Un modelo astrofísico en el Mundo Brana

Víctor A. Bernal A.[1]

1

Trabajo de Grado presentado ante la ilustre Universidad Simón Bolívar para optar por el título de Licenciado en Física

Introducción

- El éxito de La Relatividad General sólo se ve opacado debido a su inconsistencia con la teoría cuántica.
- Una candidata es la Teoría de cuerdas/ Teoría M que propone la existencia de dimensiones extras.
- En ese escenario aparece el modelo de Randall Sundrum ó Mundo Brana.

- Las correcciones sobre la Rel. General pudieran ser relevantes a altas energías (Colapso gravitacional, distribuciones ultra-compactas).
- En éste trabajo se estudiarán las correciones que sufriría una solución interior, exacta, fisicamente aceptable, para una distribución ultra compacta en el mundo brana 5 dimensional.

Relatividad General

La Gravedad es una consecuencia geométrica del espacio-tiempo.

$$G_{\mu\nu} = \kappa^2 T_{\mu\nu}$$

El Tensor Energía-Momentum

- $T_{\mu\nu} = \rho u_\mu u_\nu + p h_{\mu\nu} + \pi_{\mu\nu} + q_\mu u_\nu + q_\nu u_\mu$ (Fluido imperfecto)
- $T^{\mu\nu} = (\rho + p)\, u^\mu u^\nu - p g^{\mu\nu}$(Fluido Perfecto)
- $T_{\mu\nu} = \frac{1}{4\pi}\left(-g^{\lambda\sigma} F_{\mu\lambda} F_{\nu\sigma} + \frac{1}{4} g_{\mu\nu} F_{\lambda\sigma} F^{\lambda\sigma}\right)$(Tensor Energía Momentum de Maxwell)

$$T^{\mu\nu}{}_{;\mu} = 0$$

Tensor de Riemann

$$R^{d}{}_{abc} \equiv \partial_b \Gamma^{d}_{ac} - \partial_c \Gamma^{d}_{ab} + \Gamma^{e}_{ac}\Gamma^{d}_{eb} - \Gamma^{e}_{ab}\Gamma^{d}_{ec}$$

- Tensor de Ricci $R_{ab} \equiv R^{c}{}_{abc}$
- Escalar de curvatura $R \equiv g^{ab} R_{ab} = R^{a}{}_{a}$
- Tensor de Einstein

$$G_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R\, g_{\mu\nu}$$

$$G_{\mu\nu;\nu} = 0$$

- La constante de acoplamiento se consigue al límite de campo débil.
- En Unidades Relativistas ó Sistema Geométrico de unidades

Ecuación de Einstein

$$-8\pi T_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R\, g_{\mu\nu}$$

Condiciones de acoplamiento

1ra forma fundamental

- $(g_{\mu\nu}dx^{\mu}dx^{\nu})^{-}_{\Sigma} = (g_{\mu\nu}dx^{\mu}dx^{\nu})^{+}_{\Sigma}$

  2da forma fundamental

- $(n_{\mu;\nu}dx^{\mu}dx^{\nu})^{-}_{\Sigma} = (n_{\mu;\nu}dx^{\mu}dx^{\nu})^{+}_{\Sigma}$

Para $\Lambda = 0$, tenemos

- $[T_{\mu\nu}r^{\nu}]_{\Sigma} = 0$

$$p(r = R) = 0$$

2 Soluciones Exteriores Exactas

La Solución Exterior de Schwarzschild

- $$ds^2 = \left(1 - \frac{2m(r)}{r}\right) dt^2 - \left(1 - \frac{2m(r)}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 d\Omega^2$$

  La Solución de Reissner–Nordström

- $$ds^2 = \left(1 - \frac{2m(r)}{r} + \frac{q^2}{r^2}\right) dt^2 - \left(1 - \frac{2m(r)}{r} + \frac{q^2}{r^2}\right)^{-1} dr^2 - r^2 d\Omega^2$$

Los Criterios de aceptabilidad física corresponden a :

- En vista que las soluciones representan un fluido perfecto, se verifique la isotropía de la presión. $G_1^1 = G_2^2$, ya que por simetría se garantiza que $G_2^2 = G_3^3$.
- Que la presión y la densidad estén definidas positivas en el orígen.
- La presión debe tender a cero en un radio finito positivo.
- Que la presión y la densidad sean monótonamente decrecientes hacia la frontera.
- Una velocidad del sonido subluminal $v_s^2 = \frac{dp}{d\rho} < 1$.

