escalar-tensorial axiónica

$$m(0) = 0,$$

$$\nu(0) = -\nu_c,$$

$$\omega(0) = 0,$$

$$P(0) = P_c,$$

$$\varphi(0) = \varphi_c$$

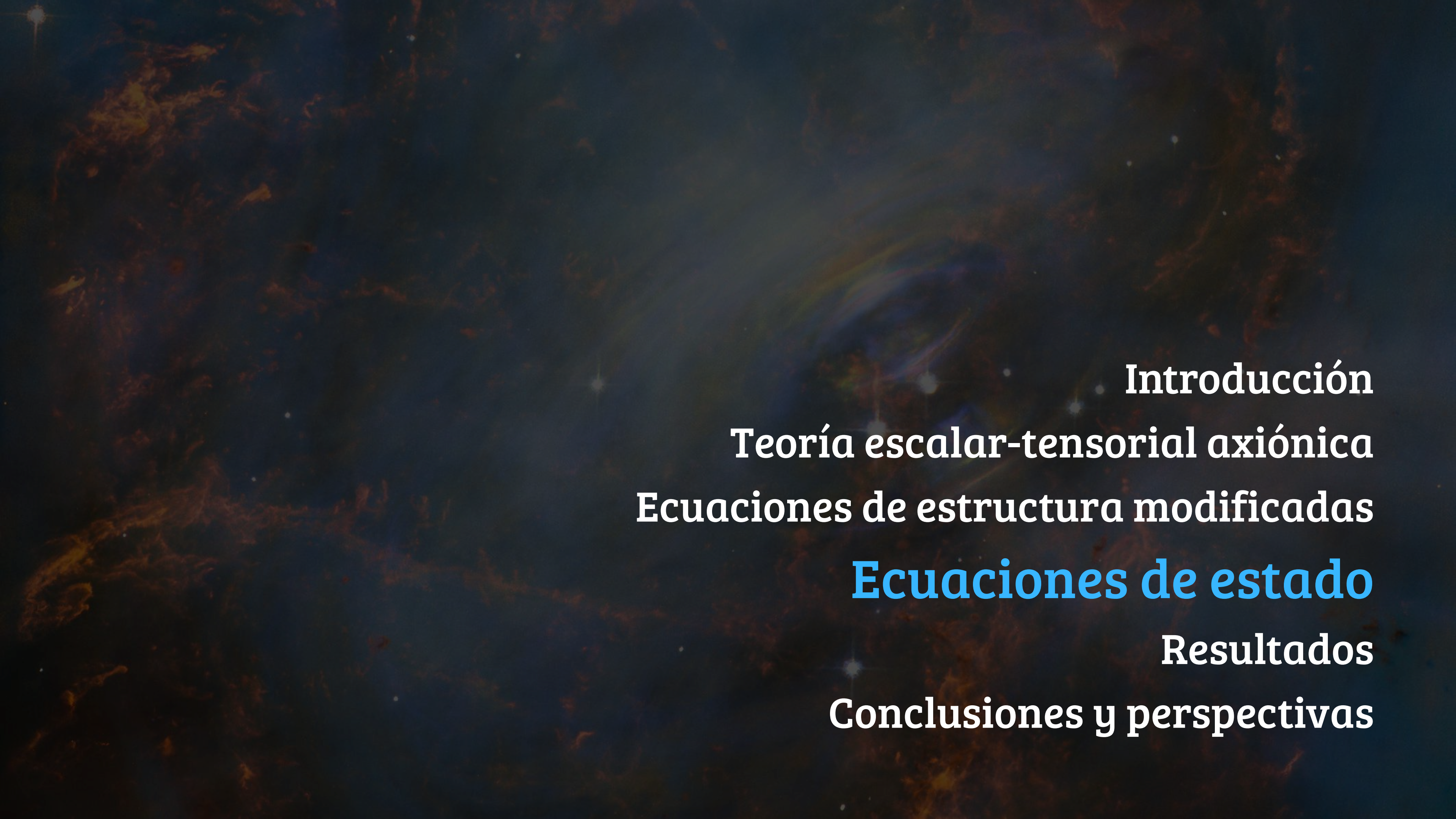
Masa física observable

La masa y el radio que se miden son del marco de Einstein, por lo tanto, es necesario convertir estas cantidades al marco de Jordan:

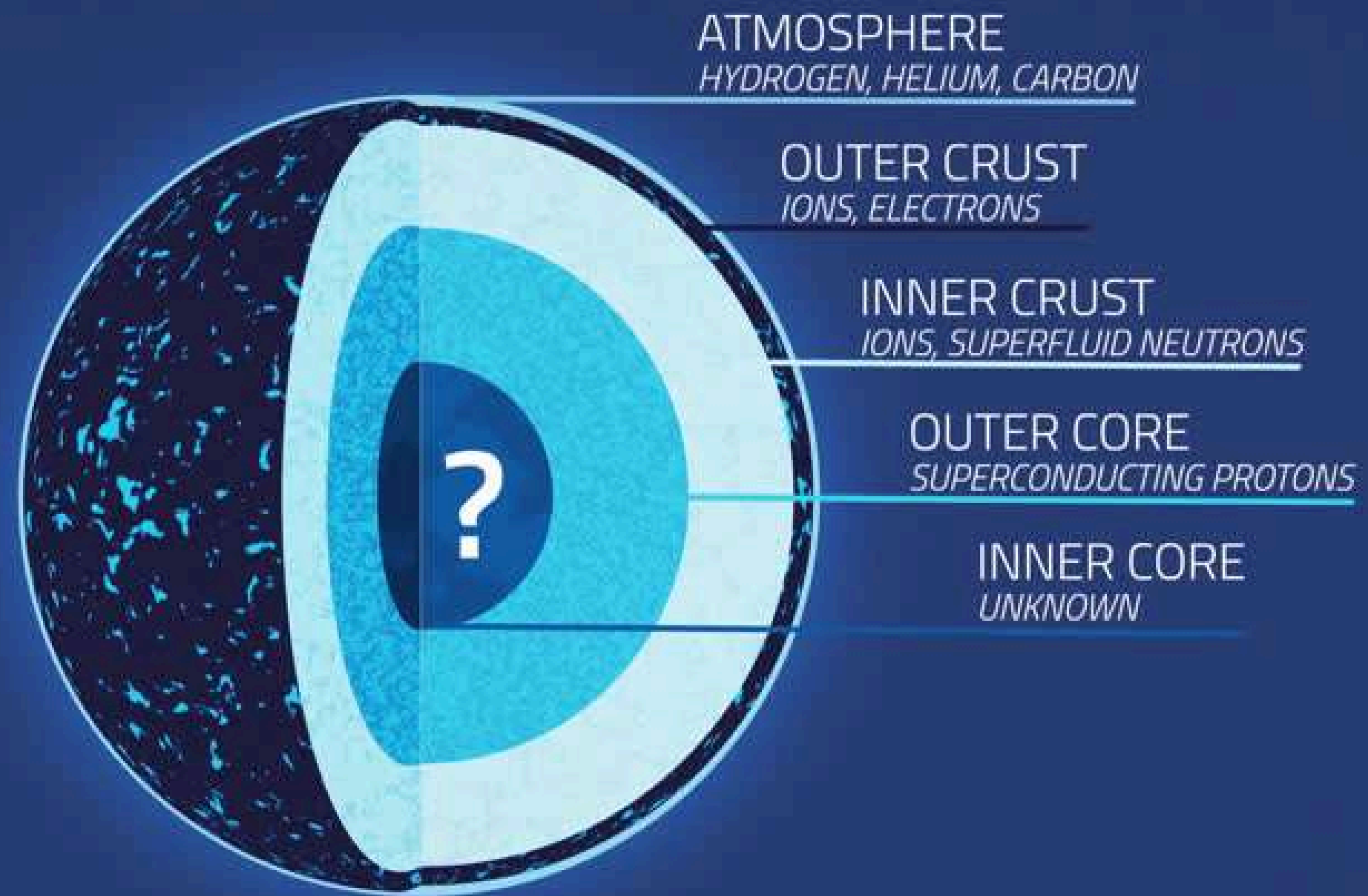
$$M_J = \frac{1}{\Omega(\varphi(r_E))} \left[M_E + \frac{r_E^2}{2} \alpha(\varphi(r_E)) \frac{d\varphi}{dr} \left(2 - \alpha(\varphi(r_E)) r_E \frac{d\varphi}{dr} \right) \left(1 - \frac{2M_E}{r_E} \right) \right]$$

$$R_s = \frac{1}{\Omega(\varphi(r_E))} R_E$$

siendo r_E el infinito numérico y $\frac{d\varphi}{dr} = \frac{d\varphi}{dr} \Big|_{r=r_E}$.



