

70 AÑOS NO SON NADA... ¿O SÍ?

L. Herrera

UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA, CARACAS, VENEZUELA e
INSTITUTO UNIVERSITARIO DE FÍSICA FUNDAMENTAL Y MATEMÁTICAS,
SALAMANCA, ESPAÑA

September 23, 2016

- ▶ ¿Hay vida entre el cuasi-equilibrio y el no-equilibrio? (L.H., W. Barreto. “Relativistic gravitational collapse in comoving coordinates: The post-quasistatic approximation”. IJMPD20,1265,(2011))
- ▶ ¿Por qué el colapso gravitacional es un proceso altamente disipativo y cómo afecta la disipación, la evolución del mismo? Sistemas axial simétricos.
- ▶ ¿Qué pasa si nos desviamos del principio de Pascal? Generación de soluciones exactas (L.H., J.Ospino, A.DiPrisco, “ All static spherically symmetric anisotropic solutions of Einstein’s equations” PRD77,027502,(2008)). Polítropos con presión anisótropa (L.H., W.Barreto PRD87,087303,(2013), Newtoniano), (L.H., W. Barreto PRD88,084022,(2013), Relativista), (L.H., A.DiPrisco, W.Barreto, J.Ospino GRG46,1827,(2014), Conformally flat). Cracking (L.H., E.Fuenmayor, P.León,PRD93,024047,(2016)).

- ▶ ¿Qué papel juegan los observadores en la Relatividad general? Tilted spacetimes.
- ▶ Vorticidad y radiación gravitacional: ¿Relación causal?
- ▶ ¿Cómo relacionar la radiación gravitacional con las propiedades físicas de la fuente? ¿Qué fuentes pueden radiar (o no) gravitacionalmente y por qué?

OBSERVADORES Y TEORÍAS FÍSICAS

- ▶ ¿“Si un árbol cae y no hay nadie para oírlo, hace ruido ?”
Olafo
- ▶ Variables cinemáticas: La cuadrivelocidad V^α es un cuadvector que depende del observador. A partir de ella se definen el resto de las variables cinemáticas.
 - ▶ La cuadiaceleración $a^\alpha = V^\alpha_{;\beta} V^\beta$.
 - ▶ La expansión $\Theta = V^\alpha_{;\alpha}$
 - ▶ El tensor de cizalladura

$$\sigma_{\alpha\beta} = V_{(\alpha;\beta)} + a_{(\alpha} V_{\beta)} - \frac{1}{3}\Theta h_{\alpha\beta}. \quad (1)$$

- ▶ El vector de vorticidad

$$\omega_\alpha = \frac{1}{2} \eta_{\alpha\beta\mu\nu} V^{\beta;\mu} V^\nu = \frac{1}{2} \eta_{\alpha\beta\mu\nu} \Omega^{\beta\mu} V^\nu, \quad (2)$$

donde $\Omega_{\alpha\beta} = V_{[\alpha;\beta]} + a_{[\alpha} V_{\beta]}$ es el tensor de vorticidad.

Variables Dinamicas. Escalares de estructura. (L. H., J. Ospino, A. Di Prisco, E. Fuenmayor, O. Troconis. P. R. D79,064025-12, (2009).)

$$Y_{\alpha\beta} = R_{\alpha\gamma\beta\delta} V^{\gamma} V^{\delta}, \quad (3)$$

$$Z_{\alpha\beta} = {}^* R_{\alpha\gamma\beta\delta} V^{\gamma} V^{\delta} = \frac{1}{2} \eta_{\alpha\gamma\epsilon\rho} R^{\epsilon\rho}{}_{\beta\delta} V^{\gamma} V^{\delta}, \quad (4)$$

$$X_{\alpha\beta} = {}^* R^*_{\alpha\gamma\beta\delta} V^{\gamma} V^{\delta} = \frac{1}{2} \eta_{\alpha\gamma}{}^{\epsilon\rho} R^*_{\epsilon\rho\beta\delta} V^{\gamma} V^{\delta}, \quad (5)$$

$$X_{\alpha\beta} = \frac{1}{3} Tr X h_{\alpha\beta} + X_{<\alpha\beta>}, \quad Y_{\alpha\beta} = \frac{1}{3} Tr Y h_{\alpha\beta} + Y_{<\alpha\beta>} \quad (6)$$

EL PROBLEMA DE LA ENERGÍA GRAVITACIONAL

- ▶ En la Teoría de Campos, la energía se define a partir de los potenciales y sus primeras derivadas.
- ▶ En Relatividad General los potenciales están descritos por la métrica del espacio tiempo.
- ▶ Es imposible construir una cantidad invariante a partir de las primeras derivadas de la métrica.
- ▶ Es por lo tanto imposible definir de manera invariante y local (definida en cada punto) la energía gravitacional.
- ▶ ¿Qué alternativas quedan?