Wyman IIa

- Elemento de línea $ds^2 = e^{\nu(r)}dt^2 - e^{\lambda(r)} - r^2 d\theta^2 - r^2 sin^2\theta d\varphi^2$

Ecuaciones de Campo para un fluido perfecto, estático y esfericamente simétrico

- $$8\pi\rho = e^{-\lambda}\left(\frac{\lambda_1}{r} - \frac{1}{r^2}\right) + \frac{1}{r^2}$$
- $$8\pi p = e^{-\lambda}\left(\frac{\nu_1}{r} + \frac{1}{r^2}\right) - \frac{1}{r^2}$$
- $$8\pi p = e^{-\lambda}\left(\frac{\nu_{11}}{2} - \lambda_1\frac{\nu_1}{4} + \frac{(\nu_1 - \lambda_1)}{2r} + \frac{\nu_1^2}{4}\right)$$

y

$$p_1 = -\frac{1}{2}\nu_1\left(p + \rho\right)$$

Buscando Soluciones Exactas

Búsqueda de soluciones exactas

- $8\pi p = e^{-\lambda}\left(\frac{\nu_1}{r} + \frac{1}{r^2}\right) - \frac{1}{r^2}$
- $8\pi p = e^{-\lambda}\left(\frac{\nu_{11}}{2} - \lambda_1\frac{\nu_1}{4} + \frac{(\nu_1 - \lambda_1)}{2r} + \frac{\nu_1^2}{4}\right)$

$$\Rightarrow \frac{d}{dr}\left(\frac{e^{-\lambda}-1}{r^2}\right) + \frac{d}{dr}\left(\frac{e^{-\lambda}\nu_1}{2r}\right) + e^{-\lambda-\nu}\frac{d}{dr}\left(\frac{e^{-\nu}\nu_1}{2r}\right) = 0$$

$e^{-\lambda} = const \rightarrow$ Tolman VI

Métrica Tolman VI

- $e^{-\lambda} = \left(2 - n^2\right)^{-1}$
- $e^{\nu} = \left(Ar^{1-n} - Br^{1+n}\right)^2$

- No es físicamente aceptable :(

Wyman toma el potencial geométrico 00

- $e^{\nu} = \left(Ar^{1-n} - Br^{1+n}\right)^2$

en

- $\left(r^2\nu_1 + 2r\right)\left(\frac{d}{dr}\right)e^{-\lambda} + \left(2r^2\nu_{11} + r^2\nu_1^2 - 2r\nu_1 - 4\right)e^{-\lambda} = -4$

y obtiene el potencial geométrico 11 Wyman IIa

- $$e^{-\lambda} = \left(2 - n^2\right)^{-1} + ar^b[A\,(2-n) - B\,(2+n)\,r^{2n}]^c$$
- Es físicamente aceptable cuando $n = 1$

Ahora podemos acoplar con La Solución Exterior de Schwarzschild
La 1ra forma fundamental

$$g_{00}^{-}dx^0dx^0 = g_{00}^{+}dx^0dx^0 \Rightarrow A(1-BR^2)^2 = (1-2\frac{M}{R})$$

y

$$g_{11}^{-}dx^1dx^1 = g_{11}^{+}dx^1dx^1 \Rightarrow \left(1+\frac{4BR^2}{(1-5BR^2)}\right)^{-1} = (1-2\frac{M}{R})^{-1}$$

Constante de Acoplamiento B toma la forma

$$B = \frac{-\frac{M}{R}}{2R^2\left(1-\frac{5}{2}\frac{M}{R}\right)}$$

La segunda forma fundamental

$$p(r = R) = 0$$

$$\Rightarrow C = \frac{4B(1 - 3BR^2)^{2/3}}{(1 - 5BR^2)}$$

Las cantidades físicas son

$$8\pi\,\rho = \frac{C\left(-3+5Br^2\right)}{\left(1-3Br^2\right)^{5/3}}$$

$$8\pi\,p = \frac{4B\left(1-3Br^2\right)^{2/3} + C\left(5Br^2-1\right)}{\left(1-3\,Br^2\right)^{2/3}\left(Br^2-1\right)}$$

Límite Aceptabilidad Física

- $$\frac{M}{R} < \frac{2}{5}$$

El Mundo Brana

$$ds^2 = e^{-2k|y|}\eta_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu - dy^2,$$

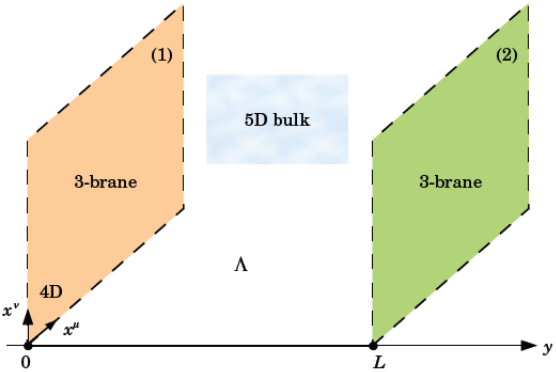

Figure 2: Randall-Sundrum setup.