Introducción
Teoría escalar-tensorial axiónica
Ecuaciones de estructura modificadas
Ecuaciones de estado
Resultados
Conclusiones y perspectivas



La materia nuclear: Ecuación de Estado (EoS)

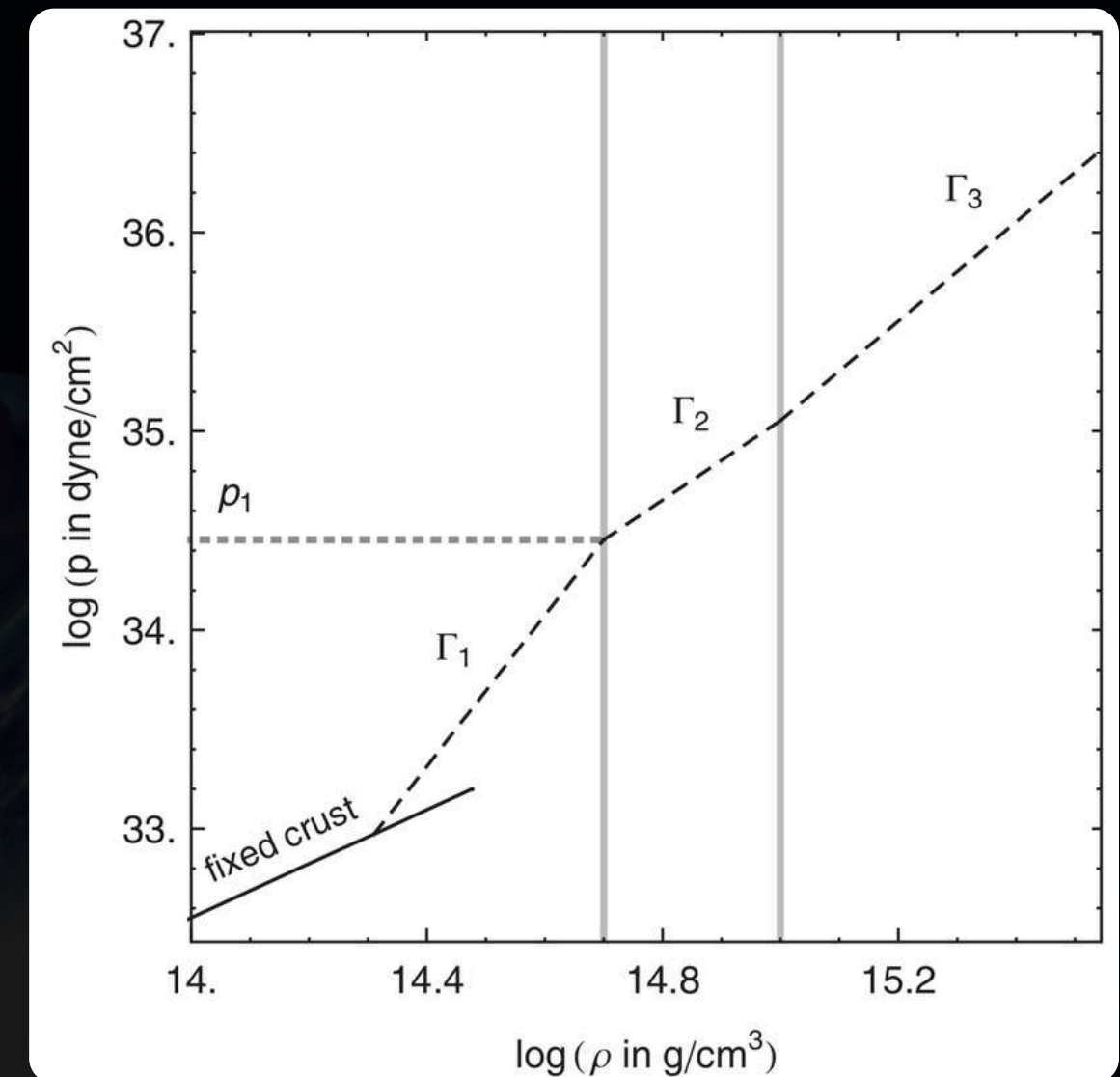
Aproximación politrópica

Es indispensable proporcionar una relación entre la presión y la densidad de energía.

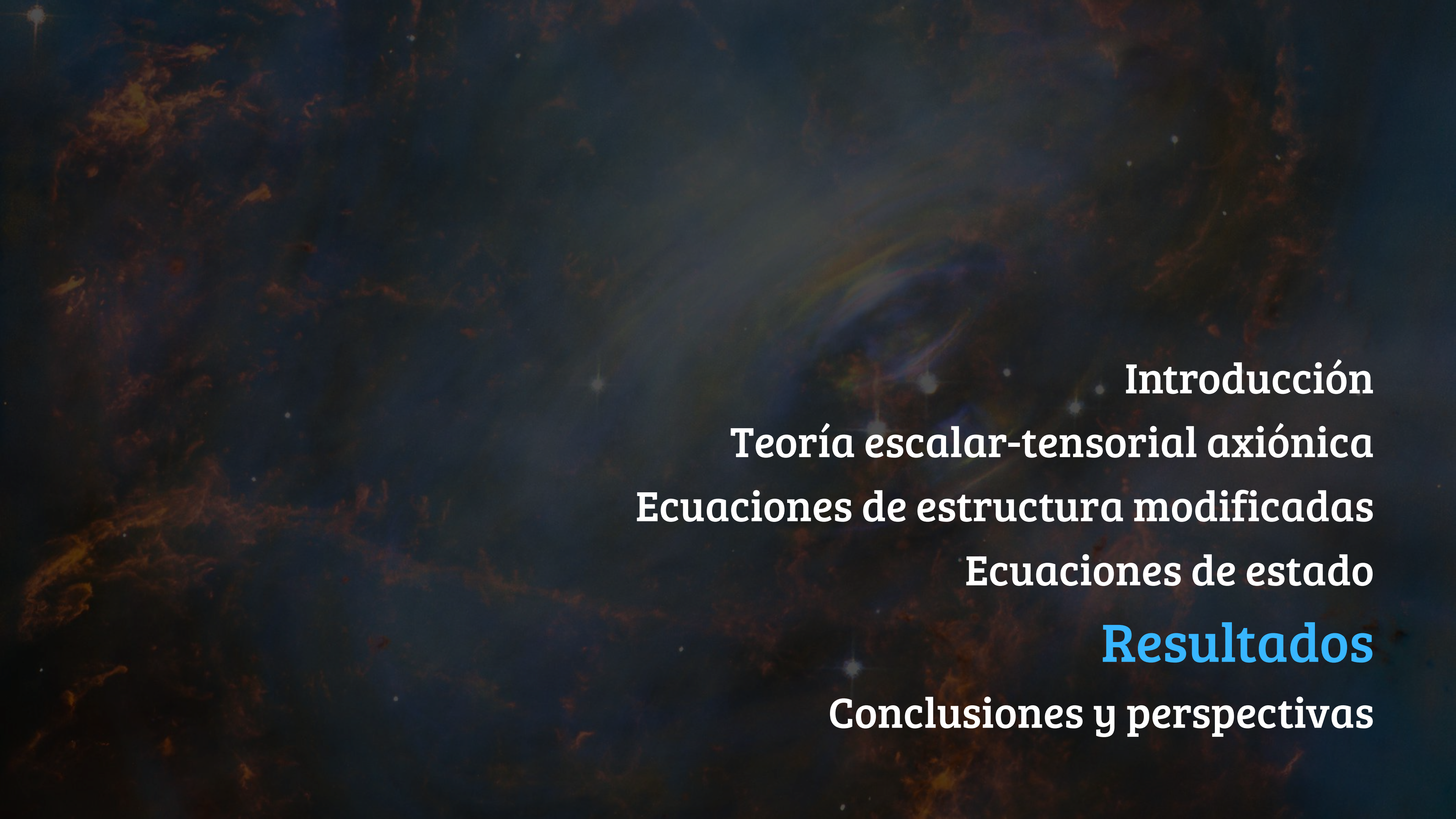
Dividimos el rango en una región de baja densidad $\rho < \rho_0$ y una región de alta densidad $\rho \geq \rho_0$.

Cada segmento es descrito por su propia ley politrópica.

$$P(\rho) = K_i \rho^{\Gamma_i}, \quad \rho_{i-1} \leq \rho \leq \rho_i$$



pyTOVpp · niksterg (Nikolaos Stergioulas) · GitHub.

The background of the slide is a dark, deep blue space filled with intricate, glowing patterns of light. These patterns resemble the complex, filamentary structures of a galaxy's interstellar medium or the swirling arms of a spiral galaxy. The colors range from deep indigo to bright, fiery oranges and yellows, creating a sense of depth and dynamic energy. In the center-right of the image, there is a bright, multi-colored core, likely representing the nucleus of a galaxy, with a mix of blue, purple, and white light. The overall effect is that of a vast, mysterious cosmic landscape.

