

Campos escalares para modelos inflacionarios y de materia oscura

Luis Padilla

Departamento de física, CINVESTAV

20 de Agosto de 2019

1. Descripción básica
2. Materia oscura y el modelo de materia oscura escalar
3. Materia oscura escalar y la generación de agujeros negros súper masivos.
4. Materia oscura escalar y sus posibles constricciones de inflación.

Descripción básica

En relatividad general, la dinámica de un campo escalar está descrita por:

$$\square\varphi + 2\frac{dV}{d|\varphi|^2}\varphi = 0, \quad R_{\alpha\beta} - \frac{1}{2}g_{\alpha\beta}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\alpha\beta}, \quad (1)$$

Descripción básica

En relatividad general, la dinámica de un campo escalar está descrita por:

$$\square\varphi + 2\frac{dV}{d|\varphi|^2}\varphi = 0, \quad R_{\alpha\beta} - \frac{1}{2}g_{\alpha\beta}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\alpha\beta}, \quad (1)$$

donde $\square \equiv \nabla^\mu \nabla_\mu$ y

$$T_{\alpha\beta}^{(\psi)} = \frac{1}{2}(\nabla_\alpha\varphi)^*(\nabla_\beta\varphi) + \frac{1}{2}(\nabla_\alpha\varphi)(\nabla_\beta\varphi)^* - g_{\alpha\beta} \left[\frac{1}{2}(\nabla^\gamma\varphi)^*(\nabla_\gamma\varphi) - V(|\varphi|^2) \right], \quad (2)$$

En particular utilizaremos $V(\varphi) = m^2 c^2 |\varphi|^2 / (2\hbar^2) + m^2 \lambda |\varphi|^4 / (2\hbar^4)$, con $\lambda > 0$ (repulsiva) o $\lambda < 0$ (atractiva).

Descripción básica

En relatividad general, la dinámica de un campo escalar está descrita por:

$$\square\varphi + 2\frac{dV}{d|\varphi|^2}\varphi = 0, \quad R_{\alpha\beta} - \frac{1}{2}g_{\alpha\beta}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\alpha\beta}, \quad (1)$$

donde $\square \equiv \nabla^\mu \nabla_\mu$ y

$$T_{\alpha\beta}^{(\psi)} = \frac{1}{2}(\nabla_\alpha\varphi)^*(\nabla_\beta\varphi) + \frac{1}{2}(\nabla_\alpha\varphi)(\nabla_\beta\varphi)^* - g_{\alpha\beta} \left[\frac{1}{2}(\nabla^\gamma\varphi)^*(\nabla_\gamma\varphi) - V(|\varphi|^2) \right], \quad (2)$$

En particular utilizaremos $V(\varphi) = m^2 c^2 |\varphi|^2 / (2\hbar^2) + m^2 \lambda |\varphi|^4 / (2\hbar^4)$, con $\lambda > 0$ (repulsiva) o $\lambda < 0$ (atractiva).

$$\text{SF cosmológico} \Rightarrow ds^2 = -dt^2 + a(t)^2 \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \phi^2 \right)$$

Descripción básica

En relatividad general, la dinámica de un campo escalar está descrita por:

$$\square\varphi + 2\frac{dV}{d|\varphi|^2}\varphi = 0, \quad R_{\alpha\beta} - \frac{1}{2}g_{\alpha\beta}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\alpha\beta}, \quad (1)$$

donde $\square \equiv \nabla^\mu \nabla_\mu$ y

$$T_{\alpha\beta}^{(\psi)} = \frac{1}{2}(\nabla_\alpha\varphi)^*(\nabla_\beta\varphi) + \frac{1}{2}(\nabla_\alpha\varphi)(\nabla_\beta\varphi)^* - g_{\alpha\beta} \left[\frac{1}{2}(\nabla^\gamma\varphi)^*(\nabla_\gamma\varphi) - V(|\varphi|^2) \right], \quad (2)$$

En particular utilizaremos $V(\varphi) = m^2 c^2 |\varphi|^2 / (2\hbar^2) + m^2 \lambda |\varphi|^4 / (2\hbar^4)$, con $\lambda > 0$ (repulsiva) o $\lambda < 0$ (atractiva).

SF cosmológico $\Rightarrow ds^2 = -dt^2 + a(t)^2 \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \phi^2 \right)$

$$\frac{1}{c^2} \frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{3H}{c^2} \frac{d\varphi}{dt} + 2\frac{dV}{d|\varphi|^2}\varphi = 0, \quad H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \sum_i \rho_i - \frac{kc^2}{a^2}, \quad (3)$$

donde $\rho_\varphi = \frac{1}{2c^2} \left| \frac{d\varphi}{dt} \right|^2 + V(\varphi)$.

Independientemente de la ecuación de Friedmann, al resolver

$$\frac{1}{c^2} \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \frac{3H}{c^2} \frac{d\varphi}{dt} + 2 \frac{dV}{d|\varphi|^2} \varphi = 0, \quad (4)$$

tendremos diferentes dinámicas muy interesantes.

Independientemente de la ecuación de Friedmann, al resolver

$$\frac{1}{c^2} \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \frac{3H}{c^2} \frac{d\varphi}{dt} + 2 \frac{dV}{d|\varphi|^2} \varphi = 0, \quad (4)$$

tendremos diferentes dinámicas muy interesantes.

Considerando $\omega^2 = 2c^2(dV/d|\varphi|^2)$ entonces (Bohua Li et. al., 2013):

	SF complejo	SF real
$\omega/H \ll 1$	$\rho_\varphi \propto a^{-6}$	$\rho_\varphi \propto a^0$
$\omega/H \gg 1$	Dinámica dependiendo de $V(\varphi)$ Si podemos definir $m^2 \propto \frac{\partial^2 V(\varphi)}{\partial \varphi ^2}$ $\rho \propto a^{-3}$	Dinámica dependiendo de $V(\varphi)$ Si podemos definir $m^2 \propto \frac{\partial^2 V(\varphi)}{\partial \varphi^2}$ $\rho \propto a^{-3}$

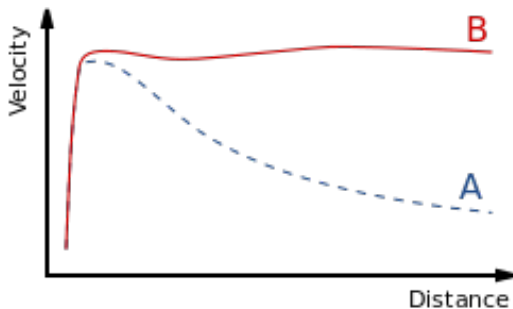
Table 1: Dinámica para un campo escalar

Materia oscura y el modelo de materia
Al meter n umeros encontramos que
para un campo libre (con una masa oscura escalar

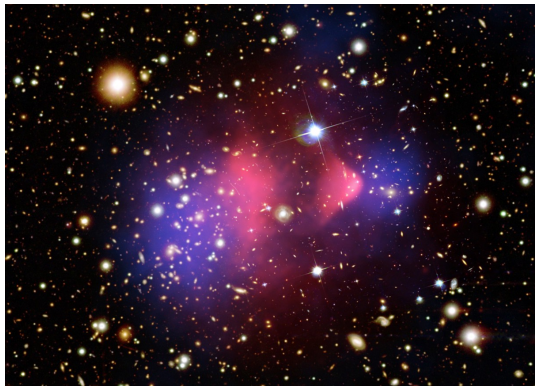
Materia oscura y el modelo de materia
oscura escalar

¿Por qué materia oscura?

En 1960 Vera Rubin y Kent Ford encontraron una anomalía a la velocidad de las estrellas en las galaxias



En 2006 observaciones del Hubble y el Observatorio de rayos X Chandra obtuvieron lo que fue el llamado bullet cluster



- ▶ El modelo preferido de materia oscura es el de λ CDM.

- ▶ El modelo preferido de materia oscura es el de λ CDM.
- ▶ Es bien conocido que este modelo se ajusta muy bien a las observaciones a nivel cosmológico pero ha tenido algunos problemas a nivel galáctico.

- ▶ El modelo preferido de materia oscura es el de λ CDM.
- ▶ Es bien conocido que este modelo se ajusta muy bien a las observaciones a nivel cosmológico pero ha tenido algunos problemas a nivel galáctico.
 - ▶ Problema de la densidad central de las distribuciones de materia oscura.
 - ▶ El exceso de galaxias satélites predichas por simulaciones de N cuerpos.