Figura 1.- Maxime Gabella: *The Randall Sundrum Model*. June 2006

En el Mundo Brana se postula que en el bulk

$$G_{AB}^{(5)} = -\Lambda_5 g_{AB}^{(5)}$$

Si no hay intercambio de energía momentum con la dimensión extra

$$T_{AB_{(5)}} = 0 \Rightarrow T_{\mu\nu;\nu} = 0$$

tenemos

$$G_{\mu\nu} = -\Lambda g_{\mu\nu} + \kappa^2 T_{\mu\nu} + 6\frac{\kappa^2}{\sigma}\mathcal{S}_{\mu\nu} - \mathcal{E}_{\mu\nu}$$

en la brana

$$G_{\mu\nu} = -\Lambda g_{\mu\nu} + \kappa^2 T_{\mu\nu} + 6\frac{\kappa^2}{\sigma}\mathcal{S}_{\mu\nu} - \mathcal{E}_{\mu\nu}$$

$\mathcal{S}_{\mu\nu}$: Relevante a altas energías (Corrección Local).

$$\mathcal{S}_{\mu\nu} = \frac{1}{12}T_{\alpha}^{\alpha}T_{\mu\nu} - \frac{1}{4}T_{\mu\alpha}T_{\mu}^{\alpha} + \frac{1}{24}g_{\mu\nu}\left[3T_{\alpha\beta}T^{\alpha\beta} - (T_{\alpha}^{\alpha})^2\right]$$

$\mathcal{E}_{\mu\nu}$: Proyección sobre la brana del tensor de Weyl 5 D (Corrección No Local).

$$-8\pi\mathcal{E}_{\mu\nu} = -\frac{6}{\sigma}\left[\mathcal{U}\left(u_\mu u_\nu + h_{\mu\nu}\right) + \mathcal{P}_{\mu\nu} + \mathcal{Q}_\mu u_\nu + \mathcal{Q}_\nu u_\mu\right]$$

Para un fluido perfecto tenemos que las siguientes cantidades no se anulan;

$$\rho^{eff} = \rho\left(1+\frac{\rho}{2\sigma}\right)+\frac{6}{\kappa^4\sigma}\mathcal{U}$$

$$p^{eff} = p+\frac{\rho}{2\sigma}\left(\rho+2p\right)+\frac{2}{\kappa^4\sigma}\mathcal{U}$$

$$\pi^{eff}_{\mu\nu} = \frac{6}{\kappa^4\sigma}\mathcal{P}_{\mu\nu}$$

$$q^{eff}_{\mu} = \frac{6}{\kappa^4\sigma}\mathcal{Q}_{\mu}$$

densidad de energía ρ, presión p, stress anisotrópico $\pi^{eff}_{\mu\nu}$ y flujo de energía efectivos q^{eff}_{μ}. Los efectos no locales del espacio 5d contribuyen con términos de fluido imperfecto.

Las ecuaciones de campo son

$$-8\pi\left(\rho+\frac{1}{\sigma}\left(\frac{\rho^2}{2}+\frac{6}{k^4}\mathcal{U}\right)\right)=-\frac{1}{r^2}+e^{-\lambda}\left(\frac{1}{r^2}-\frac{\lambda_1}{r}\right)$$

$$-8\pi\left(-p+\frac{1}{\sigma}\left(\frac{\rho^2}{2}+\rho p+\frac{2}{k^4}\mathcal{U}\right)-\frac{4}{k^4}\mathcal{P}\right)=-\frac{1}{r^2}+e^{-\lambda}\left(\frac{1}{r^2}-\frac{\nu_1}{r}\right)$$

$$-8\pi\left(-p+\frac{1}{\sigma}\left(\frac{\rho^2}{2}+\rho p+\frac{2}{k^4}\mathcal{U}\right)+\frac{2}{k^4}\mathcal{P}\right)=\left(2\nu_{11}+\nu_1^2-\lambda_1\nu_1+\frac{2\left(\nu_1-\lambda_1\right)}{r}\right)$$

y

$$p_1=\frac{-\nu_1\left(\rho+p\right)}{2}$$

La segunda forma fundamental se escribe

$$\left[T^{T}_{\mu\nu}r^{\nu}\right]_{\Sigma} = 0$$

$$p_R + \frac{1}{\sigma}\left(\frac{\rho_R^2}{2} + \rho_R p_R + \frac{2}{k^4}\mathcal{U}_R^-\right) + \frac{4}{k^4}\mathcal{P}_R^- = \frac{2}{k^4}\mathcal{U}_R^+ + \frac{4}{k^4}\mathcal{P}_R^+$$

La ecuación da la condición de acoplamiento para una distribución estática en el mundo brana.