Introducción
Teoría escalar-tensorial axiónica
Ecuaciones de estructura modificadas
Ecuaciones de estado
Resultados
Conclusiones y perspectivas

Esquema de la solución

Condiciones iniciales

$$m(0) = 0, \nu(0) = -\nu_c, \omega(0) = 0, \\ P(0) = P_c, \varphi(0) = \varphi_c$$

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \Omega^{-4} \epsilon + 2\pi r(r - 2m)\omega^2 + \frac{1}{4} V r^2,$$

$$\frac{d\nu}{dr} = 4\pi r \omega^2 + \frac{2}{r(r - 2m)} \left(4\pi r^3 \Omega^{-4} P - \frac{1}{4} V r^3 \right) + \frac{2m}{r(r - 2m)},$$

$$\frac{d\omega}{dr} = \frac{r}{\Omega^4 (r - 2m)} [\alpha (\epsilon - 3P) + 4\pi r \omega (\epsilon - P)] - \frac{2\omega(r - m)}{r(r - 2m)} + \frac{1}{r - 2m} \left(\frac{1}{2} V \omega r^2 + \frac{r}{16\pi} \frac{dV}{d\varphi} \right),$$

$$\frac{dP}{dr} = -(\epsilon + P) \left[\alpha \omega + 2\pi r \omega + \frac{1}{r(r - 2m)} \left(4\pi r^3 \Omega^{-4} P + m - \frac{1}{4} V r^3 \right) \right],$$

$$\frac{d\varphi}{dr} = \omega.$$

Esquema de la solución

Condiciones iniciales

$$m(0) = 0, \nu(0) = -\nu_c, \omega(0) = 0, \\ P(0) = P_c, \varphi(0) = \varphi_c$$

Método de disparo bidimensional

$$\nu_c, \varphi_c$$

Esquema de la solución

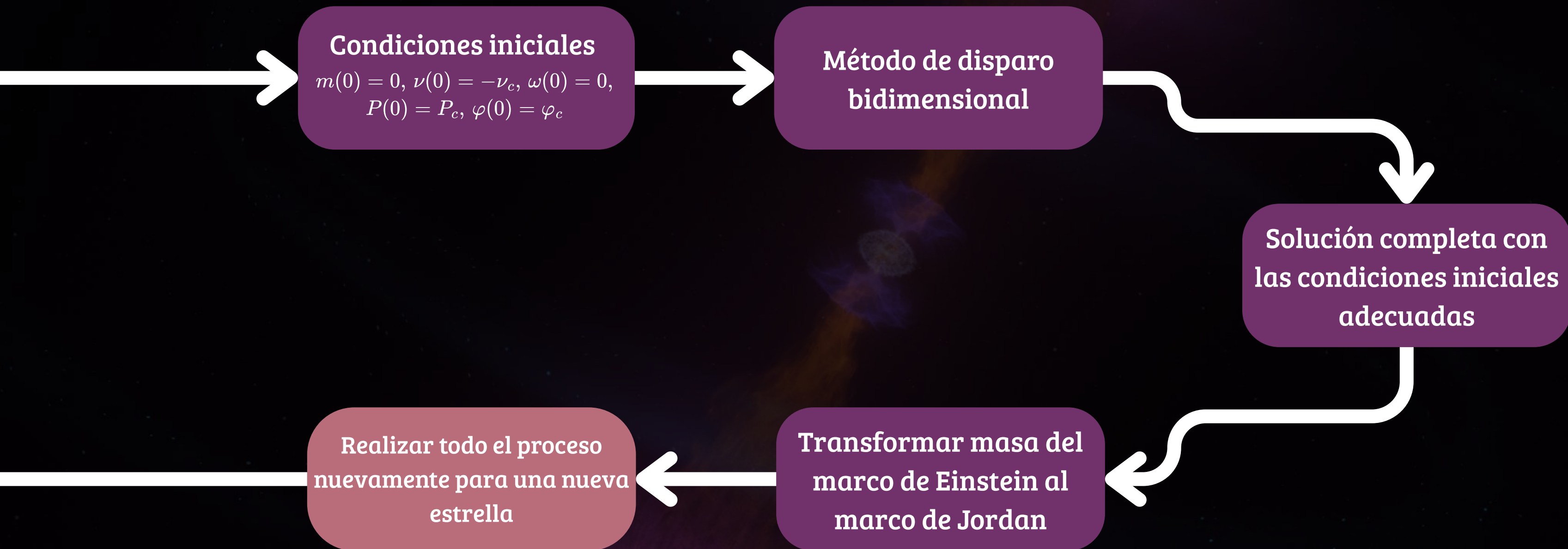


Esquema de la solución

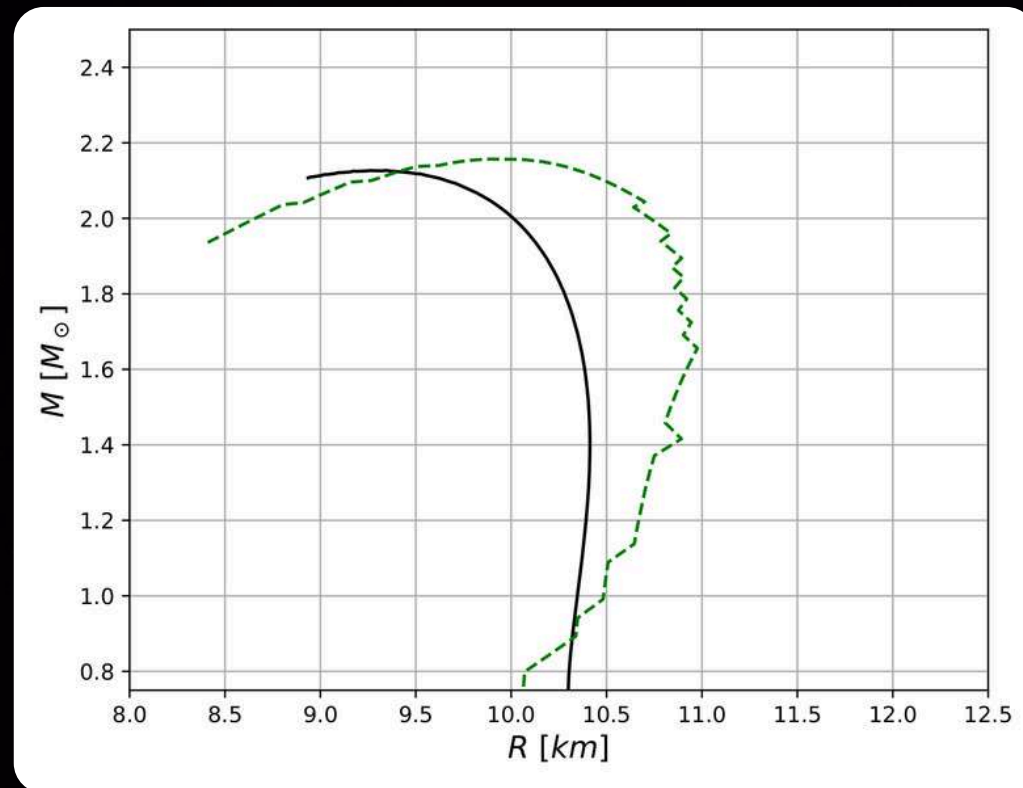


$$M_J = \frac{1}{\Omega(\varphi(r_E))} \left[M_E + \frac{r_E^2}{2} \alpha(\varphi(r_E)) \frac{d\varphi}{dr} \left(2 - \alpha(\varphi(r_E)) r_E \frac{d\varphi}{dr} \right) \left(1 - \frac{2M_E}{r_E} \right) \right]$$