- ▶ El modelo preferido de materia oscura es el de λ CDM.
- ▶ Es bien conocido que este modelo se ajusta muy bien a las observaciones a nivel cosmológico pero ha tenido algunos problemas a nivel galáctico.
 - ▶ Problema de la densidad central de las distribuciones de materia oscura.
 - ▶ El exceso de galaxias satélites predichas por simulaciones de N cuerpos.
- ▶ Una alternativa es considerar un nuevo modelo cosmológico diferente al de Λ CDM.

- ▶ El modelo preferido de materia oscura es el de λ CDM.
- ▶ Es bien conocido que este modelo se ajusta muy bien a las observaciones a nivel cosmológico pero ha tenido algunos problemas a nivel galáctico.
 - ▶ Problema de la densidad central de las distribuciones de materia oscura.
 - ▶ El exceso de galaxias satélites predichas por simulaciones de N cuerpos.
- ▶ Una alternativa es considerar un nuevo modelo cosmológico diferente al de Λ CDM.
- ▶ Una buena alternativa es el de un campo escalar ultra-ligero con una masa de $m \sim 10^{-22} \text{ eV}/c^2$ que puede tener un término de autointeracción de $\lambda \sim 10^{-68}$.

Algunos de los trabajos hechos con SFDM con $m \sim 10^{-22} \text{ eV}/c^2$ son

- ▶ En Matos, Vazquez-González & Magaña (2009) se hizo el estudio de las densidades a nivel cosmológico.

Algunos de los trabajos hechos con SFDM con $m \sim 10^{-22} \text{ eV}/c^2$ son

- ▶ En Matos, Vazquez-González & Magaña (2009) se hizo el estudio de las densidades a nivel cosmológico.
- ▶ En Bernal, Matos & Nuñez (2008) se comprobó que la densidad central del halo galáctico es plana.

Algunos de los trabajos hechos con SFDM con $m \sim 10^{-22} \text{ eV}/c^2$ son

- ▶ En Matos, Vazquez-González & Magaña (2009) se hizo el estudio de las densidades a nivel cosmológico.
- ▶ En Bernal, Matos & Nuñez (2008) se comprobó que la densidad central del halo galáctico es plana.
- ▶ En Matos, Vázquez & Magaña (2009) se encontró que este modelo predice que habrá estructura en tiempo más tempranos que en λ CDM.

Algunos de los trabajos hechos con SFDM con $m \sim 10^{-22} \text{ eV}/c^2$ son

- ▶ En Matos, Vazquez-González & Magaña (2009) se hizo el estudio de las densidades a nivel cosmológico.
- ▶ En Bernal, Matos & Nuñez (2008) se comprobó que la densidad central del halo galáctico es plana.
- ▶ En Matos, Vázquez & Magaña (2009) se encontró que este modelo predice que habrá estructura en tiempo más tempranos que en λ CDM.
- ▶ En Matos & Ureña (2001) se encontró un valor en la masa del campo escalar $m \sim 10^{-22}/c^2 \text{ eV}$ para encontrar un corte inferior a la subestructura que se forma, la cual está en acuerdo con la observada.

Formación de estructura en el modelo de
materia oscura escalar

- ▶ Los trabajos pioneros sobre el colapso gravitacional de campos escalares como materia oscura fueron realizados por Seidel and Suen.

- ▶ Los trabajos pioneros sobre el colapso gravitacional de campos escalares como materia oscura fueron realizados por Seidel and Suen.
- ▶ F. Guzmán y Ureña-López (2003,2004,2006) continuaron dichos colapsos en simetría esférica partiendo de condiciones iniciales prácticamente arbitrarias.

- ▶ Los trabajos pioneros sobre el colapso gravitacional de campos escalares como materia oscura fueron realizados por Seidel and Suen.
- ▶ F. Guzmán y Ureña-López (2003,2004,2006) continuaron dichos colapsos en simetría esférica partiendo de condiciones iniciales prácticamente arbitrarias.
- ▶ El resultado obtenido fue que las distribuciones se relajan mediante un proceso de *gravitational cooling* hasta formar estructuras estables y virializadas – solitones.

- ▶ Los trabajos pioneros sobre el colapso gravitacional de campos escalares como materia oscura fueron realizados por Seidel and Suen.
- ▶ F. Guzmán y Ureña-López (2003,2004,2006) continuaron dichos colapsos en simetría esférica partiendo de condiciones iniciales prácticamente arbitrarias.
- ▶ El resultado obtenido fue que las distribuciones se relajan mediante un proceso de *gravitational cooling* hasta formar estructuras estables y virializadas – solitones.
- ▶ Dicho trabajo también ha sido efectuado para el caso en el que el campo escalar es autointeractuante.

- ▶ Los trabajos pioneros sobre el colapso gravitacional de campos escalares como materia oscura fueron realizados por Seidel and Suen.
- ▶ F. Guzmán y Ureña-López (2003,2004,2006) continuaron dichos colapsos en simetría esférica partiendo de condiciones iniciales prácticamente arbitrarias.
- ▶ El resultado obtenido fue que las distribuciones se relajan mediante un proceso de *gravitational cooling* hasta formar estructuras estables y virializadas – solitones.
- ▶ Dicho trabajo también ha sido efectuado para el caso en el que el campo escalar es autointeractuante.
- ▶ Las simulaciones fueron hechas mediante condiciones asintóticas de vacío y considerando el modelo de colapso esférico!

- ▶ Diversos grupos han trabajado con códigos 3D para estudiar colisiones de solitones como condiciones iniciales para la formación de estructura (H.- Y. Schive et. al., J.C. Niemeyer et. al., P. Mocz et. al., D. G. Levkov et. al.).

- ▶ Diversos grupos han trabajado con códigos 3D para estudiar colisiones de solitones como condiciones iniciales para la formación de estructura (H.- Y. Schive et. al., J.C. Niemeyer et. al., P. Mocz et. al., D. G. Levkov et. al.).
- ▶ El perfil final que obtienen posee un solitón central y un envolvente que se asemeja a un perfil tipo NFW.

- ▶ Diversos grupos han trabajado con códigos 3D para estudiar colisiones de solitones como condiciones iniciales para la formación de estructura (H.- Y. Schive et. al., J.C. Niemeyer et. al., P. Mocz et. al., D. G. Levkov et. al.).
- ▶ El perfil final que obtienen posee un solitón central y un envolvente que se asemeja a un perfil tipo NFW.

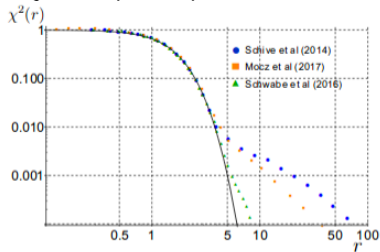


Figure 1. SFDM halo. Tomado de arXiv: 1805.00122.

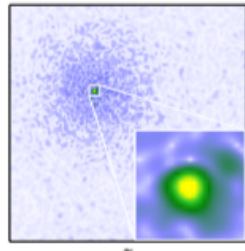


Figure 2. Perfil final. Tomado de arXiv: 1804.05857

- ▶ Diversos grupos han trabajado con códigos 3D para estudiar colisiones de solitones como condiciones iniciales para la formación de estructura (H.- Y. Schive et. al., J.C. Niemeyer et. al., P. Mocz et. al., D. G. Levkov et. al.).
- ▶ El perfil final que obtienen posee un solitón central y un envolvente que se asemeja a un perfil tipo NFW.

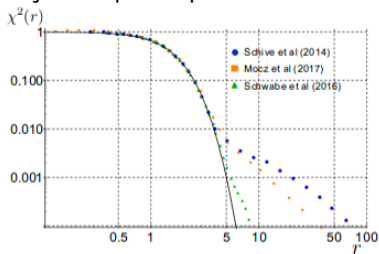


Figure 1. SFDM halo. Tomado de arXiv: 1805.00122.