Solución de vacío DMPR

$$T_{\mu\nu} = 0 = \mathcal{S}_{\mu\nu}$$

$$G_{\mu\nu} = -\Lambda g_{\mu\nu} + \kappa^2 T_{\mu\nu} + 6\frac{\kappa^2}{\sigma}\mathcal{S}_{\mu\nu} - \mathcal{E}_{\mu\nu}$$

$$R_{\mu\nu} = -\mathcal{E}_{\mu\nu}$$

$$\mathcal{E}_{\mu\nu\,;\mu} = 0$$

una solución estática de Relatividad General con tensor energía momentum "libre de traza" produce una solución de vacío en mundo brana 5 dimensional

Solución DMPR

$$\mathcal{U}^{+} = \frac{-\mathcal{P}^{+}}{2}$$

$$e^{\nu} = e^{-\lambda} = 1 - \frac{2\mathcal{M}}{r} + \frac{Q}{r^{2}}$$

$$\frac{Q}{r^{4}} = \frac{8\pi 6\mathcal{U}^{+}}{k^{4}\sigma}$$

Extensión más simple de La Solución Exterior de Schwarzschild en el Mundo Brana.

Deformación Geométrica

El problema del límite de Relatividad General

$$e^{-\lambda} = 1 - \frac{8\pi}{r}\int r^2[\rho + \frac{1}{\sigma}(\frac{\rho^2}{2} + \frac{6}{k^4}\mathcal{U})]dr$$

$$\frac{8\pi}{k^4}\frac{\mathcal{P}}{\sigma} = \frac{1}{6}(G_1^1 - G_2^2)$$

$$\frac{6\pi}{k^4}\frac{\mathcal{U}}{\sigma} = -\frac{3}{\sigma}(\frac{\rho^2}{2} - \rho p) + \frac{1}{8\pi}(G_1^1 + 2G_2^2) - 3p$$

$$p_1 = -\frac{\nu_1}{2}(\rho + p)$$

$$\frac{6\pi}{k^4}\frac{\mathcal{U}}{\sigma} = -\frac{3}{\sigma}(\frac{\rho^2}{2} - \rho p) + \frac{1}{8\pi}(G_1^1 + 2G_2^2) - 3p$$

en

$$-8\pi\left(\rho + \frac{1}{\sigma}\left(\frac{\rho^2}{2} + \frac{6}{k^4}\mathcal{U}\right)\right) = -\frac{1}{r^2} + e^{-\lambda}\left(\frac{1}{r^2} - \frac{\lambda_1}{r}\right)$$

$\Rightarrow$**Ecuación Diferencial en λ**

tenemos la ec. diferencial

$$-\lambda_1 e^{-\lambda} + e^{-\lambda}\left(\frac{\nu_{11} + \frac{\nu_1^2}{2} + \frac{2\nu_1}{r} + \frac{2}{r^2}}{\frac{\nu_1}{2} + \frac{2}{r}}\right)$$

$$= \frac{2}{r^2(\frac{\nu_1}{2} + \frac{2}{r})} - 8\pi\frac{(\rho - 3p - \frac{1}{\sigma}\rho(\rho + 3p))}{(\frac{\nu_1}{2} + \frac{2}{r})}$$

cuya solución es

$$e^{-\lambda} = e^{-I}\left(\int_0^r \frac{e^I}{(\frac{\nu_1}{2} + \frac{2}{r})}\left[\frac{2}{r^2} - 8\pi(\rho - 3p - \frac{1}{\sigma}(\rho^2 + 3p\rho))\right] dr + c\right)$$

con

$$I \equiv \int \frac{\nu_{11} + \frac{\nu_1^2}{2} + \frac{2\nu_1}{r} + \frac{2}{r^2}}{\left(\frac{\nu_1}{2} + \frac{2}{r}\right)} dr$$

Entonces

$$e^{-\lambda} = e^{-I}\left(\int_0^r \frac{e^I}{\left(\frac{\nu_1}{2} + \frac{2}{r}\right)}\left[\frac{2}{r^2} - 8\pi(\rho - 3p - \frac{1}{\sigma}(\rho^2 + 3p\rho))\right] dr + c\right)$$

no es de la forma

$$e^{-\lambda} = 1 - \frac{8\pi}{r}\int_0^r r^2 \rho dr + \frac{1}{\sigma}(Efectos\ Bulk),$$