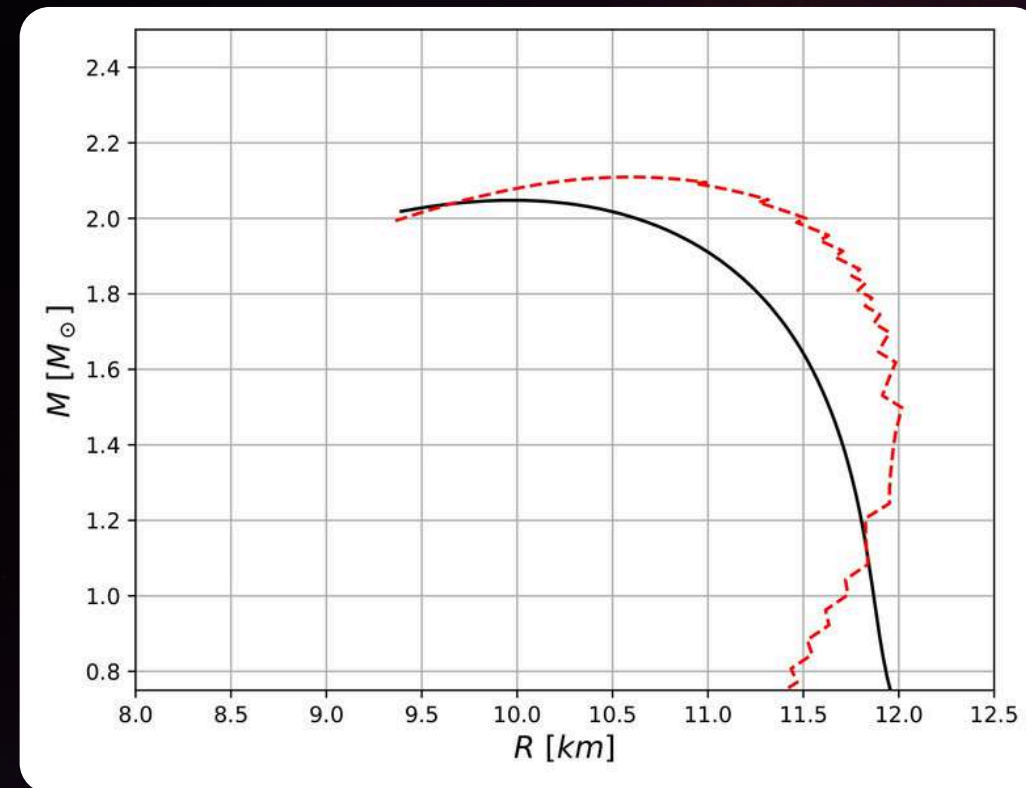
Esquema de la solución



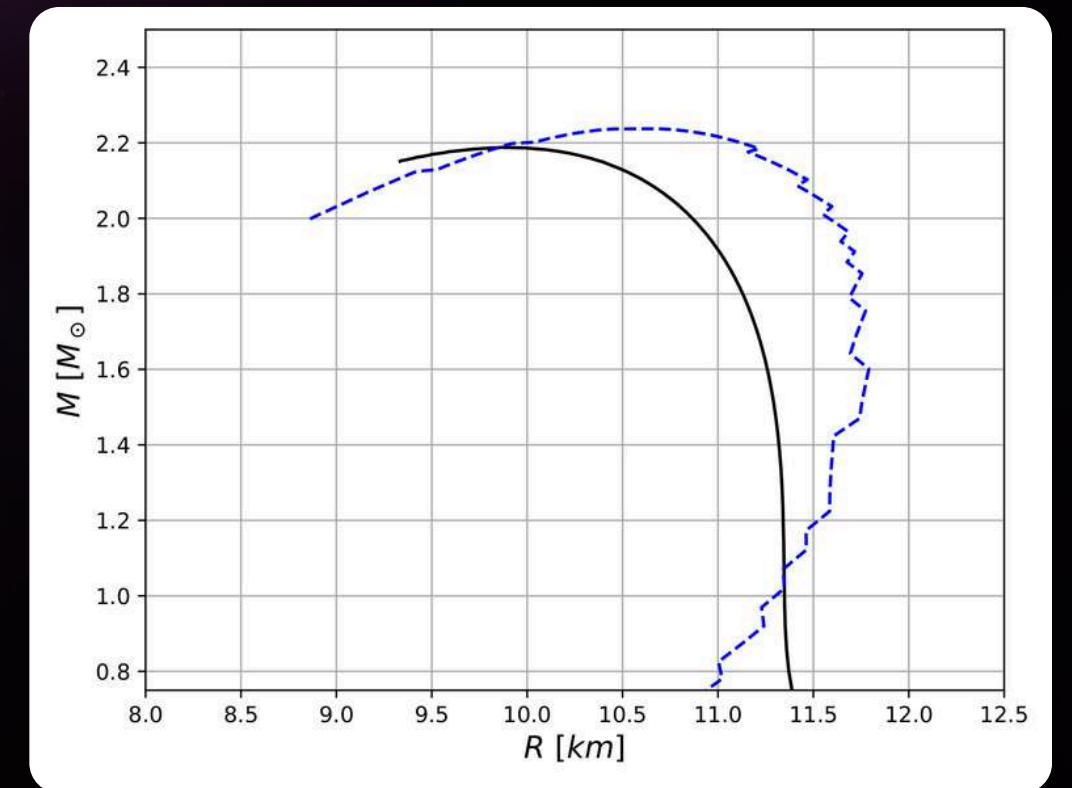
Curvas Masa-Radio



(a) WFF1 EoS



(b) SLy EoS



(c) APR EoS

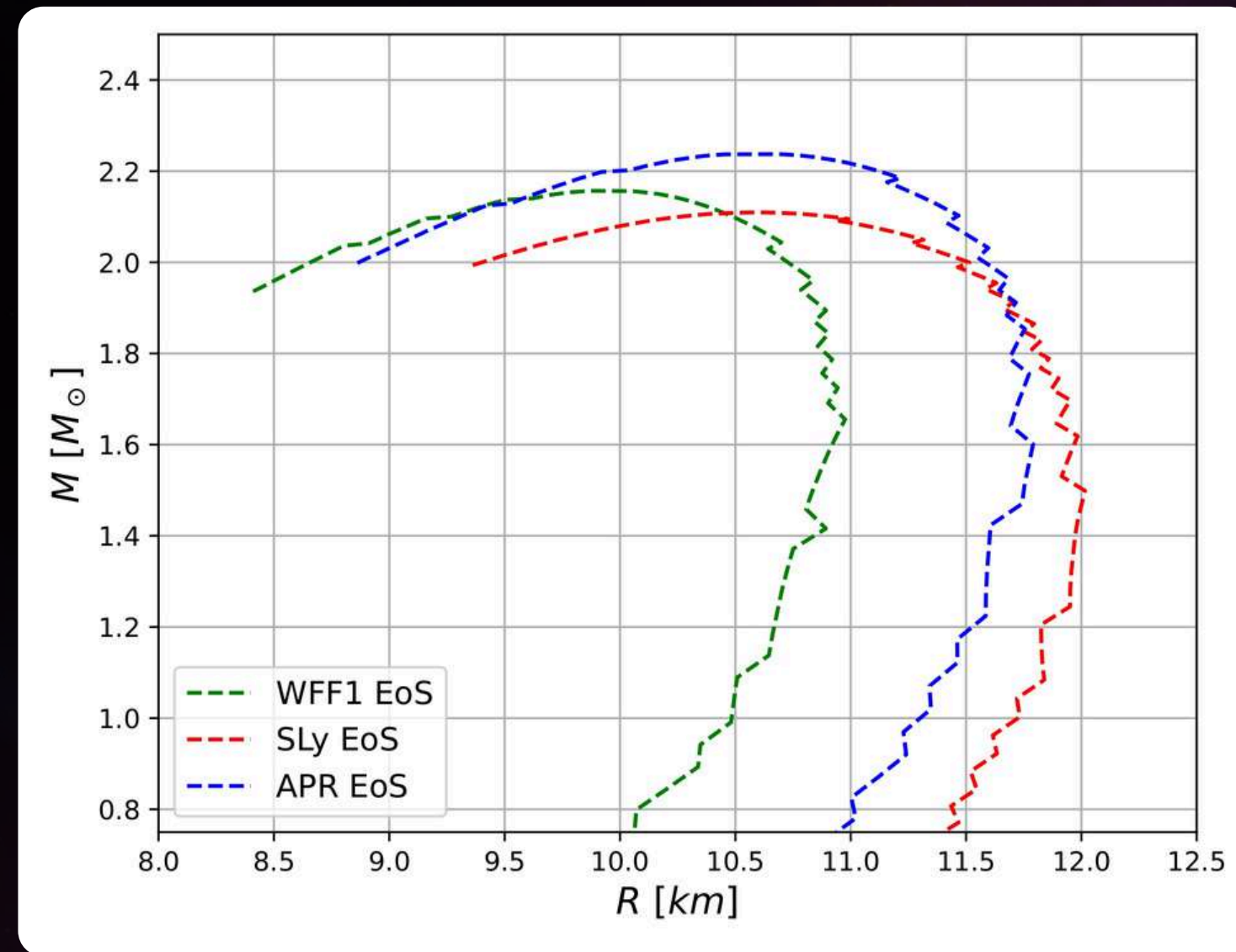
Relaciones masa–radio de estrellas de neutrones en la teoría escalar–tensorial axiónica, en comparación con Relatividad General

Impulso a la masa masa máxima

Modelo	WFF1	SLy	APR
Relatividad General	$M_{max} = 2.127121M_{\odot}$ $R = 9.34 \text{ km}$	$M_{max} = 2.047864M_{\odot}$ $R = 9.97 \text{ km}$	$M_{max} = 2.188192M_{\odot}$ $R = 9.87 \text{ km}$
Axion	$M_{max} = 2.156833M_{\odot}$ $R = 9.89 \text{ km}$	$M_{max} = 2.109643M_{\odot}$ $R = 10.60 \text{ km}$	$M_{max} = 2.224299M_{\odot}$ $R = 10.24 \text{ km}$