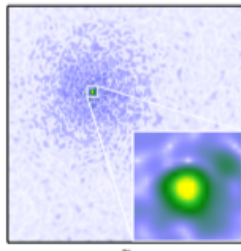


Figure 2. Perfil final. Tomado de arXiv: 1804.05857

- ▶ **Nota: La conexión entre el solitón y el perfil NFW no es bien entendida actualmente (ver arXiv: 1805.00122).**

Materia oscura escalar y la generación de
agujeros negros súper masivos

- Un buen conjunto de observaciones sugiere la existencia de agujeros negros súper masivos (SMBH) con masas de al rededor de $10^6 - 10^{10} M_{\odot}$

- ▶ Un buen conjunto de observaciones sugiere la existencia de agujeros negros súper masivos (SMBH) con masas de al rededor de $10^6 - 10^{10} M_{\odot}$
- ▶ Un problema abierto es saber el mecanismo por el cual estos SMBH se forman.

- ▶ Un buen conjunto de observaciones sugiere la existencia de agujeros negros súper masivos (SMBH) con masas de al rededor de $10^6 - 10^{10} M_{\odot}$
- ▶ Un problema abierto es saber el mecanismo por el cual estos SMBH se forman.
- ▶ Además hay un problema en saber por qué sus masas M se correlacionan con varias propiedades de los componentes estelares de la galaxia.

- ▶ Un buen conjunto de observaciones sugiere la existencia de agujeros negros súper masivos (SMBH) con masas de al rededor de $10^6 - 10^{10} M_{\odot}$
- ▶ Un problema abierto es saber el mecanismo por el cual estos SMBH se forman.
- ▶ Además hay un problema en saber por qué sus masas M se correlacionan con varias propiedades de los componentes estelares de la galaxia.
- ▶ La relación más importante ocurre entre la masa M del SMBH y la masa del bulbo de la galaxia.

Nuestro criterio de trabajo:

- ▶ Se considera que los agujeros negros súper masivos fueron formados por el colapso de un gas de bosones.

Nuestro criterio de trabajo:

- ▶ Se considera que los agujeros negros súper masivos fueron formados por el colapso de un gas de bosones.
- ▶ Más precisamente se considera que dichos agujeros negros súpermasivos podrán ser generados por el colapso gravitacional del solitón central de las galaxias.

Justificación

- La dinámica que rige en formación de estructura generado por un campo escalar como materia oscura viene dado por las ecuaciones de GPP:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + m\Phi\psi + \hbar|\psi|^2\psi, \quad (5a)$$

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G\rho, \quad (5b)$$

donde $\varphi(\mathbf{x}, t) = \frac{\hbar}{m} e^{-imc^2 t/\hbar} \psi(\mathbf{x}, t)$ y $\rho = m|\psi|^2$.

Justificación

- La dinámica que rige en formación de estructura generado por un campo escalar como materia oscura viene dado por las ecuaciones de GPP:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + m\Phi \psi + \hbar |\psi|^2 \psi, \quad (5a)$$

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho, \quad (5b)$$

donde $\varphi(\mathbf{x}, t) = \frac{\hbar}{m} e^{-imc^2 t/\hbar} \psi(\mathbf{x}, t)$ y $\rho = m|\psi|^2$.

- Nuestro entendimiento del solitón central en las galaxias de campo escalar son soluciones de la forma

$$\hat{\psi}(\hat{\mathbf{r}}, \hat{t}) = \hat{\phi}(\hat{r}) e^{-i\hat{\mu}\hat{t}}, \quad \hat{\mu}, \hat{\phi} \in \mathcal{R}. \quad (6)$$

donde

$$\begin{aligned} \tilde{\psi} &= \sqrt{\frac{4\pi G \hbar^2}{mc^4}} \psi, \quad \hat{\mathbf{r}} = \frac{mc}{\hbar} \mathbf{r}, \quad \hat{t} = \frac{mc^2}{\hbar} t, \\ \hat{\Phi} &= \frac{\Phi}{c^2}, \quad \hat{\Lambda} = \frac{c^2}{4\pi G \hbar^2} \hbar = \frac{m_{pl}^2}{m^2} \frac{\lambda}{8\pi}, \end{aligned} \quad (7)$$

Justificación

- La dinámica que rige en formación de estructura generado por un campo escalar como materia oscura viene dado por las ecuaciones de GPP:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + m\Phi\psi + \hbar|\psi|^2\psi, \quad (5a)$$

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G\rho, \quad (5b)$$

donde $\varphi(\mathbf{x}, t) = \frac{\hbar}{m} e^{-imc^2 t/\hbar} \psi(\mathbf{x}, t)$ y $\rho = m|\psi|^2$.

- Nuestro entendimiento del solitón central en las galaxias de campo escalar son soluciones de la forma

$$\hat{\psi}(\hat{\mathbf{r}}, \hat{t}) = \hat{\phi}(\hat{r}) e^{-i\hat{\mu}\hat{t}}, \quad \hat{\mu}, \hat{\phi} \in \mathcal{R}. \quad (6)$$

donde

$$\begin{aligned} \tilde{\psi} &= \sqrt{\frac{4\pi G\hbar^2}{mc^4}} \psi, \quad \hat{\mathbf{r}} = \frac{mc}{\hbar} \mathbf{r}, \quad \hat{t} = \frac{mc^2}{\hbar} t, \\ \hat{\Phi} &= \frac{\Phi}{c^2}, \quad \hat{\Lambda} = \frac{c^2}{4\pi G\hbar^2} h = \frac{m_{pl}^2}{m^2} \frac{\lambda}{8\pi}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\{\tilde{t}, \tilde{\mathbf{x}}, \tilde{\Lambda}, \tilde{\psi}, \tilde{\Phi}\} \Rightarrow \{\gamma^2 \hat{t}, \gamma \hat{\mathbf{x}}, \gamma^2 \hat{\Lambda}, \gamma^{-2} \hat{\psi}, \gamma^{-2} \hat{\Phi}\}, \quad (8)$$

$$\{\tilde{M}, \tilde{K}, \tilde{W}, \tilde{U}_{SI}\} \Rightarrow \{\gamma^{-1} \hat{M}, \gamma^{-3} \hat{K}, \gamma^{-3} \hat{W}, \gamma^{-3} \hat{U}_{SI}\}. \quad (9)$$

- Con la relación de invariancia se pueden construir solitones de diversos masas y radios.

Justificación

- ▶ La dinámica que rige en formación de estructura generado por un campo escalar como materia oscura viene dado por las ecuaciones de GPP:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + m\Phi \psi + \hbar |\psi|^2 \psi, \quad (5a)$$

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho, \quad (5b)$$

donde $\varphi(\mathbf{x}, t) = \frac{\hbar}{m} e^{-imc^2 t/\hbar} \psi(\mathbf{x}, t)$ y $\rho = m|\psi|^2$.

- ▶ Nuestro entendimiento del solitón central en las galaxias de campo escalar son soluciones de la forma

$$\hat{\psi}(\hat{\mathbf{r}}, \hat{t}) = \hat{\phi}(\hat{r}) e^{-i\hat{\mu}\hat{t}}, \quad \hat{\mu}, \hat{\phi} \in \mathcal{R}. \quad (6)$$

donde

$$\begin{aligned} \tilde{\psi} &= \sqrt{\frac{4\pi G \hbar^2}{mc^4}} \psi, \quad \hat{\mathbf{r}} = \frac{mc}{\hbar} \mathbf{r}, \quad \hat{t} = \frac{mc^2}{\hbar} t, \\ \hat{\Phi} &= \frac{\Phi}{c^2}, \quad \hat{\Lambda} = \frac{c^2}{4\pi G \hbar^2} \hbar = \frac{m_{pl}^2}{m^2} \frac{\lambda}{8\pi}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\{\tilde{t}, \tilde{\mathbf{x}}, \tilde{\Lambda}, \tilde{\psi}, \tilde{\Phi}\} \Rightarrow \{\gamma^2 \hat{t}, \gamma \hat{\mathbf{x}}, \gamma^2 \hat{\Lambda}, \gamma^{-2} \hat{\psi}, \gamma^{-2} \hat{\Phi}\}, \quad (8)$$

$$\{\tilde{M}, \tilde{K}, \tilde{W}, \tilde{U}_{SI}\} \Rightarrow \{\gamma^{-1} \hat{M}, \gamma^{-3} \hat{K}, \gamma^{-3} \hat{W}, \gamma^{-3} \hat{U}_{SI}\}. \quad (9)$$

- ▶ Con la relación de invariancia se pueden construir solitones de diversos masas y radios. Desafortunadamente no se tiene libertad para variar tan fácilmente $\hat{\Lambda}$.