- ▶ Definiciones no locales de energía
- ▶ Definiciones basadas en cantidades no invariantes (pseudotensores).
- ▶ Definiciones sucedáneas.

La Superenergía:

- ▶ Se construye por analogía con el campo electromagnético.
- ▶ Es local (está definida en cada punto).
- ▶ Está construída a partir de cantidades invariantes.

SOLUCIONES EXACTAS Y SUS INTERPRETACIONES

- ▶ Diferentes métricas satisfacen las ecuaciones de Einstein, para distintos tensores de energía impulso (físicamente válidos).
- ▶ Particularmente interesante es el caso cuando las dos posibles interpretaciones de un espacio-tiempo determinado, corresponden a un boost de una de las congruencias de observadores con respecto a la otra.
- ▶ Tilted FRW (A.Coley Ap.J,318,487,(1987)).
- ▶ Tilted LTB (L.H., A.DiPrisco, J.Ibáñez, PRD,84,064036,(2011)).
- ▶ Tilted Szekeres (L.H., A.DiPrisco, J.Ibáñez, J.Carot, PRD,86,044003,(2012)).

- ▶ Aparición de flujos disipativos asociados a procesos disipativos “reales” (irreversibles) (L. H. A. Di Prisco, J. Ibáñez P. L. A376, 899-900, (2012)) en espacio–tiempos tilted LTB y tilted Szekeres.
- ▶ Posible explicación: equivalencia entre fuerzas y términos de colisión en la ecuación de Boltzman y el hecho de que las congruencias tilted no son geodésicas.
- ▶ Aparición de vorticidad en el espacio–tiempo tilted Szekeres.
- ▶ El factor de inhomogeneidad depende de la congruencia.
- ▶ Consecuencias sobre la conjetura de Penrose: La flecha del tiempo depende de la congruencia de observadores.

- ▶ La pregunta relevante no es: ¿cuál es la interpretación “correcta” de la solución? Puesto que ambas son físicamente viables. El punto clave es que cada interpretación está relacionada con una congruencia específica de observadores. Aspectos importantes de la descripción de la solución están relacionados con las propiedades del observador. El elemento subjetivo resultante de cada elección específica, no debe interpretarse como un signo de “debilidad” de la teoría sino por el contrario de su riqueza.
- ▶ Estos resultados ilustran la relevancia del papel de los observadores en la descripción de los fenómenos físicos.
- ▶ La realidad física es una (eso creo...), la descripción de la misma no lo es (de esto estoy seguro).

VORTICIDAD Y RADIACIÓN GRAVITACIONAL

- ▶ La vorticidad Ω de una congruencia describe la velocidad de rotación, en un punto cualquiera, del conjunto de partículas de referencia con respecto al compás de inercia local.
- ▶ Las partículas de referencia son aquellas que están en reposo en el sistema de coordenadas utilizadas.
- ▶ Un compás de inercia local está formado por tres giróscopos rotando alrededor de tres ejes mutuamente ortogonales.
- ▶ La velocidad angular del compás de inercia respecto a las partículas de referencia es $-\Omega$
- ▶ La radiación gravitacional produce (es concomitante con) vorticidad en una congruencia de observadores. (L.H, J.Hernández-Pastora, CQG,17,3617,(2000)).
- ▶ Ejemplo del dipolo magnético más una carga eléctrica (Bonnor 1990).

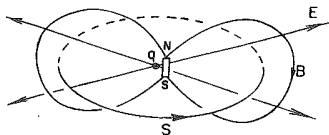


Fig. 27-6. Una carga y un imán producen un vector de Poynting que circula en lazos cerrados.