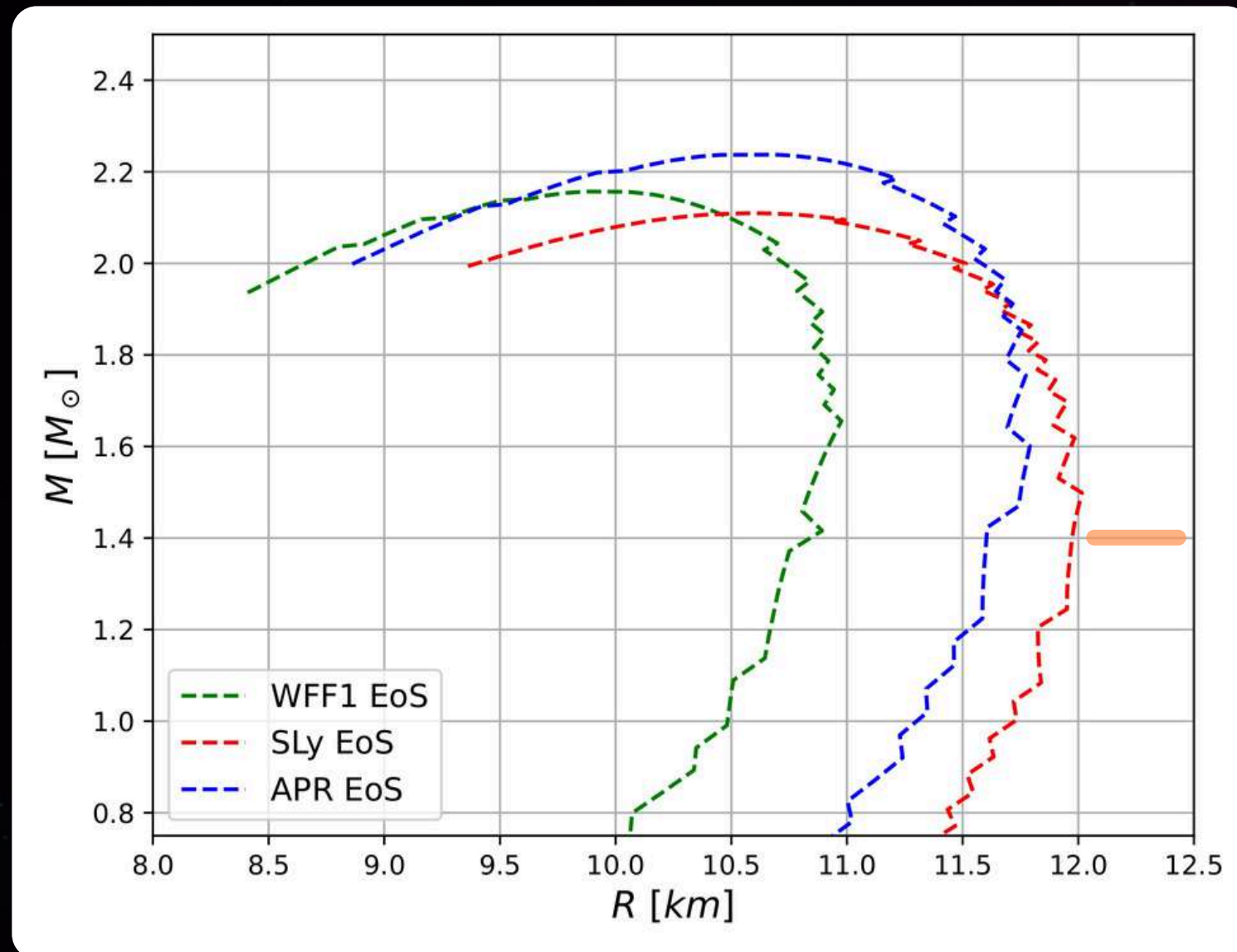
Masas máximas y sus respectivos radios en GR y en el modelo escalar-tensorial axiónico para las distintas EoS.

Curvas Masa-Radius



Curvas masa-radius en la teoría escalar-tensorial axiónica para las EoS WFF1, SLy y APR.

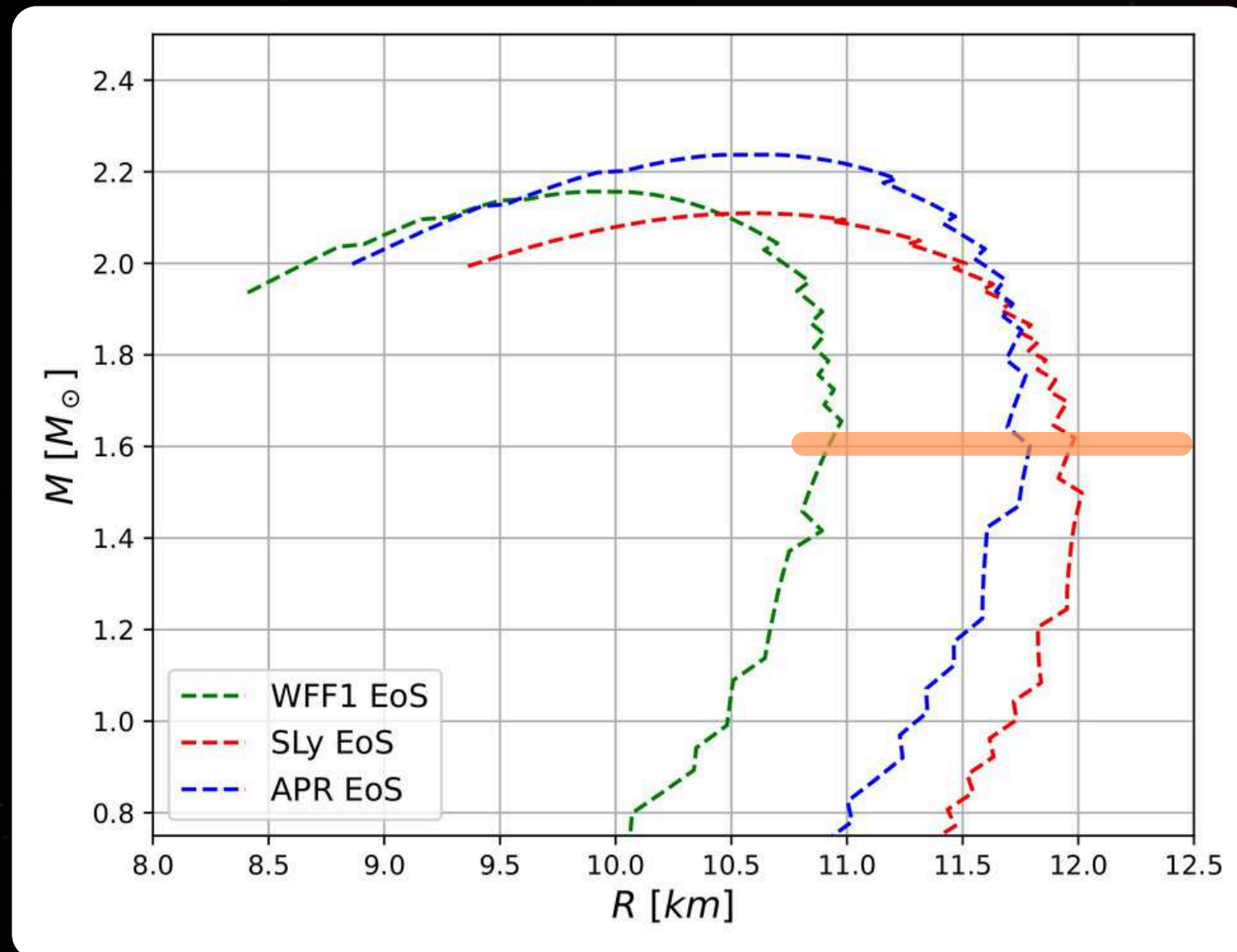
Comparación con las observaciones



Curvas masa–radio en la teoría escalar–tensorial axiónica para las EoS WFF1, SLy y APR.

Radio para 1.4 M_{\odot} : Los modelos predicen radios ($R \approx 10.8 - 12.0$ km) más compactos que los sugeridos por observaciones recientes ($R \approx 12.3 - 12.45$ km), mostrando una clara tensión con los datos.