- Para tener libertad en trabajar con los parámetros del modelo se puede tomar un ansatz Gaussiano:

$$\rho_c^{(g)}(r) = \frac{M_{ct}}{(\pi R_c^2)^{3/2}} e^{-r^2/R_c^2}. \quad (10)$$

donde R_c es un radio característico del solitón y M_{ct} es la masa total del solitón.

- Para tener libertad en trabajar con los parámetros del modelo se puede tomar un ansatz Gaussiano:

$$\rho_c^{(g)}(r) = \frac{M_{ct}}{(\pi R_c^2)^{3/2}} e^{-r^2/R_c^2}. \quad (10)$$

donde R_c es un radio característico del solitón y M_{ct} es la masa total del solitón.

- En (Chavanis, 2011) se encontró una relación masa-radio para el solitón dado por

$$M_{ct} = 3\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\frac{\hbar^2}{Gm^2 R_c}}{1 - \frac{3\hbar}{4\pi Gm^2 R_c^2}}, \quad (11)$$

- Para tener libertad en trabajar con los parámetros del modelo se puede tomar un ansatz Gaussiano:

$$\rho_c^{(g)}(r) = \frac{M_{ct}}{(\pi R_c^2)^{3/2}} e^{-r^2/R_c^2}. \quad (10)$$

donde R_c es un radio característico del solitón y M_{ct} es la masa total del solitón.

- En (Chavanis, 2011) se encontró una relación masa-radio para el solitón dado por

$$M_{ct} = 3\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\frac{\hbar^2}{Gm^2 R_c}}{1 - \frac{3\hbar}{4\pi Gm^2 R_c^2}}, \quad (11)$$

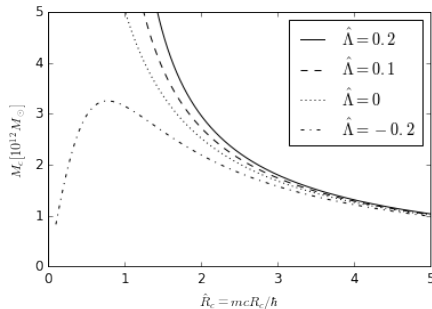


Figure 1: Mass-radius relation for self-interacting solitons.

El solitón ajusta muy bien cantidades físicas de interés

	Numérico	Gaussiano
$\hat{\Lambda} = 0$	$R_{99}^{(\gamma)} \simeq \frac{8.445 \times 10^4}{(m_{22})^2 M_{ct,7}^{(\gamma)}} pc.$	$R_{99} \simeq \frac{7.639 \times 10^4}{(m_{22})^2 M_{ct,7}^{(\gamma)}} pc.$
$\hat{\Lambda} = 0$	$M_{ct}^{(\gamma)} \simeq 4.3 \left(\frac{K_{ct}^{(\gamma)}}{M_{ct}^{(\gamma)}} \right)^{1/2} \frac{m_{pl}^2}{mc}.$	$M_{ct}^{(\gamma)} \simeq 4.3 \left(\frac{K_{ct}^{(\gamma)}}{M_{ct}^{(\gamma)}} \right)^{1/2} \frac{m_{pl}^2}{mc}.$
$\hat{\Lambda} < 0$	$M_{c,max} \simeq 10.03 \frac{m_{pl}}{\sqrt{ \lambda }}.$	$M_{ct,max} \simeq 5.073 \frac{m_{pl}}{\sqrt{ \lambda }}$
$\hat{\Lambda} = 0$	$M_{ct,max} \simeq 0.633 \frac{m_{pl}^2}{m}$	$M_{ct,max} \simeq 3.26 \frac{m_{pl}^2}{m}$
$\hat{\Lambda} > 0$	$M_{ct,max} \simeq 0.22 \sqrt{\hat{\Lambda}} \frac{m_{pl}^2}{m}$	$M_{ct,max} \simeq 1.063 \sqrt{\hat{\Lambda}} \frac{m_{pl}^2}{m}$
		$M_{ct} \simeq 4.34 \frac{m_{pl}^2}{m} \frac{\left(\frac{K_{ct}}{M_{ct}} \right)^{1/2} / c}{1 - 4\hat{\Lambda} \left(\frac{K_{ct}}{M_{ct}} \right) / c^2} (12)$

Table 2: Numérico vs Gaussiano.

¿Pero para qué nos sirve conocer todo esto?

¿Pero para qué nos sirve conocer todo esto?

- Existe una relación entre la masa del halo y la masa del core. En las simulaciones de (Schive et. al., 2014a) donde obtienen que

$$M_{ct} \simeq 1.4 \times 10^8 M_{\odot} \left(\frac{M_h}{10^9 M_{\odot}} \right)^{1/3} \left(\frac{10^{-22} \text{eV}/c^2}{m} \right), \quad (13)$$

¿Pero para qué nos sirve conocer todo esto?

- Existe una relación entre la masa del halo y la masa del core. En las simulaciones de (Schive et. al., 2014a) donde obtienen que

$$M_{ct} \simeq 1.4 \times 10^8 M_{\odot} \left(\frac{M_h}{10^9 M_{\odot}} \right)^{1/3} \left(\frac{10^{-22} \text{eV}/c^2}{m} \right), \quad (13)$$

- Los halos más masivos poseen los cores más masivos y más comprimidos!

¿Pero para qué nos sirve conocer todo esto?

- ▶ Existe una relación entre la masa del halo y la masa del core. En las simulaciones de (Schive et. al., 2014a) donde obtienen que

$$M_{ct} \simeq 1.4 \times 10^8 M_{\odot} \left(\frac{M_h}{10^9 M_{\odot}} \right)^{1/3} \left(\frac{10^{-22} \text{eV}/c^2}{m} \right), \quad (13)$$

- ▶ Los halos más masivos poseen los cores más masivos y más comprimidos!
- ▶ Los cores son considerados las estrellas de bosones en el régimen Newtoniano!.

¿Pero para qué nos sirve conocer todo esto?

- Existe una relación entre la masa del halo y la masa del core. En las simulaciones de (Schive et. al., 2014a) donde obtienen que

$$M_{ct} \simeq 1.4 \times 10^8 M_{\odot} \left(\frac{M_h}{10^9 M_{\odot}} \right)^{1/3} \left(\frac{10^{-22} \text{eV}/c^2}{m} \right), \quad (13)$$

- Los halos más masivos poseen los cores más masivos y más comprimidos!
- Los cores son considerados las estrellas de bosones en el régimen Newtoniano!.
- Para galaxias con una masa mayor a 10^{11} masas solares se espera que la galaxia total posea una densidad central mayor a la de su contraparte NFW (Victor H. et. al., 2018)!

¿Pero para qué nos sirve conocer todo esto?

- ▶ Existe una relación entre la masa del halo y la masa del core. En las simulaciones de (Schive et. al., 2014a) donde obtienen que

$$M_{ct} \simeq 1.4 \times 10^8 M_{\odot} \left(\frac{M_h}{10^9 M_{\odot}} \right)^{1/3} \left(\frac{10^{-22} \text{eV}/c^2}{m} \right), \quad (13)$$

- ▶ Los halos más masivos poseen los cores más masivos y más comprimidos!
- ▶ Los cores son considerados las estrellas de bosones en el régimen Newtoniano!.
- ▶ Para galaxias con una masa mayor a 10^{11} masas solares se espera que la galaxia total posea una densidad central mayor a la de su contraparte NFW (Victor H. et. al., 2018)!
- ▶ Suponemos que las galaxias más masivas contienen cores colapsados a agujeros negros, mientras que las galaxias más pequeñas continúan con el core sin colapsar.