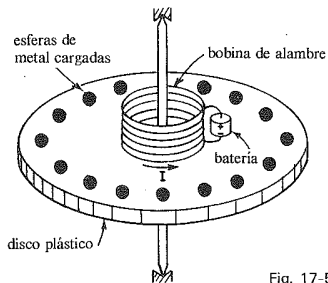


Fig. 17-5. ¿Rotará el disco si la corriente / se para?

- ▶ Circulación de energía electromagnética y paradoja de Feynman.
- ▶ Conjetura de Bonnor: Esta circulación de energía electromagnética produce vorticidad perpendicular al plano de circulación de dicha energía.
- ▶ ¿Una circulación de energía gravitacional producirá el mismo efecto?
- ▶ ¿Cómo definir la energía gravitacional? Superenergía.
- ▶ ¿Por qué la radiación gravitacional produce (es concomitante con) vorticidad? (L.H., W.Barreto, J.Carot, A.DiPrisco, CQG,24,2645,(2007)).

Flujos de superenergía en sistemas que radian ondas gravitacionales y en sistemas que no radian pero rotan

Sistemas radiantes acotados:

- ▶ En sistemas materiales acotados radiantes, hay flujos circulares de superenergía en los planos ortogonales al vector de vorticidad. Dichos flujos desaparecen si no hay vorticidad, e inversamente, si anulamos los flujos desaparece la vorticidad.
- ▶ Una vez que cesa la radiación el sistema no vuelve al estado anterior (violación del teorema de C. Huygens).
- ▶ La cola de la onda también produce vorticidad.

Sistemas que no radian pero producen vorticidad. Efecto de Lense–Thirring.

- ▶ Aparece vorticidad asociada a la existencia de un flujo de superenergía en el plano ortogonal al vector de vorticidad. (L.H, A.Di Prisco, J.Carot, PRD76,044012,(2007))
- ▶ Aparece vorticidad asociada a la existencia de un componente circular del vector de Poynting. (L.H., G.A.González, L.A. Pashán, L.A. Pashán, CQG 22,2205,(2006))

¿La radiación electromagnética produce (es concomitante con) vorticidad?

- ▶ La radiación electromagnética produce vorticidad.(L.H., W.Barreto. PRD86,064014,(2012))
- ▶ Dicha vorticidad está relacionada de manera exclusiva con flujos circulares de energía electromagnética y/o superenergía en el plano ortogonal a la misma.
- ▶ La magnitud de la vorticidad depende de la intensidad de radiación.
- ▶ Existen en el cosmos un buen número de fuentes de radiación electromagnética muy intensa (e.g. gamma ray burst)
- ▶ $\frac{P_{grav}}{P_{elec.}} \approx 10^{-42}.$

Sistemas no acotados que emiten radiación gravitacional

- ▶ Sistemas cilíndricos pueden emitir radiación gravitacional (Solución de Einstein–Rosen).
- ▶ Dicha radiación NO produce vorticidad.
- ▶ Dicha radiación viene descrita por un flujo radial de superenergía pero NO hay flujo circular de superenergía en ningún plano espacial.(L.H. GRG46,1654,(2014))
- ▶ De todo lo anterior se deduce que el eslabón perdido entre radiación y vorticidad es el flujo circular de superenergía en el plano ortogonal a esta última.

- ▶ Las potenciales consecuencias observacionales son enormes dados los avances tecnológicos exhibidos en la detección del efecto Lense–Thirring (gyroscopes, ring lasers, trapped ions).
- ▶ Existen contribuciones a la vorticidad que provienen de términos que no están asociados a la radiación. Este hecho proporcionaría evidencia observacional a la violación del teorema de Huygens en espacio–tiempos curvos.
- ▶ Existen ejemplos de vorticidad no relacionada con flujo de superenergía, e.g. Godel, tilted–Szekeres.(L.H., J.Ibáñez, A.DiPrisco, PRD87,087503-4,(2013)).