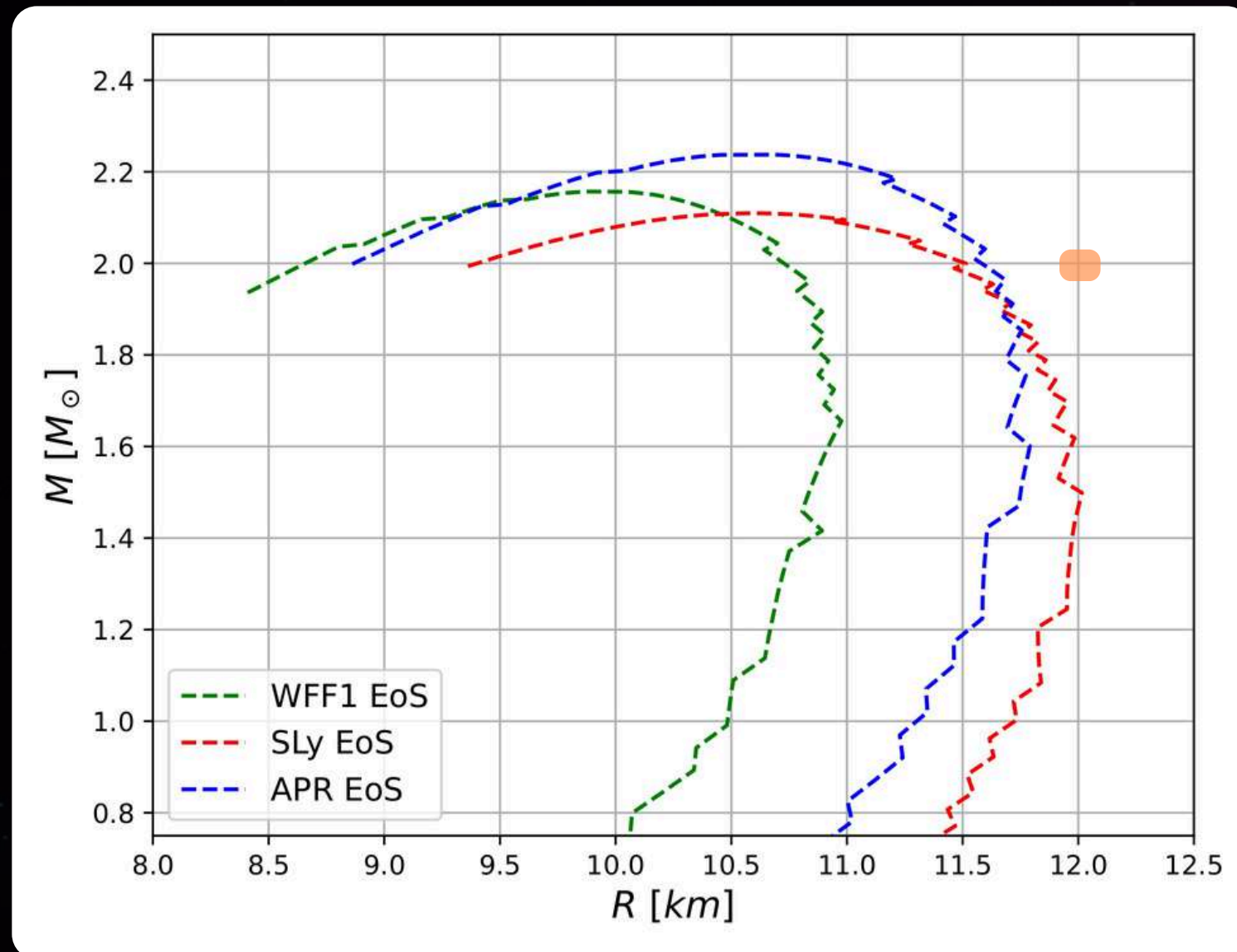
Comparación con las observaciones



Curvas masa–radio en la teoría escalar–tensorial axiónica para las EoS WFF1, SLy y APR.

Radio para $1.6 M_{\odot}$: Las predicciones de todos los modelos ($R \approx 11\text{--}12$ km) cumplen satisfactoriamente con el límite inferior de $R > 10.68$ km establecido por el evento GW170817.

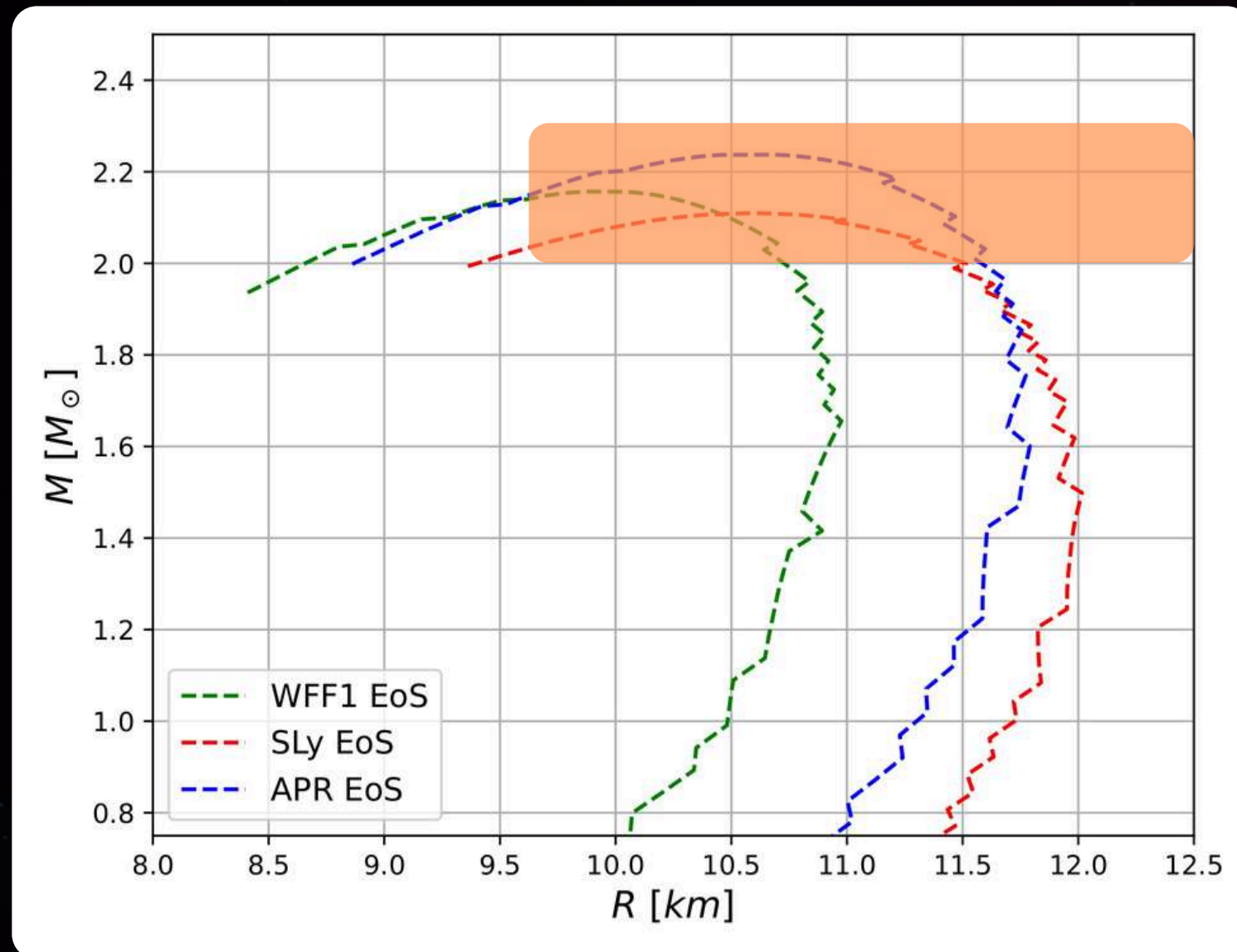
Comparación con las observaciones



Curvas masa–radio en la teoría escalar–tensorial axiónica para las EoS WFF1, SLy y APR.