Por otra parte si comenzamos con

$$e^{-\lambda} = 1 - \frac{8\pi}{r}\int_0^r r^2 \rho^{eff} dr$$

y la densidad efectiva

$$\rho^{eff} = \rho + \frac{1}{\sigma}\left(\frac{\rho^2}{2} + \frac{6}{k^4}\mathcal{U}\right)$$

tenemos

$$e^{-\lambda} = 1 - \frac{8\pi}{r}\int_0^r r^2 \rho dr + \frac{8\pi}{r}\int_0^r r^2\left[-\frac{1}{\sigma}\left(\rho^2 + 3p\rho\right) + \frac{1}{8\pi}\left(2G_2^2 + G_1^1\right) - 3p\right] dr$$

ecuación integro diferencial.

Tenemos 2 problemas

1. Imposibilidad de recuperar Relatividad General.
2. Una ecuación Integro diferencial.

$$\left[\frac{-\lambda_1 e^{-\lambda}}{r} + \frac{e^{-\lambda}}{r^2} - \frac{1}{r^2} + 8\pi\rho\right] +$$

$$\left[-\lambda_1 e^{-\lambda}\left(\frac{\nu_1}{2} + \frac{1}{r}\right) + e^{-\lambda}\left(\nu_{11} + \frac{\nu_1^2}{2} + \frac{2\nu_1}{r} + \frac{1}{r^2}\right) - \frac{1}{r^2} - 8\pi 3p - \frac{8\pi}{\sigma}\rho(\rho + 3p)\right]$$

$$= 0$$

Proponemos una solución de la forma

$$e^{-\lambda} = \mu + f$$

donde

$$\mu = 1 - \frac{8\pi}{r}\int_0^r r^2 \rho dr$$

y

$$f = \frac{1}{\sigma}(Altas\ Energías) + Términos\ No\ Locales$$

$$f_1 + \left[\frac{\nu_{11} + \frac{\nu_1^2}{2} + \frac{2\nu_1}{r} + \frac{2}{r^2}}{\frac{\nu_1}{2} + \frac{2}{r}} \right] f = \frac{\frac{8\pi}{\sigma}\rho(\rho + 3p) - H(p,\rho,\nu)}{\frac{\nu_1}{2} + \frac{2}{r}}$$

donde

$$H(p,\rho,\nu) \equiv \left[\mu_1 \left(\frac{\nu_1}{2} + \frac{1}{r} \right) + \mu \left(\nu_{11} + \frac{\nu_1^2}{2} + \frac{2\nu_1}{r} + \frac{1}{r^2} \right) - \frac{1}{r^2} \right] - 8\pi 3p$$

cuya solución es

$$f = e^{-I} \int_0^r \frac{e^I}{\left(\frac{\nu_1}{2} + \frac{2}{r}\right)} \left[H(p,\rho,\nu) + \frac{8\pi}{\sigma} \left(\rho^2 + 3p\rho\right) \right] dr$$

Toda solución de fluido perfecto en Relatividad General cumple

$$H(p,\rho,\nu) = 0$$

entonces

$$f^* = e^{-l}\int_0^r \frac{e^l}{\left(\frac{\nu_1}{2}+\frac{2}{r}\right)}\left[\frac{8\pi}{\sigma}\left(\rho^2+3p\rho\right)\right]dr$$

y

$$\frac{48\pi\mathcal{P}}{\sigma k^4} = f^*\left(\frac{1}{r^2}+\frac{\nu_1}{r}\right) - \frac{1}{4}f^*\left(2\nu_{11}+\nu_1^2+2\frac{\nu_1}{r}\right) - \frac{1}{4}f_1^*\left(\nu_1+\frac{2}{r}\right)$$

A continuación presentamos un resumen de los pasos básicos para emplear el método:

- Paso 1: Imponer el vínculo $H(p, \rho, \nu) = 0$ para asegurar una solución para la función geométrica λ con el límite correcto

$$e^{-\lambda} = 1 - \frac{8\pi}{r}\int_0^r r^2 \rho dr + e^{-I}\int_0^r \frac{e^I}{\left(\frac{\nu_1}{2} + \frac{2}{r}\right)}\left[\frac{8\pi}{\sigma}\left(\rho^2 + 3p\rho\right)\right] dr.$$

- Paso 2: Elegir una solución de relatividad general conocida (p,ρ,ν) para la ecuación de conservación

$$p_1 = -\frac{\nu_1}{2}(\rho + p).$$

- Paso 3: Hallar $\mathcal{P}$ y $\mathcal{U}$.
- Paso 4: Realizar el acoplamiento de la solución obtenida con una solución de vacío mundo bránica para obtener los efectos 5d en las constantes de acoplamiento $C \rightarrow C(\sigma)$, y así hallar las correcciones sobre la presión y la densidad.