¿CÓMO RELACIONAR LA RADIACIÓN GRAVITACIONAL CON LAS PROPIEDADES FÍSICAS DE LA FUENTE? (L.H., A.DiPrisco, J.Ibáñez, J.Ospino, PRD89,084034,(2014))

$$ds^2 = -A^2 dt^2 + B^2 (dr^2 + r^2 d\theta^2) + C^2 d\phi^2 + 2Gd\theta dt, \quad (7)$$

$$T_{\alpha\beta} = (\mu + P)V_\alpha V_\beta + Pg_{\alpha\beta} + \Pi_{\alpha\beta} + q_\alpha V_\beta + q_\beta V_\alpha. \quad (8)$$

$$V^\alpha = (\frac{1}{A}, 0, 0, 0); \quad V_\alpha = (-A, 0, \frac{G}{A}, 0). \quad (9)$$

K, L, S,

$$K_\alpha = (0, B, 0, 0); \quad L_\alpha = (0, 0, \frac{\sqrt{A^2 B^2 r^2 + G^2}}{A}, 0), \quad (10)$$

$$S_\alpha = (0, 0, 0, C), \quad (11)$$

$$\begin{aligned}\Pi_{\alpha\beta} &= \frac{1}{3}(2\Pi_I + \Pi_{II})(K_\alpha K_\beta - \frac{h_{\alpha\beta}}{3}) + \frac{1}{3}(2\Pi_{II} + \Pi_I)(L_\alpha L_\beta - \frac{h_{\alpha\beta}}{3}) \\ &+ 2\Pi_{KL}K_{(\alpha}L_{\beta)},\end{aligned}\quad (12)$$

$$\Pi_{KL} = K^\alpha L^\beta T_{\alpha\beta}, \quad , \quad (13)$$

$$\Pi_I = (2K^\alpha K^\beta - L^\alpha L^\beta - S^\alpha S^\beta)T_{\alpha\beta}, \quad (14)$$

$$\Pi_{II} = (2L^\alpha L^\beta - S^\alpha S^\beta - K^\alpha K^\beta)T_{\alpha\beta}. \quad (15)$$

$$q_\mu = q_I K_\mu + q_{II} L_\mu \quad (16)$$

$$q^\mu = \left(\frac{q_{II} G}{A\sqrt{A^2 B^2 r^2 + G^2}}, \frac{q_I}{B}, \frac{A q_{II}}{\sqrt{A^2 B^2 r^2 + G^2}}, 0 \right), \quad (17)$$

$$q_\mu = \left(0, B q_I, \frac{\sqrt{A^2 B^2 r^2 + G^2} q_{II}}{A}, 0 \right). \quad (18)$$

$$a_\alpha = V^\beta V_{\alpha;\beta} = a_I K_\alpha + a_{II} L_\alpha, \quad (19)$$

$$a_I = \frac{A'}{AB}; \quad a_{II} = \frac{A}{\sqrt{A^2 B^2 r^2 + G^2}} \left[\frac{A_{,\theta}}{A} + \frac{G}{A^2} \left(\frac{\dot{G}}{G} - \frac{\dot{A}}{A} \right) \right], \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \Theta &= V_{;\alpha}^\alpha = \frac{1}{A} \left(\frac{2\dot{B}}{B} + \frac{\dot{C}}{C} \right) \\ &+ \frac{G^2}{A(A^2 B^2 r^2 + G^2)} \left(-\frac{\dot{A}}{A} - \frac{\dot{B}}{B} + \frac{\dot{G}}{G} \right). \end{aligned} \quad (21)$$

$$\sigma_{\alpha\beta} = V_{(\alpha;\beta)} + a_{(\alpha} V_{\beta)} - \frac{1}{3} \Theta h_{\alpha\beta}, \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\alpha\beta} &= \frac{1}{3} (2\sigma_I + \sigma_{II}) (K_\alpha K_\beta - \frac{1}{3} h_{\alpha\beta}) \\ &+ \frac{1}{3} (2\sigma_{II} + \sigma_I) (L_\alpha L_\beta - \frac{1}{3} h_{\alpha\beta}), \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned}\sigma_I &= \frac{1}{A} \left(\frac{\dot{B}}{B} - \frac{\dot{C}}{C} \right) \\ &+ \frac{G^2}{A(A^2 B^2 r^2 + G^2)} \left(\frac{\dot{A}}{A} + \frac{\dot{B}}{B} - \frac{\dot{G}}{G} \right),\end{aligned}\quad (24)$$

$$\begin{aligned}\sigma_{II} &= \frac{1}{A} \left(\frac{\dot{B}}{B} - \frac{\dot{C}}{C} \right) \\ &+ \frac{2G^2}{A(A^2 B^2 r^2 + G^2)} \left(-\frac{\dot{A}}{A} - \frac{\dot{B}}{B} + \frac{\dot{G}}{G} \right).\end{aligned}\quad (25)$$

$$\Omega_{\alpha\beta} = \Omega(L_\alpha K_\beta - L_\beta K_\alpha), \quad \omega_\alpha = -\Omega S_\alpha. \quad (26)$$

$$\Omega = \frac{G(\frac{G'}{G} - \frac{2A'}{A})}{2B\sqrt{A^2 B^2 r^2 + G^2}}. \quad (27)$$