- ▶ En (Nitsan Bar, et. al., 2018) se mostró que la relación de la masa entre el core y el halo sugiere que se cumple la relación

$$\frac{|E_{tc}|}{M_{tc}} \simeq \frac{|E_h|}{M_h}. \quad (14)$$

- ▶ En (Nitsan Bar, et. al., 2018) se mostró que la relación de la masa entre el core y el halo sugiere que se cumple la relación

$$\frac{|E_{tc}|}{M_{tc}} \simeq \frac{|E_h|}{M_h}. \quad (14)$$

- ▶ Al intentar agregar un componente bariónico al modelo en (Nitsan Bar, et. al., 2019) sugirieron que una condición más física/realista que debería cumplirse es dada por

$$\frac{K_{ct}}{M_{ct}} \simeq \frac{K_h}{M_h}, \quad (15)$$

- En (Nitsan Bar, et. al., 2018) se mostró que la relación de la masa entre el core y el halo sugiere que se cumple la relación

$$\frac{|E_{tc}|}{M_{tc}} \simeq \frac{|E_h|}{M_h}. \quad (14)$$

- Al intentar agregar un componente bariónico al modelo en (Nitsan Bar, et. al., 2019) sugirieron que una condición más física/realista que debería cumplirse es dada por

$$\frac{K_{ct}}{M_{ct}} \simeq \frac{K_h}{M_h}, \quad (15)$$

- Considerando que la ecuación anterior se cumple para el caso auto-interactuante, entonces

$$M_{ct} \simeq 4.34 \frac{m_{pl}^2}{m} \frac{\left(\frac{K_h}{M_h}\right)^{1/2}/c}{1 - 4\hat{\Lambda} \left(\frac{K_h}{M_h}\right)/c^2}, \quad (16)$$

- ▶ Cuando la energía debido a la autointeracción se puede ignorar para una galaxia completa en (Schive et. al., 2014) se obtuvo:

$$\frac{1}{c} \left(\frac{|W_h|}{2M_h} \right)^{1/2} \simeq 2.47 \times 10^{-4} M_{h,12}^{1/3} \quad (17)$$

- ▶ Cuando la energía debido a la autointeracción se puede ignorar para una galaxia completa en (Schive et. al., 2014) se obtuvo:

$$\frac{1}{c} \left(\frac{|W_h|}{2M_h} \right)^{1/2} \simeq 2.47 \times 10^{-4} M_{h,12}^{1/3} \quad (17)$$

- ▶ Con lo que finalmente:

$$M_{tc} \simeq \frac{1.4 \times 10^9 M_{h,12}^{1/3} m_{22}^{-1}}{1 - 2.44 \times 10^{-7} \hat{\Lambda} M_{h,12}^{2/3}} M_{\odot} \quad (18)$$

- ▶ Cuando la energía debido a la autointeracción se puede ignorar para una galaxia completa en (Schive et. al., 2014) se obtuvo:

$$\frac{1}{c} \left(\frac{|W_h|}{2M_h} \right)^{1/2} \simeq 2.47 \times 10^{-4} M_{h,12}^{1/3} \quad (17)$$

- ▶ Con lo que finalmente:

$$M_{tc} \simeq \frac{1.4 \times 10^9 M_{h,12}^{1/3} m_{22}^{-1}}{1 - 2.44 \times 10^{-7} \hat{\Lambda} M_{h,12}^{2/3}} M_{\odot} \quad (18)$$

- ▶ Se tiene una relación entre las masas del solitón central y el NFW en materia oscura escalar!

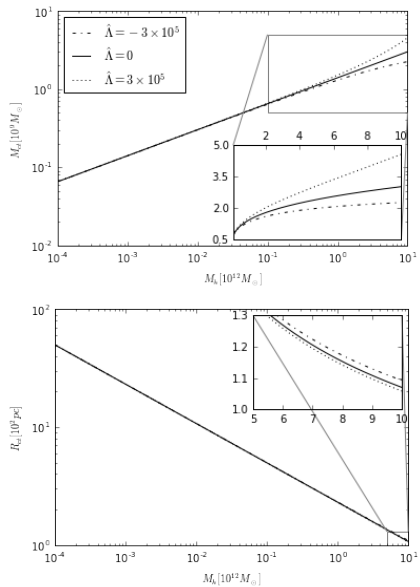


Figure 2: Masa y radio para un solitón auto-interactuante en función de la masa del halo total.

- ▶ Al meter números encontramos que para un campo libre (con una masa del orden de 10^{-22} eV) $M_{c,max} \sim 10^{12} M_{\odot} \Rightarrow$ No es posible generar agujeros negros súper masivos!.

- ▶ Al meter números encontramos que para un campo libre (con una masa del orden de 10^{-22} eV) $M_{c,max} \sim 10^{12} M_{\odot} \Rightarrow$ No es posible generar agujeros negros súper masivos!.
- ▶ Al meter autointeracción repulsiva las constricciones de los parámetros arrojan $\hat{\Lambda} m_{22}^2 \sim 10^{19} \Rightarrow$ Sólo se tendrán colapsos a masas de nuestro interés si la masa del campo escalar es muy grande!

- ▶ Al meter números encontramos que para un campo libre (con una masa del orden de 10^{-22} eV) $M_{c,max} \sim 10^{12} M_{\odot} \Rightarrow$ No es posible generar agujeros negros súper masivos!.
- ▶ Al meter autointeracción repulsiva las constricciones de los parámetros arrojan $\hat{\Lambda} m_{22}^2 \sim 10^{19} \Rightarrow$ Sólo se tendrán colapsos a masas de nuestro interés si la masa del campo escalar es muy grande!
- ▶ Con autointeracción atractiva, la masa crítica de colapso sería menor.

- ▶ Al meter números encontramos que para un campo libre (con una masa del orden de 10^{-22} eV) $M_{c,max} \sim 10^{12} M_{\odot} \Rightarrow$ No es posible generar agujeros negros súper masivos!.
- ▶ Al meter autointeracción repulsiva las constricciones de los parámetros arrojan $\hat{\Lambda} m_{22}^2 \sim 10^{19} \Rightarrow$ Sólo se tendrán colapsos a masas de nuestro interés si la masa del campo escalar es muy grande!
- ▶ Con autointeracción atractiva, la masa crítica de colapso sería menor.
- ▶ Un cálculo simple nos da $M_{h,12}^{(max)} = \sqrt{\frac{10^7}{2.44|\hat{\Lambda}|}}$

- ▶ Al meter números encontramos que para un campo libre (con una masa del orden de 10^{-22} eV) $M_{c,max} \sim 10^{12} M_{\odot} \Rightarrow$ No es posible generar agujeros negros súper masivos!.
- ▶ Al meter autointeracción repulsiva las constricciones de los parámetros arrojan $\hat{\Lambda} m_{22}^2 \sim 10^{19} \Rightarrow$ Sólo se tendrán colapsos a masas de nuestro interés si la masa del campo escalar es muy grande!
- ▶ Con autointeracción atractiva, la masa crítica de colapso sería menor.
- ▶ Un cálculo simple nos da $M_{h,12}^{(max)} = \sqrt{\frac{10^7}{2.44|\hat{\Lambda}|}}$
- ▶ Si quisiera tener colapsos a $M_{h,12} = 0.1$ se tendrían colapsos del solitón del orde de $M_{ct} \sim \frac{5 \times 10^8}{m_{22}} M_{\odot}$.

Materia oscura escalar y sus posibles constricciones de inflación

Resumen de inflación de un campo

Inflación es un período en la historia del universo que nos permite resolver ciertos problemas que el antiguo modelo estandar de cosmología no puede. Estos son

Inflación es un período en la historia del universo que nos permite resolver ciertos problemas que el antiguo modelo estandar de cosmología no puede. Estos son

- ▶ Problema de la planaridad: ¿Por qué el universo parecer ser prácticamente plano hoy en día?

Inflación es un período en la historia del universo que nos permite resolver ciertos problemas que el antiguo modelo estándar de cosmología no puede. Estos son

- ▶ Problema de la planaridad: ¿Por qué el universo parecer ser prácticamente plano hoy en día?
- ▶ Problema del horizonte: ¿Por qué la radiación de fondo del universo es tan homogénea?

Inflación es un período en la historia del universo que nos permite resolver ciertos problemas que el antiguo modelo estándar de cosmología no puede. Estos son

- ▶ Problema de la planaridad: ¿Por qué el universo parecer ser prácticamente plano hoy en día?
- ▶ Problema del horizonte: ¿Por qué la radiación de fondo del universo es tan homogénea?
- ▶ Problema de las inhomogeneidades iniciales: ¿Por qué tenemos estructura?