Wyman IIa en el Mundo Brana

Wyman IIa $n = 1$ en el Mundo Brana

- $$ds^2 = A(1-Br^2)^2dt^2 - \left(1 + Cr^2[1-3Br^2]^{-2/3}\right)^{-1} dr^2 - r^2 d\Omega^2$$

$$I \equiv \int \frac{\nu_{11} + \frac{\nu_1^2}{2} + \frac{2\nu_1}{r} + \frac{2}{r^2}}{\left(\frac{\nu_1}{2} + \frac{2}{r}\right)} dr$$

$$\Rightarrow I = \ln(r) + \frac{5}{4} \ln\left(2\,Br^2 - 1\right)$$

$$f^{*} = e^{-l}\int_0^r \frac{e^{l}}{\left(\frac{\nu_1}{2}+\frac{2}{r}\right)}\left[\frac{8\pi}{\sigma}\left(\rho^2+3p\rho\right)\right]dr$$

$$f^{*} = \frac{1}{8\pi r\sigma(2Br^2-1)^{5/4}}\int_0^r \left(2Br^2-1\right)^{1/4} r^2 \left[\left(\frac{(Br^2-1)C(-3+5Br^2)}{(1-3Br^2)^{5/3}}\right.\right.$$

$$\left[\frac{12BC(-3+5Br^2)}{(1-3Br^2)^{5/3}}+\frac{3C^2\left(-3+5Br^2\right)\left(5Br^2-1\right)}{(1-3Br^2)^{7/3}}\right]\ dr$$

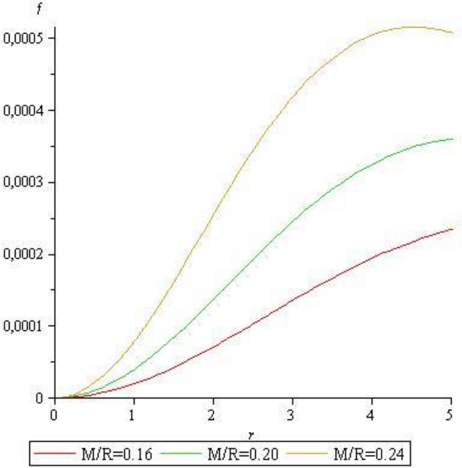

Figura 2. Deformación Geométrica.

$$\frac{8\pi\mathcal{P}}{k^4\sigma} = \frac{1}{6}\left[f^*\left(\frac{(1-2Br^2)}{r^2(1-Br^2)^2}\right) - \frac{f_1^*}{2}\left(\frac{(1-3Br^2)}{r(1-Br^2)}\right)\right]$$

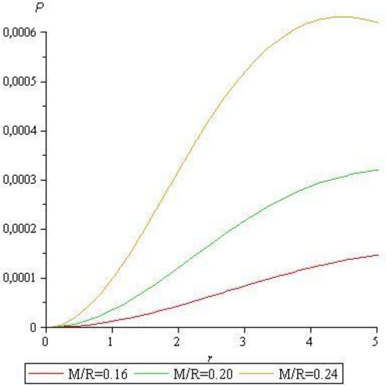

Figura 3. Anisotropía

$$6\,\frac{\mathcal{U}}{\kappa^4\sigma} = -\frac{3}{\sigma}\,\left(\frac{1}{2}\,\rho^2 + \rho\,p\right) + \frac{1}{8\pi}\,\left(2\,G_2{}^2 + G_1^1\right) - 3\,p\,(r)$$