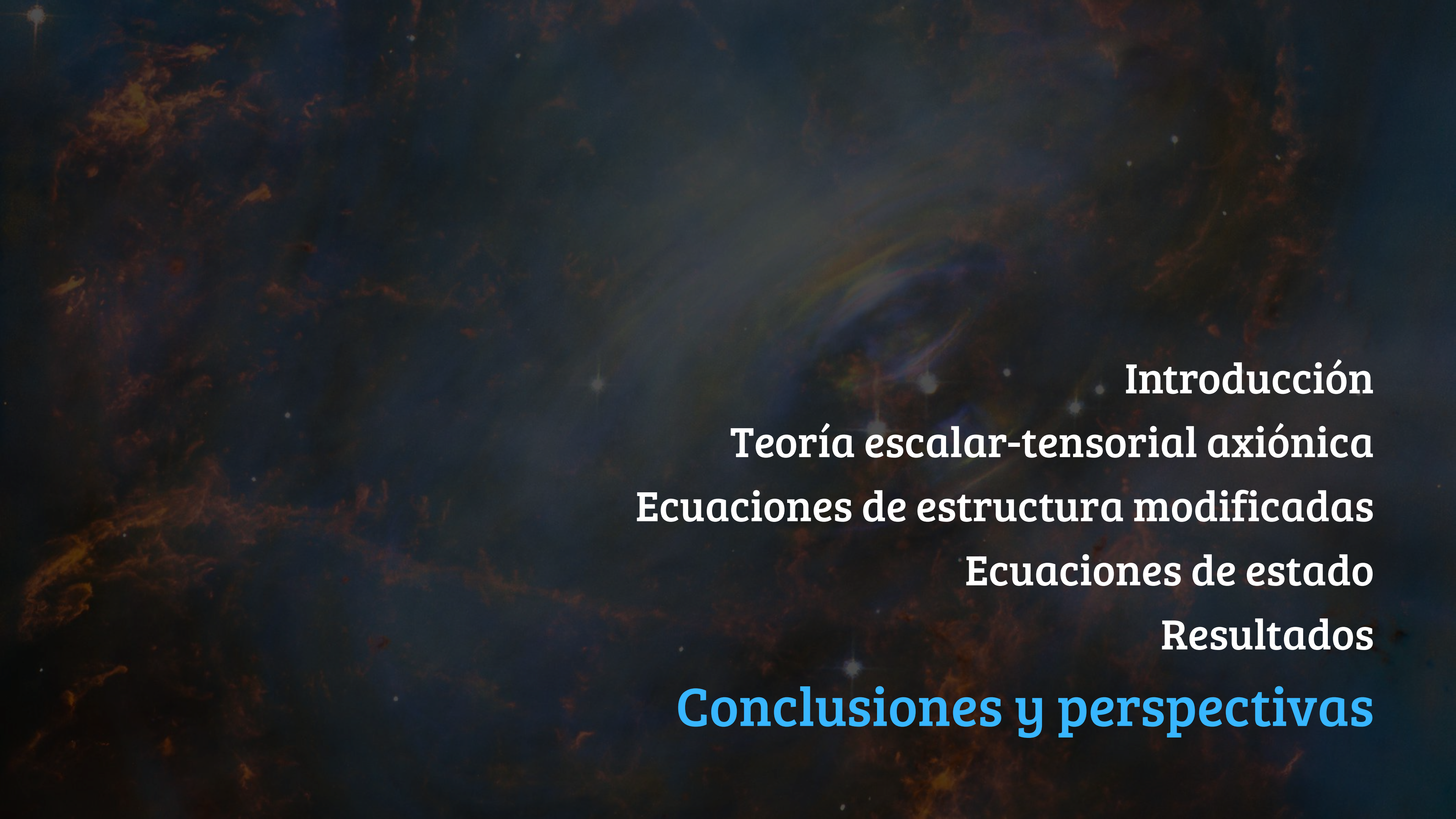
Radio para $2.0 M_{\odot}$: La tensión observacional se refuerza, ya que los radios predichos ($R \approx 10.5$ – 11.5 km) son consistentemente más pequeños que el valor sugerido de $R \approx 12.11$ km.

Comparación con las observaciones



Curvas masa–radio en la teoría escalar–tensorial axiónica para las EoS WFF1, SLy y APR.

Radio a la Masa Máxima: Las tres EoS cumplen la condición de que el radio de la estrella más masiva sea $R > 9.6$ km, lo cual es consistente con los límites impuestos por GW170817.



Introducción
Teoría escalar-tensorial axiónica
Ecuaciones de estructura modificadas
Ecuaciones de estado
Resultados
Conclusiones y perspectivas

Conclusiones

La teoría escalar-tensorial con acoplamiento axiónico **permite la existencia de estrellas de neutrones más masivas** que las predichas por la Relatividad General para las mismas ecuaciones de estado (EoS).

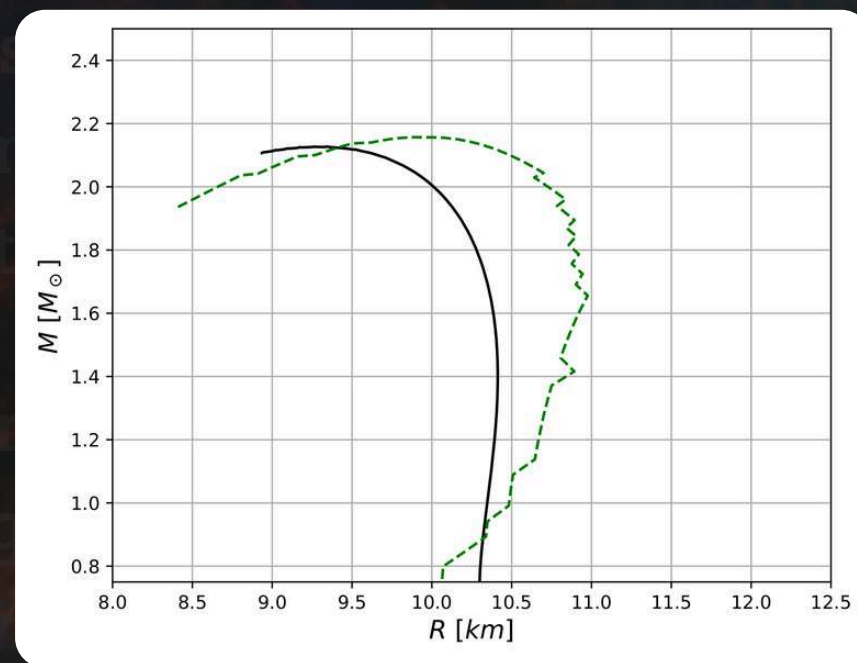
Este resultado ofrece un mecanismo teórico para explicar objetos compactos supermasivos, abordando el enigma de la "brecha de masa" y eventos como GW190814. El modelo con la EoS APR es el más prometedor, **alcanzando una masa máxima de $\sim 2.22M_{\odot}$** .

A pesar del éxito en la masa, los modelos predicen estrellas más compactas (radios más pequeños) de lo que sugieren mediciones recientes (ej. NICER) para masas canónicas ($1.4M_{\odot}$), revelando una **inconsistencia con algunas cotas observacionales**.

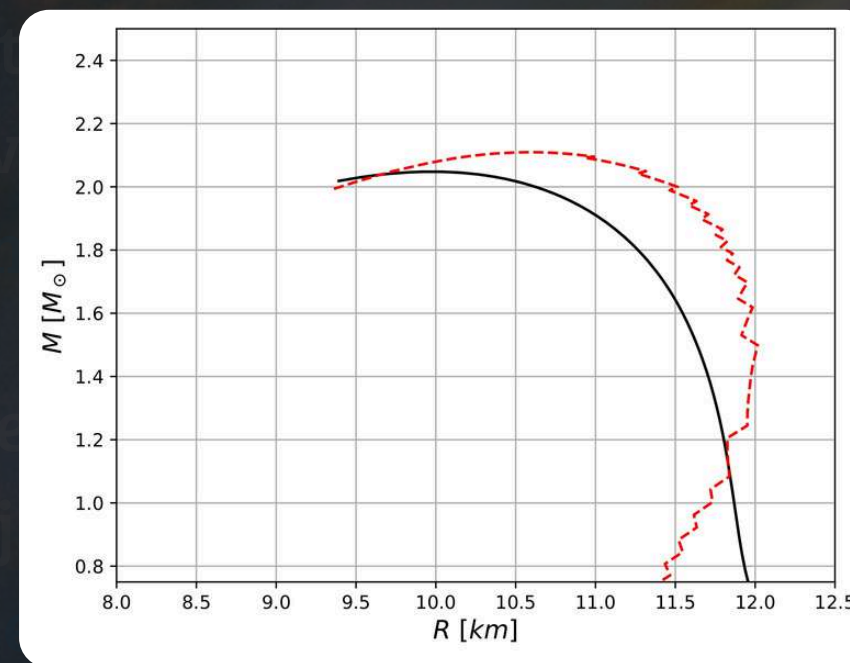
Los resultados dependen de los parámetros del modelo axiónico. **Una exploración más amplia del espacio de parámetros podría resolver la tensión con los radios** y al mismo tiempo mantener una masa máxima elevada

Conclusiones

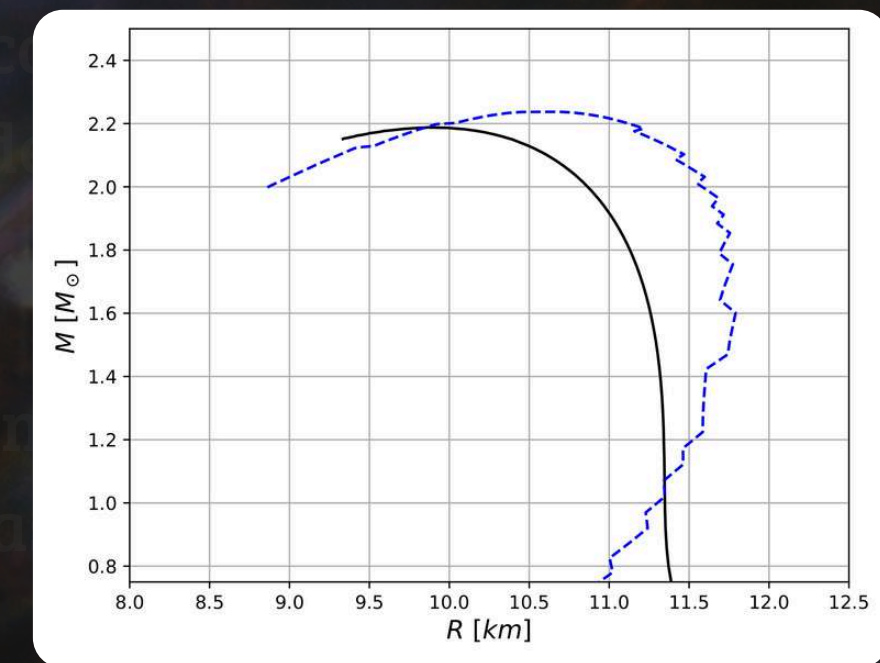
La teoría escalar-tensorial con acoplamiento axiónico **permite la existencia de estrellas de neutrones más masivas** que las predichas por la Relatividad General para las mismas ecuaciones de estado (EoS).