Partimos de la ecuación de Friedmann y aceleración:

$$H^2 = \frac{8\pi}{3m_{pl}^2}\rho, \quad \frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi}{3m_{pl}^2}(\rho + 3p) \quad (19)$$

Partimos de la ecuación de Friedmann y aceleración:

$$H^2 = \frac{8\pi}{3m_{pl}^2}\rho, \quad \frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi}{3m_{pl}^2}(\rho + 3p) \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \text{INFLATION} &\iff \ddot{a} > 0 \\ &\iff \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{aH} \right) < 0, \end{aligned}$$

Inflación

Partimos de la ecuación de Friedmann y aceleración:

$$H^2 = \frac{8\pi}{3m_{pl}^2}\rho, \quad \frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi}{3m_{pl}^2}(\rho + 3p) \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \text{INFLATION} &\iff \ddot{a} > 0 \\ &\iff \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{aH} \right) < 0, \end{aligned}$$

O en términos de la densidad de energía y presión: $\rho + 3p < 0$

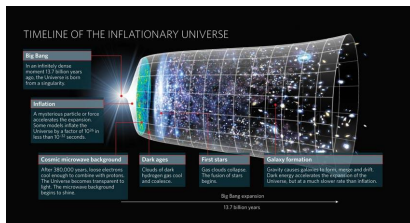
Partimos de la ecuación de Friedmann y aceleración:

$$H^2 = \frac{8\pi}{3m_{pl}^2}\rho, \quad \frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi}{3m_{pl}^2}(\rho + 3p) \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \text{INFLATION} &\iff \ddot{a} > 0 \\ &\iff \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{aH} \right) < 0, \end{aligned}$$

O en términos de la densidad de energía y presión: $\rho + 3p < 0$

Figure 3: Evolution of our universe



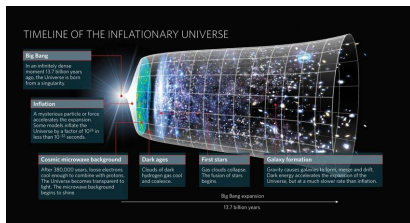
Partimos de la ecuación de Friedmann y aceleración:

$$H^2 = \frac{8\pi}{3m_{pl}^2}\rho, \quad \frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi}{3m_{pl}^2}(\rho + 3p) \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \text{INFLATION} &\iff \ddot{a} > 0 \\ &\iff \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{aH} \right) < 0, \end{aligned}$$

O en términos de la densidad de energía y presión: $\rho + 3p < 0$

Figure 3: Evolution of our universe



Es necesario postular un tipo de materia que permita obtener la ecuación de estado anterior.

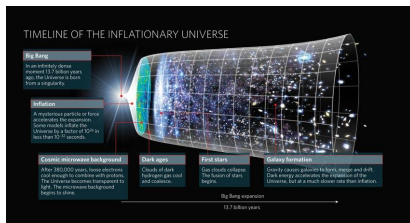
Partimos de la ecuación de Friedmann y aceleración:

$$H^2 = \frac{8\pi}{3m_{pl}^2}\rho, \quad \frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi}{3m_{pl}^2}(\rho + 3p) \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \text{INFLATION} &\iff \ddot{a} > 0 \\ &\iff \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{aH} \right) < 0, \end{aligned}$$

O en términos de la densidad de energía y presión: $\rho + 3p < 0$

Figure 3: Evolution of our universe



Es necesario postular un tipo de materia que permita obtener la ecuación de estado anterior. ¡NECESITAMOS UN CAMPO ESCALAR!

Para un campo escalar se puede definir una densidad y una presión asociada

$$\rho_\phi = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi) + \frac{(\Delta\phi)^2}{2a^2}, \quad p_\phi = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi) - \frac{(\Delta\phi)^2}{6a^2} \quad (20)$$

Single-field inflation

Para un campo escalar se puede definir una densidad y una presión asociada

$$\rho_\phi = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi) + \frac{(\Delta\phi)^2}{2a^2}, \quad p_\phi = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi) - \frac{(\Delta\phi)^2}{6a^2} \quad (20)$$

Considerando un campo homogéneo e ignorando el término cinético se tendrá

$$p_\phi = -\rho_\phi \quad (21)$$

Single-field inflation

Para un campo escalar se puede definir una densidad y una presión asociada

$$\rho_\phi = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi) + \frac{(\Delta\phi)^2}{2a^2}, \quad p_\phi = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi) - \frac{(\Delta\phi)^2}{6a^2} \quad (20)$$

Considerando un campo homogéneo e ignorando el término cinético se tendrá

$$p_\phi = -\rho_\phi \quad (21)$$

Recordando la condición inflacionaria

$$(\rho + 3p) < 0$$

Tendremos inflación siempre que el término cinético se ignore.

¡APROXIMACIÓN DE RODAMIENTO LENTO!

En esta aproximación las ecuaciones de Friedmann y de Klein-Gordon se reescriben como

$$3H\dot{\phi} \approx -V'(\phi) \quad (22)$$

$$H^2 \approx \frac{8\pi}{3m_{pl}^2} V(\phi) \quad (23)$$

En esta aproximación las ecuaciones de Friedmann y de Klein-Gordon se reescriben como

$$3H\dot{\phi} \approx -V'(\phi) \quad (22)$$

$$H^2 \approx \frac{8\pi}{3m_{pl}^2} V(\phi) \quad (23)$$

Para seguir la dinámica inflacionaria es conveniente definir los parámetros de slow-roll

$$\epsilon \equiv \frac{m_{pl}^2}{16\pi} \left(\frac{V'}{V} \right)^2 \ll 1, \quad \eta \equiv \frac{m_{pl}^2}{8\pi} \left(\frac{V''}{V} \right) \ll 1 \quad (24)$$

En esta aproximación las ecuaciones de Friedmann y de Klein-Gordon se reescriben como

$$3H\dot{\phi} \approx -V'(\phi) \quad (22)$$

$$H^2 \approx \frac{8\pi}{3m_{pl}^2} V(\phi) \quad (23)$$

Para seguir la dinámica inflacionaria es conveniente definir los parámetros de slow-roll

$$\epsilon \equiv \frac{m_{pl}^2}{16\pi} \left(\frac{V'}{V} \right)^2 \ll 1, \quad \eta \equiv \frac{m_{pl}^2}{8\pi} \left(\frac{V''}{V} \right) \ll 1 \quad (24)$$

Inflación termina cuando $\epsilon \simeq 1$.

Durante inflación se considera que hay fluctuaciones cuánticas del campo inflatónico, ($m^2 < H^2$)

$$\mathcal{P}_\phi(k) = \left(\frac{H}{2\pi}\right)^2_{k=aH_i} \quad (25)$$

Durante inflación se considera que hay fluctuaciones cuánticas del campo inflatónico, ($m^2 < H^2$)

$$\mathcal{P}_\phi(k) = \left(\frac{H}{2\pi} \right)^2_{k=aH_i} \quad (25)$$

De esta manera el espectro primordial de curvatura es relacionado con las perturbaciones del campo escalar vía

$$\mathcal{P}_\mathcal{R}(k) = \left[\left(\frac{H}{\dot{\phi}} \right)^2 \mathcal{P}_\phi \right]_{k=aH_i} \quad (26)$$

Durante inflación se considera que hay fluctuaciones cuánticas del campo inflatónico, ($m^2 < H^2$)

$$\mathcal{P}_\phi(k) = \left(\frac{H}{2\pi} \right)^2_{k=aH_i} \quad (25)$$

De esta manera el espectro primordial de curvatura es relacionado con las perturbaciones del campo escalar vía

$$\mathcal{P}_\mathcal{R}(k) = \left[\left(\frac{H}{\dot{\phi}} \right)^2 \mathcal{P}_\phi \right]_{k=aH_i} \quad (26)$$

Adicionalmente, las perturbaciones tensoriales del tensor de energía-momento dan cabida a la generación de ondas gravitacionales

$$\mathcal{P}_T(k) = \frac{8}{m_{pl}^2} \left(\frac{H}{2\pi} \right)^2_{k=aH_i} \quad (27)$$

Durante inflación se considera que hay fluctuaciones cuánticas del campo inflatónico, ($m^2 < H^2$)

$$\mathcal{P}_\phi(k) = \left(\frac{H}{2\pi} \right)^2_{k=aH_i} \quad (25)$$

De esta manera el espectro primordial de curvatura es relacionado con las perturbaciones del campo escalar vía

$$\mathcal{P}_\mathcal{R}(k) = \left[\left(\frac{H}{\dot{\phi}} \right)^2 \mathcal{P}_\phi \right]_{k=aH_i} \quad (26)$$