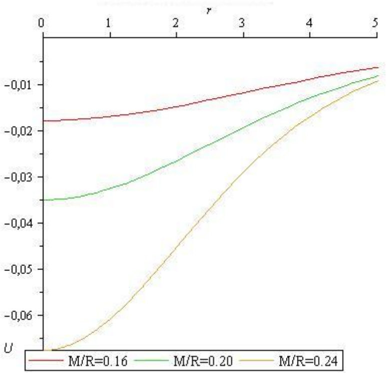

Figura 4. Función de Weyl $\mathcal{U}$

La 1ra forma fundamental

$$g_{00}^{-}dx^{0}dx^{0}=g_{00}^{+}dx^{0}dx^{0}$$

$$\Rightarrow A(1-BR^{2})^{2}=1-\frac{2\mathcal{M}}{R}+\frac{Q}{R^{2}}$$

y

$$g_{11}^{-}dx^{1}dx^{1}=g_{11}^{+}dx^{1}dx^{1}$$

$$\Rightarrow(\mu+f^{*})\mid_{r=R}=1-\frac{2\mathcal{M}}{R}+\frac{Q}{R^{2}}$$

$$\frac{2\mathcal{M}}{R} = \frac{2m(R)}{R} + \frac{Q}{R^2} - f^*(R)$$

$$\Rightarrow A(1 - BR^2)^2 = 1 - 2\frac{M_0}{R} + f^*(R)$$

$$A = A_0 + \delta A$$

$$B = B_0 + \delta B$$

Segunda forma fundamental

$$\frac{Q}{R^4} = -f^* \left(\frac{\nu_1}{R} + \frac{1}{R^2} \right)$$

para Wyman IIa ($n = 1$)

$$\frac{Q}{R^4} = -f^*(R) \left(\frac{1}{R^2(1 - 2\frac{M}{R})} \right)$$

Mo fijo

$$(A_0 + \delta A)\left(1 - (B_0 + \delta B)R^2\right)^2 = \left(1 + \frac{4(B_0)R^2}{(1 - 5(B_0)R^2)}\right) + f^*(R)$$

expandiendo en serie de potencias hasta primer orden en $\frac{\delta B}{B_0}$ tenemos

$$\delta B = \frac{-f^*(R)}{\left[\frac{2}{5} - \frac{M}{R}\right] 5R^2}$$

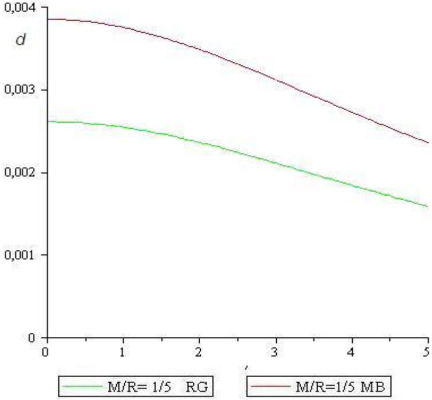

Figura 5. Densidad vs r

(Bo fijo)

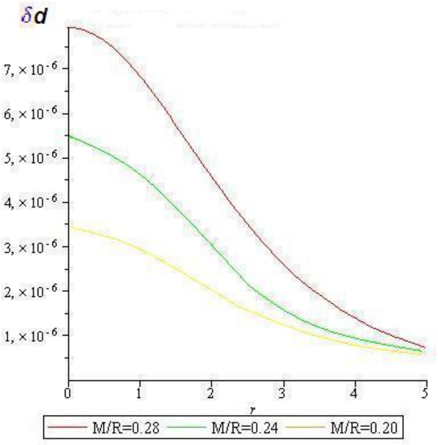

Figura 6. Cambio de la densidad vs r

(Bo fijo)

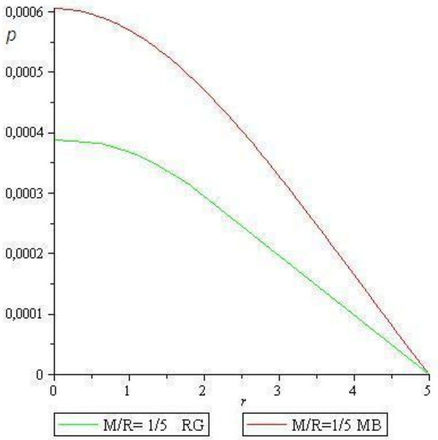

Figura 7. Presión vs r

(Bo fijo)

Mo fijo

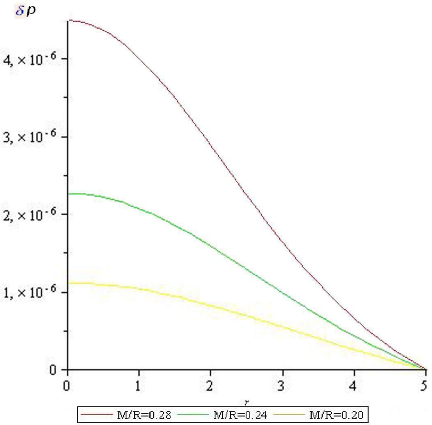

Figura 8. Cambio de la presión vs r

(Bo fijo)