(a) WFF1 EoS



(b) SLy EoS

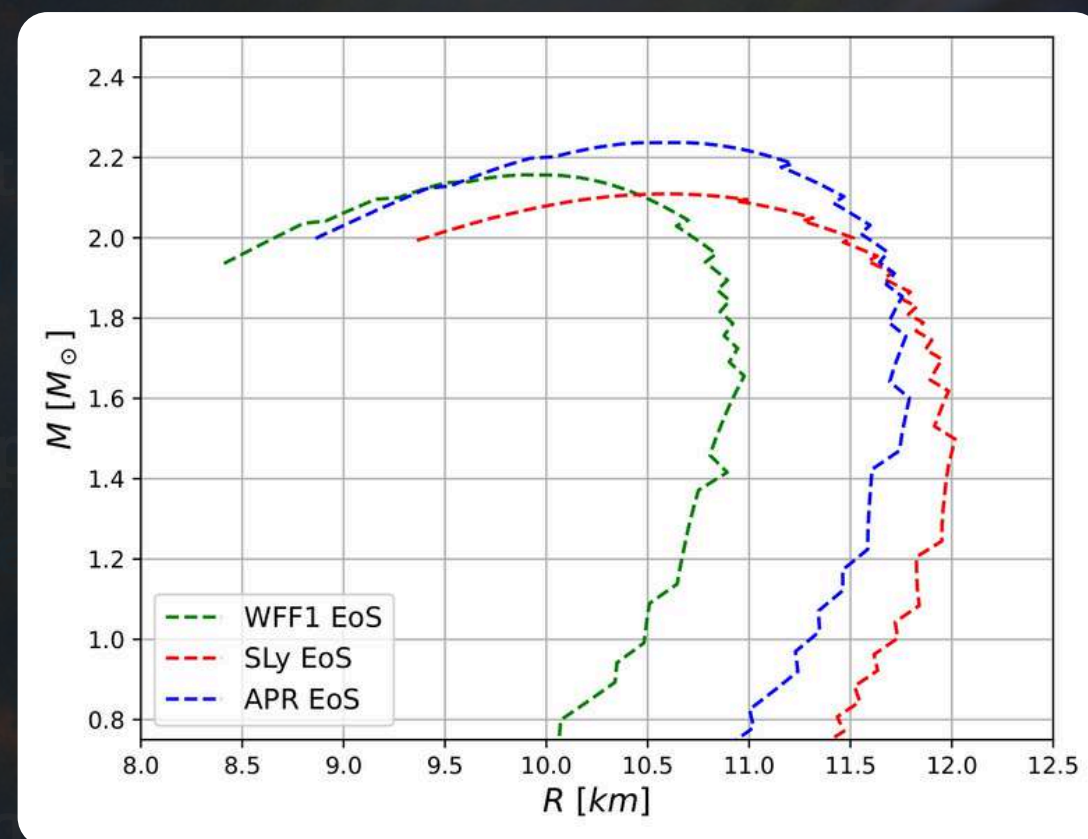


(c) APR EoS

Relaciones masa–radio de estrellas de neutrones en la teoría escalar–tensorial axiónica, en comparación con Relatividad General

Conclusiones

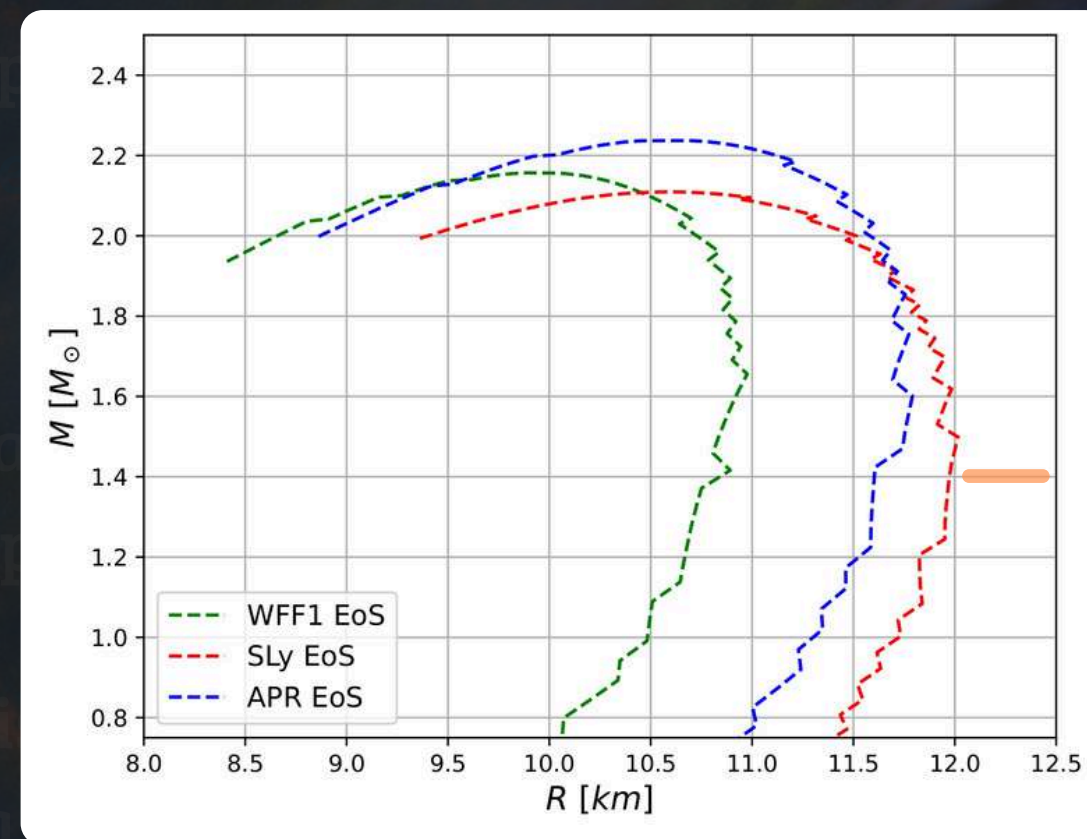
Este resultado ofrece un mecanismo teórico para explicar objetos compactos supermasivos, abordando el enigma de la "brecha de masa" y eventos como GW190814. El modelo con la EoS APR es el más prometedor, alcanzando una masa máxima de $\sim 2.22M_{\odot}$.



Curvas masa–radio en la teoría escalar–tensorial axiónica para las EoS WFF1, SLy y APR.

Conclusiones

A pesar del éxito en la masa, los modelos predicen estrellas más compactas (radios más pequeños) de lo que sugieren mediciones recientes (ej. NICER) para masas canónicas ($1.4M_{\odot}$), revelando una **inconsistencia con algunas cotas observacionales**.



Curvas masa–radio en la teoría escalar–tensorial axiónica para las EoS WFF1, SLy y APR.

Conclusiones

Los resultados dependen de los parámetros del modelo axiónico. **Una exploración más amplia del espacio de parámetros podría resolver la tensión con los radios y al mismo tiempo mantener una masa máxima elevada**

$$V(\varphi) \simeq -\frac{\Lambda^4}{2f_a^2\xi} (1 - e^{-2\alpha\varphi}) e^{-2\alpha\varphi}$$

Conclusiones

La teoría escalar-tensorial con acoplamiento axiónico **permite la existencia de estrellas de neutrones más masivas** que las predichas por la Relatividad General para las mismas ecuaciones de estado (EoS).

Este resultado ofrece un mecanismo teórico para explicar objetos compactos supermasivos, abordando el enigma de la "brecha de masa" y eventos como GW190814. El modelo con la EoS APR es el más prometedor, **alcanzando una masa máxima de $\sim 2.22M_{\odot}$** .

A pesar del éxito en la masa, los modelos predicen estrellas más compactas (radios más pequeños) de lo que sugieren mediciones recientes (ej. NICER) para masas canónicas ($1.4M_{\odot}$), revelando una **inconsistencia con algunas cotas observacionales**.

Los resultados dependen de los parámetros del modelo axiónico. **Una exploración más amplia del espacio de parámetros podría resolver la tensión con los radios** y al mismo tiempo mantener una masa máxima elevada

Perspectivas

Analizar la robustez del modelo utilizando **un espectro más amplio de Ecuaciones de Estado (EoS)**. Esto permitiría investigar cómo afecta el acoplamiento axiónico a estrellas con composiciones exóticas.

El siguiente paso es explorar teorías más complejas, como los **modelos de gravedad $f(R)$** con axiones. Aunque representa un desafío numérico mayor, permitiría sondear nuevas modificaciones a la Relatividad General en el régimen de campo fuerte.

¡MUCHAS GRACIAS!