La descomposición ortogonal del tensor de Riemann y los escalares de estructura

$$R^{\alpha\beta}{}_{\nu\delta} = R^{\alpha\beta}{}_{(F)\nu\delta} + R^{\alpha\beta}{}_{(Q)\nu\delta} + R^{\alpha\beta}{}_{(E)\nu\delta} + R^{\alpha\beta}{}_{(H)\nu\delta}, \quad (28)$$

with

$$R^{\alpha\beta}{}_{(F)\nu\delta} = \frac{16\pi}{3}(\mu + 3P)V^{[\alpha}V_{[\nu}h_{\delta]}^{\beta]} + \frac{16\pi}{3}\mu h_{[\nu}^{\alpha}h_{\delta]}^{\beta}, \quad (29)$$

$$R^{\alpha\beta}{}_{(Q)\nu\delta} = -16\pi V^{[\alpha}h_{[\nu}^{\beta]}q_{\delta]} - 16\pi V_{[\nu}h_{\delta]}^{[\alpha}q^{\beta]} - 16\pi V^{[\alpha}V_{[\nu}\Pi_{\delta]}^{\beta]} + 16\pi h_{[\nu}^{[\alpha}\Pi_{\delta]}^{\beta]} \quad (30)$$

$$R^{\alpha\beta}{}_{(E)\nu\delta} = 4V^{[\alpha}V_{[\nu}E_{\delta]}^{\beta]} + 4h_{[\nu}^{[\alpha}E_{\delta]}^{\beta]}, \quad (31)$$

$$R^{\alpha\beta}{}_{(H)\nu\delta} = -2\epsilon^{\alpha\beta\gamma}V_{[\nu}H_{\delta]\gamma} - 2\epsilon_{\nu\delta\gamma}V^{[\alpha}H^{\beta]\gamma}, \quad (32)$$

$$E_{\alpha\beta} = C_{\alpha\nu\beta\delta} V^\nu V^\delta, \quad H_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \eta_{\alpha\nu\epsilon\rho} C_{\beta\delta}{}^{\epsilon\rho} V^\nu V^\delta, \quad (33)$$

donde $\epsilon_{\alpha\beta\rho} = \eta_{\nu\alpha\beta\rho} V^\nu$.

$$\begin{aligned} E_{\alpha\beta} &= \frac{1}{3}(2\mathcal{E}_I + \mathcal{E}_{II})(K_\alpha K_\beta - \frac{1}{3}h_{\alpha\beta}) + \frac{1}{3}(2\mathcal{E}_{II} + \mathcal{E}_I)(L_\alpha L_\beta - \frac{1}{3}h_{\alpha\beta}) \\ &+ \mathcal{E}_{KL}(K_\alpha L_\beta + K_\beta L_\alpha), \end{aligned} \quad (34)$$

$$H_{\alpha\beta} = H_1(S_\alpha K_\beta + S_\beta K_\alpha) + H_2(S_\alpha L_\beta + S_\beta L_\alpha). \quad (35)$$

$$Y_{\alpha\beta} = R_{\alpha\nu\beta\delta} V^\nu V^\delta, \quad (36)$$

$$X_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \eta_{\alpha\nu}{}^{\epsilon\rho} R_{\epsilon\rho\beta\delta} V^\nu V^\delta, \quad (37)$$

$$Z_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \epsilon_{\alpha\epsilon\rho} R_{\delta\beta}{}^{\epsilon\rho} V^\delta, \quad (38)$$

donde $R_{\alpha\beta\nu\delta}^* = \frac{1}{2} \eta_{\epsilon\rho\nu\delta} R_{\alpha\beta}{}^{\epsilon\rho}$.