Mo modificado

$$(A_0 + \delta A)\left(1 - (B_0 + \delta B)R^2\right)^2 = 1 + \frac{2(M_0 + \delta M)}{R} + f^*(R)$$

Correcciones Mo modificado

$$\delta M \sim \frac{-2R^3 \delta B}{(5B_0 R^2 - 1)^2}$$

$$\Rightarrow \delta B = -\frac{1}{25} \frac{f^*(R)}{R^2 \left(\frac{M}{R} - \frac{3}{5}\right)\left(\frac{M}{R} - \frac{2}{5}\right)}$$

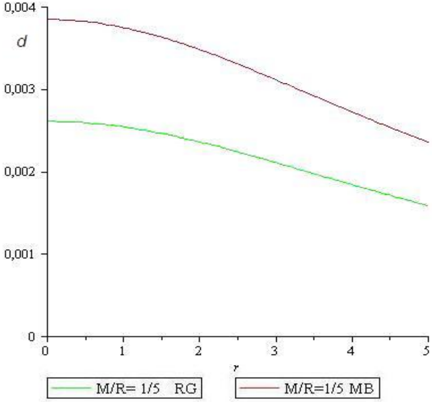

Figura 9. Densidad vs r

(Bo no fijo)

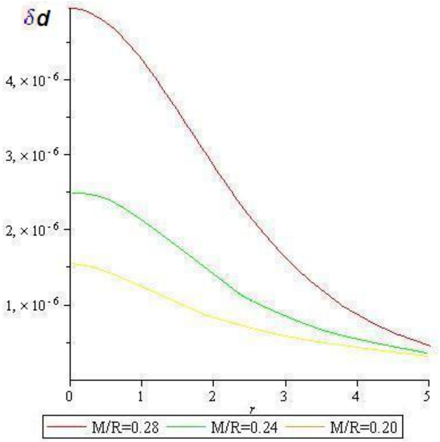

Figura 10. Cambio de densidad vs r

(Bo no fijo)

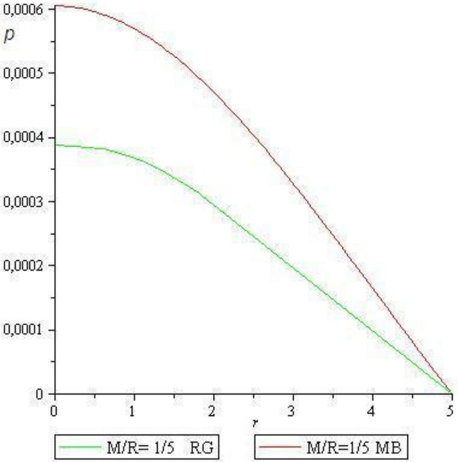

Figura 11. Presión vs r

(Bo no fijo)

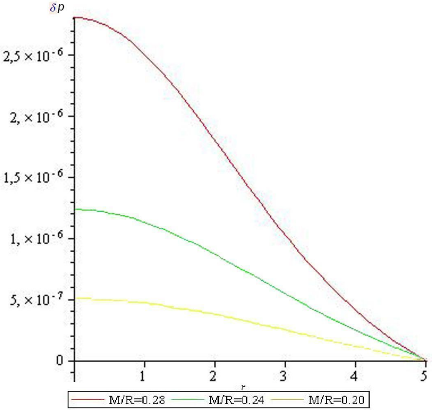

Figura 12. Cambio de la presión vs r

(Bo no fijo)

Conclusiones

Conclusiones

- En el desarrollo del trabajo se ha demostrado como el Método de Deformación Geométrica nos permite generar soluciones mundobránicas para las ecuaciones de campo de Einstein, con el límite correcto a bajas energías.
- En este contexto se obtuvieron las dos funciones de Weyl $\mathcal{P}$ y $\mathcal{U}$, demostrandose que ambas dependen de la compacticidad de la distribución.
- Se demostró que la deformación geométrica es una fuente de anisotropía.

Conclusiones

- Las constantes de acoplamiento se convierten en funciones de la tensión de la brana σ y modifican las cantidades físicas de la distribución (presión y densidad). La compacticidad de la distribución aumenta.
- Las correcciones sobre la densidad y la presión están definidas positivas en el orígen, la presión tiende a cero en un radio finito (la superficie), y ambas son monótonamente decrecientes hacia la frontera.

- The first main message of your talk in one or two lines.
- The second main message of your talk in one or two lines.
- Perhaps a third message, but not more than that.

- Outlook
  - What we have not done yet.
  - Even more stuff.

A. Author.
Handbook of Everything.
Some Press, 1990.

S. Someone.
On this and that.
Journal on This and That. 2(1):50–100, 2000.