Adicionalmente, las perturbaciones tensoriales del tensor de energía-momento dan cabida a la generación de ondas gravitacionales

$$\mathcal{P}_T(k) = \frac{8}{m_{pl}^2} \left(\frac{H}{2\pi} \right)^2_{k=aH_i} \quad (27)$$

Así

$$r \equiv \frac{\mathcal{P}_T}{\mathcal{P}_\mathcal{R}} = 16\epsilon \quad (28)$$

Dado que estamos en la aproximación de rodada lenta las ecuaciones anteriores pueden ser aproximadas para este modelo como

$$\mathcal{P}_{\mathcal{R}}(k) = \mathcal{P}_{\mathcal{R}}(k_0) \left(\frac{k}{k_0} \right)^{n_s-1} \quad (29)$$

$$\mathcal{P}_T(k) = \mathcal{P}_T(k_0) \left(\frac{k}{k_0} \right)^{n_T} \quad (30)$$

donde $n_s - 1 \approx -6\epsilon + 2\eta$ $n_T \approx -2\epsilon$

Las observables más destacables de inflación dadas por Planck son

Las observables más destacables de inflación dadas por Planck son

$$H_i < \frac{M_{pl}}{4} \sqrt{\pi P_R^2(k_0) r_{k_0}} \sim 7 \times 10^{13} GeV \quad (31)$$

Las observables más destacables de inflación dadas por Planck son

$$H_i < \frac{M_{pl}}{4} \sqrt{\pi P_R^2(k_0) r_{k_0}} \sim 7 \times 10^{13} GeV \quad (31)$$

$$P_R^2(k_0) = (2.215_{-0.079}^{+0.032}) \times 10^{-9}, \text{ at } 68\% \text{ CL} \quad (32)$$

Las observables más destacables de inflación dadas por Planck son

$$H_i < \frac{M_{pl}}{4} \sqrt{\pi P_R^2(k_0) r_{k_0}} \sim 7 \times 10^{13} GeV \quad (31)$$

$$P_R^2(k_0) = (2.215_{-0.079}^{+0.032}) \times 10^{-9}, \text{ at } 68\% \text{ CL} \quad (32)$$

$$r_{k_0} < 0.07 \text{ at } 95\% \text{ CL} \quad (33)$$

Las observables más destacables de inflación dadas por Planck son

$$H_i < \frac{M_{pl}}{4} \sqrt{\pi P_R^2(k_0) r_{k_0}} \sim 7 \times 10^{13} GeV \quad (31)$$

$$P_R^2(k_0) = (2.215^{+0.032}_{-0.079}) \times 10^{-9}, \text{ at } 68\% \text{ CL} \quad (32)$$

$$r_{k_0} < 0.07 \text{ at } 95\% \text{ CL} \quad (33)$$

$$n_s = 0.9649 \pm 0.0042 \quad (34)$$

Hay más constricciones de inflación que pueden ser consideradas: no gaussianidades, isocurvatura, etc.

Las observables más destacables de inflación dadas por Planck son

$$H_i < \frac{M_{pl}}{4} \sqrt{\pi P_R^2(k_0) r_{k_0}} \sim 7 \times 10^{13} GeV \quad (31)$$

$$P_R^2(k_0) = (2.215_{-0.079}^{+0.032}) \times 10^{-9}, \text{ at } 68\% \text{ CL} \quad (32)$$

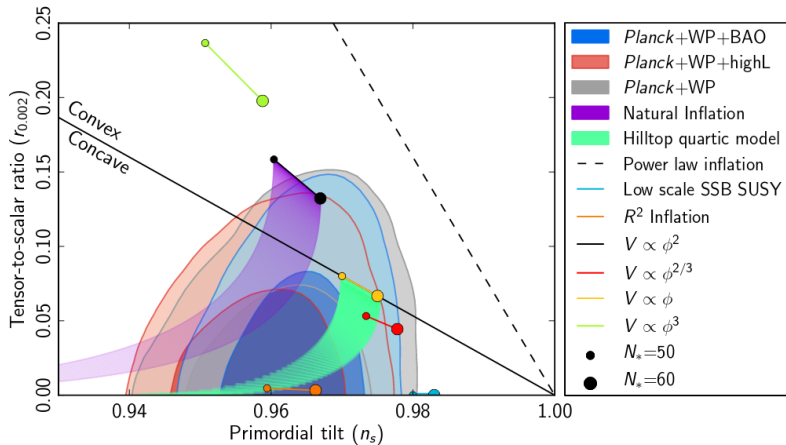
$$r_{k_0} < 0.07 \text{ at } 95\% \text{ CL} \quad (33)$$

$$n_s = 0.9649 \pm 0.0042 \quad (34)$$

Hay más constricciones de inflación que pueden ser consideradas: no gaussianidades, isocurvatura, etc.

Cuando hay más de un campo escalar durante la época inflacionaria $\Rightarrow$ perturbaciones de isocurvatura!

Figure 4: Constraint for Planck+WP+BAO in the $n_s - r$ plane. Taken from the Planck results.



¿Qué pasaría si el campo escalar de materia oscura existió durante la época inflacionaria?

¿Qué pasaría si el campo escalar de materia oscura existió durante la época inflacionaria?

¿Por qué considerar que el campo ultra-ligero pudo haberse formado durante inflación?

Es interesante saber si este campo escalar pudo haber sido primordial o si este tuvo que haberse creado durante reheating.

Es interesante saber si este campo escalar pudo haber sido primordial o si este tuvo que haberse creado durante reheating.

En un paper reciente (Luca Visinelli, 2017) se consideró la posibilidad de que la materia oscura esté hecha solamente de una partícula tipo axión ultraligero.

Es interesante saber si este campo escalar pudo haber sido primordial o si este tuvo que haberse creado durante reheating.

En un paper reciente (Luca Visinelli, 2017) se consideró la posibilidad de que la materia oscura esté hecha solamente de una partícula tipo axión ultraligero.

Si el campo escalar ultraligero fue creado posterior a inflación se tiene una cota inferior de la masa tal que dicho axión sea el total de la materia oscura, siendo

$$m = 10neV/c^2 - 0.5peV/c^2 \quad (35)$$

Es interesante saber si este campo escalar pudo haber sido primordial o si este tuvo que haberse creado durante reheating.

En un paper reciente (Luca Visinelli, 2017) se consideró la posibilidad de que la materia oscura esté hecha solamente de una partícula tipo axión ultraligero.

Si el campo escalar ultraligero fue creado posterior a inflación se tiene una cota inferior de la masa tal que dicho axión sea el total de la materia oscura, siendo

$$m = 10neV/c^2 - 0.5peV/c^2 \quad (35)$$

Si SFDM se originó mediante este mecanismo, este debió haber estado presente durante inflación para ser ultra-ligero y el total de la materia oscura.

Es interesante saber si este campo escalar pudo haber sido primordial o si este tuvo que haberse creado durante reheating.

En un paper reciente (Luca Visinelli, 2017) se consideró la posibilidad de que la materia oscura esté hecha solamente de una partícula tipo axión ultraligero.

Si el campo escalar ultraligero fue creado posterior a inflación se tiene una cota inferior de la masa tal que dicho axión sea el total de la materia oscura, siendo

$$m = 10\text{neV}/c^2 - 0.5\text{peV}/c^2 \quad (35)$$

Si SFDM se originó mediante este mecanismo, este debió haber estado presente durante inflación para ser ultra-ligero y el total de la materia oscura.

En un contexto cosmológico siempre se ha considerado preferible una auto-interacción positiva!