$$\begin{aligned}
Y_{\alpha\beta} = & \frac{1}{3}Y_T h_{\alpha\beta} + \frac{1}{3}(2Y_I + Y_{II})(K_\alpha K_\beta - \frac{1}{3}h_{\alpha\beta}) \\
& + \frac{1}{3}(2Y_{II} + Y_I)(L_\alpha L_\beta - \frac{1}{3}h_{\alpha\beta}) + Y_{KL}(K_\alpha L_\beta + K_\beta L_\alpha), \quad (39)
\end{aligned}$$

con

$$Y_T = 4\pi(\mu + 3P), \quad (40)$$

$$Y_I = \mathcal{E}_I - 4\pi\Pi_I, \quad (41)$$

$$Y_{II} = \mathcal{E}_{II} - 4\pi\Pi_{II}, \quad (42)$$

$$Y_{KL} = \mathcal{E}_{KL} - 4\pi\Pi_{KL}. \quad (43)$$

$$\begin{aligned}
X_{\alpha\beta} = & \frac{1}{3}X_T h_{\alpha\beta} + \frac{1}{3}(2X_I + X_{II})(K_\alpha K_\beta - \frac{1}{3}h_{\alpha\beta}) \\
& + \frac{1}{3}(2X_{II} + X_I)(L_\alpha L_\beta - \frac{1}{3}h_{\alpha\beta}) + X_{KL}(K_\alpha L_\beta + K_\beta L_\alpha), \quad (44)
\end{aligned}$$

$$X_T = 8\pi\mu, \quad (45)$$

$$X_I = -\mathcal{E}_I - 4\pi\Pi_I, \quad (46)$$

$$X_{II} = -\mathcal{E}_{II} - 4\pi\Pi_{II}, \quad (47)$$

$$X_{KL} = -\mathcal{E}_{KL} - 4\pi\Pi_{KL}. \quad (48)$$

$$Z_{\alpha\beta} = H_{\alpha\beta} + 4\pi q^\rho \epsilon_{\alpha\beta\rho}. \quad (49)$$

ó

$$Z_{\alpha\beta} = Z_I K_\beta S_\alpha + Z_{II} K_\alpha S_\beta + Z_{III} L_\alpha S_\beta + Z_{IV} L_\beta S_\alpha \quad (50)$$

donde

$$\begin{aligned} Z_I &= (H_1 - 4\pi q_{II}); & Z_{II} &= (H_1 + 4\pi q_{II}); \\ Z_{III} &= (H_2 - 4\pi q_I); & Z_{IV} &= (H_2 + 4\pi q_I). \end{aligned} \quad (51)$$

Variables: $\mu, P, \Pi_{I,II,KL}, q_{I,II}, a_{I,II}, \Theta, \sigma_{I,II}, \Omega, \mathcal{E}_{I,II,KL}, H_{I,II}.$

El vector de super-Poynting

$$P_\alpha = \epsilon_{\alpha\beta\gamma} \left(Y_\delta^\gamma Z^{\beta\delta} - X_\delta^\gamma Z^{\delta\beta} \right); \quad P_\alpha = P_I K_\alpha + P_{II} L_\alpha \quad (52)$$

$$\begin{aligned} P_I &= \frac{2H_2}{3}(2\mathcal{E}_{II} + \mathcal{E}_I) + 2H_1\mathcal{E}_{KL} + \frac{32\pi^2 q_I}{3} [3(\mu + P) + \Pi_I] \\ &\quad + 32\pi^2 q_{II}\Pi_{KL}, \\ P_{II} &= -\frac{2H_1}{3}(2\mathcal{E}_I + \mathcal{E}_{II}) + 2H_2\mathcal{E}_{KL} + \frac{32\pi^2 q_{II}}{3} [3(\mu + P) + \Pi_{II}] \\ &\quad + 32\pi^2 q_I\Pi_{KL}. \end{aligned} \quad (53)$$

- Un estado de radiación gravitacional siempre está asociado a un componente no nulo del vector de super-Poynting. Esto concuerda con el vínculo existente entre el vector de super-Poynting y las news functions, en el contexto de la teoría de Bondi-Sachs.

- ▶ Contribuciones que provienen de la parte magnética del tensor de Weyl. Éstas son de dos tipos:
 - a) Contribuciones asociadas a la propagación de radiación gravitacional dentro del fluido.
 - b) Contribuciones asociadas a la vorticidad existente en el plano ortogonal a la propagación de radiación.Ambas contribuciones aparecen mezcladas, y resulta imposible identificarlas por separado en término de dos escalares independientes.
- ▶ Espacio-tiempos de este tipo, puramente magnéticos o puramente eléctricos, no admiten radiación gravitacional (L.H., N.O.Santos, J.Carot, JMP47,052502,(2006).
 $\mathbf{H} = 0 \Rightarrow$ estático; $\mathbf{E} = 0 \Rightarrow$ Minkowski)

Ecuación de transporte

$$\tau h_{\nu}^{\mu} q_{;\beta}^{\nu} V^{\beta} + q^{\mu} = -\kappa h^{\mu\nu} (T_{,\nu} + Ta_{\nu}) - \frac{1}{2} \kappa T^2 \left(\frac{\tau V^{\alpha}}{\kappa T^2} \right)_{;\alpha} q^{\mu}, \quad (54)$$

donde τ , κ , T , son el tiempo de relajación, la conductividad térmica y la temperatura respectivamente.

$$\begin{aligned} \frac{\tau}{A} (q_{II,t} + A q_I \Omega) + q_{II} &= -\frac{\kappa}{A} \left(\frac{GT_{,t} + A^2 T_{,\theta}}{\sqrt{A^2 B^2 r^2 + G^2}} + A Ta_{II} \right) \\ &- \frac{\kappa T^2 q_{II}}{2} \left(\frac{\tau V^{\alpha}}{\kappa T^2} \right)_{;\alpha}, \end{aligned} \quad (55)$$

$$\frac{\tau}{A} (q_{I,t} - A q_{II} \Omega) + q_I = -\frac{\kappa}{B} (T_{,r} + B Ta_I) - \frac{\kappa T^2 q_I}{2} \left(\frac{\tau V^{\alpha}}{\kappa T^2} \right)_{;\alpha}. \quad (56)$$

La vorticidad actúa como factor de acoplamiento entre los dos componentes del flujo disipativo en la ecuación de transporte

- Ecuacion diferencial de primer grado, que relaciona las variables cinematicas con las derivadas de la metrica (tetrada):

$$V_{\alpha;\beta} = \sigma_{\alpha\beta} + \Omega_{\alpha\beta} - a_{\alpha} V_{\beta} + \frac{1}{3} h_{\alpha\beta} \Theta \quad (57)$$

- Condiciones de integrabilidad de la ecuacion anterior combinadas con la identidad de Ricci:

$$V_{\alpha;\beta;\nu} - V_{\alpha;\nu;\beta} = R^{\mu}_{\alpha\beta\nu} V_{\mu} \quad (58)$$

Ecuacion de evolucion para Θ , Ecuacion de evolucion para el tensor $\sigma_{\alpha\beta}$, Ecuacion de evolucion de Ω , Vinculo entre los flujos disipativos y las derivadas de las variables cinematica, Vinculo entre la parte magnetica de Weyl y las derivadas de las variables cinematicas.

- ▶ A partir de las identidades de Bianchi (que son las condiciones de integrabilidad de (58)) y las ecuaciones de Einstein tenemos: Ecuacion de evolucion de la parte electrica de Weyl, Ecuacion de evolucion de la parte magnetica de Weyl, Vinculos diferenciales entre derivadas espaciales de las parte magneticas y electricas de Weyl, la variables fisicas y sus derivadas y las variables cinematicas y sus derivadas.
- ▶ Las “leyes de conservación” $T^{\alpha}_{\beta;\alpha} = 0$ generan las siguientes ecuaciones:

$$\mu_{;\alpha} V^{\alpha} + (\mu + P)\Theta + \frac{1}{9}(2\sigma_I + \sigma_{II})\Pi_I + \frac{1}{9}(2\sigma_{II} + \sigma_I)\Pi_{II} + q_{;\alpha}^{\alpha} + q^{\alpha} a_{\alpha} = 0, \quad (59)$$

$$(\mu + P)a_{\alpha} + h_{\alpha}^{\beta} \left(P_{;\beta} + \Pi_{\beta;\mu}^{\mu} + q_{\beta;\mu} V^{\mu} \right) + \left(\frac{4}{3}\Theta h_{\alpha\beta} + \sigma_{\alpha\beta} \Omega_{\alpha\beta} \right) q^{\beta} = 0. \quad (60)$$

EL CASO SHEAR FREE (L.H., A.DiPrisco, J.Ospino., PRD89,127502 (2014)).