- Si el SFDM vivió durante inflación debió fluctuar cuánticamente:

$$P_{\varphi_i} \simeq \left(\frac{H_i}{2\pi} \right)^2 . \quad (36)$$

- Si el SFDM vivió durante inflación debió fluctuar cuánticamente:

$$P_{\varphi_i} \simeq \left(\frac{H_i}{2\pi} \right)^2. \quad (36)$$

- Dichas perturbaciones están constreñidas por observaciones de isocurvatura:

$$P_{SFDM}(k) = \frac{\beta_{iso}(k)}{1 - \beta_{iso}(k)} P_R(k), \quad (37)$$

- Si el SFDM vivió durante inflación debió fluctuar cuánticamente:

$$P_{\varphi_i} \simeq \left(\frac{H_i}{2\pi} \right)^2. \quad (36)$$

- Dichas perturbaciones están constreñidas por observaciones de isocurvatura:

$$P_{SFDM}(k) = \frac{\beta_{iso}(k)}{1 - \beta_{iso}(k)} P_R(k), \quad (37)$$

donde $P_{SFDM} = \delta\rho_{SFDM,i}/\rho_{SFDM,i}$, $\delta\rho_{SFDM}$ son perturbaciones generadas durante inflación y $\rho_{SFDM,i}$ son las condiciones iniciales de SFDM.

- Si el SFDM vivió durante inflación debió fluctuar cuánticamente:

$$P_{\varphi_i} \simeq \left(\frac{H_i}{2\pi} \right)^2. \quad (36)$$

- Dichas perturbaciones están constreñidas por observaciones de isocurvatura:

$$P_{SFDM}(k) = \frac{\beta_{iso}(k)}{1 - \beta_{iso}(k)} P_R(k), \quad (37)$$

donde $P_{SFDM} = \delta\rho_{SFDM,i}/\rho_{SFDM,i}$, $\delta\rho_{SFDM}$ son perturbaciones generadas durante inflación y $\rho_{SFDM,i}$ son las condiciones iniciales de SFDM.

- Las perturbaciones de isocurvatura están constreñidas por Planck

$$\beta_{iso}(k_0) < 0.038 \quad \text{at } 95\% \text{ CL.} \quad (38)$$

- ▶ Si el SFDM vivió durante inflación debió fluctuar cuánticamente:

$$P_{\varphi_i} \simeq \left(\frac{H_i}{2\pi} \right)^2. \quad (36)$$

- ▶ Dichas perturbaciones están constreñidas por observaciones de isocurvatura:

$$P_{SFDM}(k) = \frac{\beta_{iso}(k)}{1 - \beta_{iso}(k)} P_R(k), \quad (37)$$

donde $P_{SFDM} = \delta\rho_{SFDM,i}/\rho_{SFDM,i}$, $\delta\rho_{SFDM}$ son perturbaciones generadas durante inflación y $\rho_{SFDM,i}$ son las condiciones iniciales de SFDM.

- ▶ Las perturbaciones de isocurvatura están constreñidas por Planck

$$\beta_{iso}(k_0) < 0.038 \quad \text{at } 95\% \text{ CL.} \quad (38)$$

- ▶ Recordando las constricciones de Planck

$$r = 1.6 \times 10^{-5} \left(\frac{H_i}{10^{12} GeV} \right)^2, \quad P_R(k_0) = (2.215^{+0.032}_{-0.079}) \times 10^{-9} \quad (39)$$

- Si el SFDM vivió durante inflación debió fluctuar cuánticamente:

$$P_{\varphi_i} \simeq \left(\frac{H_i}{2\pi} \right)^2. \quad (36)$$

- Dichas perturbaciones están constreñidas por observaciones de isocurvatura:

$$P_{SFDM}(k) = \frac{\beta_{iso}(k)}{1 - \beta_{iso}(k)} P_R(k), \quad (37)$$

donde $P_{SFDM} = \delta\rho_{SFDM,i}/\rho_{SFDM,i}$, $\delta\rho_{SFDM}$ son perturbaciones generadas durante inflación y $\rho_{SFDM,i}$ son las condiciones iniciales de SFDM.

- Las perturbaciones de isocurvatura están constreñidas por Planck

$$\beta_{iso}(k_0) < 0.038 \quad \text{at } 95\% \text{ CL.} \quad (38)$$

- Recordando las constricciones de Planck

$$r = 1.6 \times 10^{-5} \left(\frac{H_i}{10^{12} GeV} \right)^2, \quad P_R(k_0) = (2.215^{+0.032}_{-0.079}) \times 10^{-9} \quad (39)$$

- Se puede constreñir los parámetros libres de SFDM en función de r ! siempre que se conozca $\varphi_{SFDM,i}$

Si la condición inicial del campo escalar se encontraba por debajo del valor donde domina el término de autointeracción se obtiene

$$\frac{m}{10^{-22} \text{ eV}/c^2} < \left(\frac{2 \times 10^{-4}}{r} \right)^2. \quad (40)$$

Si la condición inicial del campo escalar se encontraba por debajo del valor donde domina el término de autointeracción se obtiene

$$\frac{m}{10^{-22} \text{ eV}/c^2} < \left(\frac{2 \times 10^{-4}}{r} \right)^2. \quad (40)$$

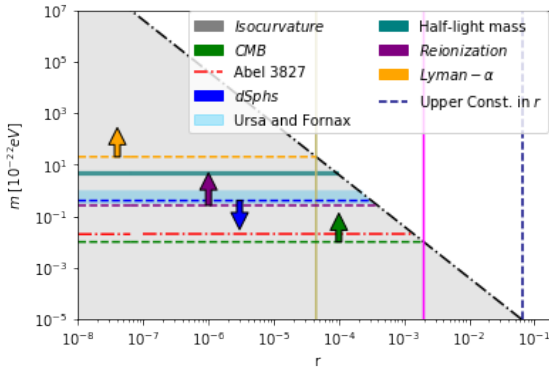


Figure 5: Constricciones de inflación para SFDM.

Si la condición inicial del campo escalar se encontraba en el régimen donde la auto-interacción domina:

$$r < \frac{1.172 \times 10^{-4}}{7^{1/3} f^2(\sigma)} \left[\frac{2 \left(\frac{m}{10^{-22} \text{eV}} \right)^{3/2}}{\left(\frac{\lambda}{10^{-96}} \right)} \right]^{1/2}. \quad (41)$$

donde

$$f(\sigma) = \frac{1}{s^{1/3}(1+4s)^{1/6}}, \quad s = \frac{4\sigma - 1 + \sqrt{(4\sigma - 1)^2 + 12\sigma}}{6}, \quad (42a)$$

$$\sigma \simeq 5.93 \times 10^2 \left(\frac{m}{10^{-22} \text{eV}} \right)^{-2} \left(\frac{\lambda}{10^{-96}} \right). \quad (42b)$$

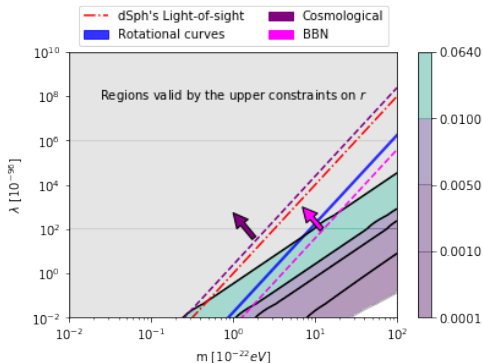
Si la condición inicial del campo escalar se encontraba en el régimen donde la auto-interacción domina:

$$r < \frac{1.172 \times 10^{-4}}{7^{1/3} f^2(\sigma)} \left[\frac{2 \left(\frac{m}{10^{-22} \text{eV}} \right)^{3/2}}{\left(\frac{\lambda}{10^{-96}} \right)} \right]^{1/2}. \quad (41)$$

donde

$$f(\sigma) = \frac{1}{s^{1/3}(1+4s)^{1/6}}, \quad s = \frac{4\sigma - 1 + \sqrt{(4\sigma - 1)^2 + 12\sigma}}{6}, \quad (42a)$$

$$\sigma \simeq 5.93 \times 10^2 \left(\frac{m}{10^{-22} \text{eV}} \right)^{-2} \left(\frac{\lambda}{10^{-96}} \right). \quad (42b)$$



Conclusiones y perspectivas

- ▶ Se estudió de manera general las ecuaciones que describen a un campo escalar.
- ▶ Se obtuvo la relación de masa entre el core y el halo para el modelo de materia oscura auto-interactuante.
- ▶ Se obtuvo que para cierta región de parámetros se tendrían agujeros negros súpermasivos.
- ▶ Se revisó brevemente el paradigma inflacionario.
- ▶ Se revisó un resultado que demanda que el axión ultra-ligero haya sido creado durante inflación.
- ▶ Se extendió el análisis a considerar auto-interacción positiva.