- ▶ La condición necesaria y suficiente para que un fluido shear free, disipativo, anisótropo sea puramente eléctrico, es que su vorticidad sea cero.
- ▶ El resultado anterior refuerza el vínculo entre la radiación gravitacional y la vorticidad.
- ▶ En el caso geodésico (shear free), la vorticidad desaparece y por lo tanto también lo hace la parte magnética de Weyl. No se produce radiación gravitacional. Un resultado similar se obtiene en el caso de la simetría cilíndrica, lo que sugiere un posible vínculo entre el shear y la generación de radiación gravitacional.
- ▶ En el caso geodésico y no disipativo, los modelos no tienen que ser FRW, sin embargo tienden a FRW (si $\Theta > 0$). Tal tendencia no se observa en el caso disipativo.

EL FLUIDO PERFECTO GEODÉSICO. (L.H., A.DiPrisco, J.Ospino, J.Carot, PRD91,024010 (2015)).

- ▶ Todos los modelos posibles compatibles con (7) y fluidos perfectos, son FRW, y por lo tanto no radian (gravitacionalmente).
- ▶ No solo en el caso de polvo, sino también en un fluido perfecto en ausencia de disipación, no se espera que el sistema radie gravitacionalmente, debido a la reversibilidad de la ecuación de estado. En efecto, que la radiación es un proceso irreversible, se deduce inmediatamente, una vez que la absorción es tomada en cuenta y/o se imponen las condiciones de Sommerfeld, que excluyen las ondas incidentes. Por lo tanto la irreversibilidad del proceso de emisión debe reflejarse en la ecuación de estado a través de un factor de crecimiento de entropía.

FLUIDOS GEODÉSICOS DISIPATIVOS (L.H., A.DiPrisco, J.Ospino, PRD91,124015(2015))

- ▶ Consideramos por separado dos posibles subcasos:
 - a) con vorticidad
 - b) sin vorticidad
- ▶ En el caso b) se demuestra que la ausencia de vorticidad implica que no hay disipación, y por lo tanto el espacio-tiempo resultante es FRW.
- ▶ En el caso a) la imposición de las condiciones de regularidad en el origen implican que el flujo disipativo desaparece, lo que conduce de nuevo a un espacio-tiempo FRW.
- ▶ Así pues, todos los modelos posibles, generados por un polvo geodésico, disipativo de la familia de métricas consideradas aquí no radian gravitacionalmente, a menos que las condiciones de regularidad en el origen se flexibilicen.

LA APROXIMACIÓN CUASI-ESTÁTICA (L.H., A.DiPrisco, J.Ospino, J.Carot, IJMPD25,1650036,(2016))

- ▶ Régimen estático (L.H., A.DiPrisco, J.Ibáñez, J.Ospino. PRD87,024014-10,(2013)): Vector de Killing tipo tiempo (hypersurface orthogonal).
- ▶ Régimen dinámico.
- ▶ Régimen cuasi-estático: la escala de tiempo en consideración es mucho mayor que el tiempo hidroestático ($\tau_{hydr.}$) y el tiempo de relajación térmica (τ). El sistema evoluciona pero se encuentra siempre en equilibrio (muy cerca de él), y el flujo disipativo describe un flujo estacionario.
- ▶ $\tau_{hydr.}$ de el sol ≈ 27 min, enana blanca 4.5 sec., estrella de neutrones 10^{-4} sec.

- ▶ Se establece un esquema general para la descripción de la evolución de fluidos axialsimétricos disipativos en la QSA.
- ▶ La distribución del fluido se puede “separar”, bajos los efectos de la vorticidad, el shear y los flujos disipativos. Lo que puede conducir a a una amplia variedad de diferentes estructuras.
- ▶ En la QSA la parte magnética de Weyl no se hace cero (aunque es de orden $O(\epsilon)$), lo que implica que la parte “gravitacional” del vector de super-Poynting no es cero, lo que significa que la radiación gravitacional no es incompatible con la QSA.
- ▶ Sin embargo, se demuestra que si la parte magnética de Weyl es cero en un momento de tiempo dado, será cero desde ese momento en adelante. Por lo tanto no debemos esperar radiación gravitacional de un sistema físicamente significativo (radiando por un período finito de tiempo), en la QSA.

LAS ETAPAS MÁS TEMPRANAS DEL NO-EQUILIBRIO.

L.H., A.DiPrisco, J.Ospino, J.Carot, PRD (2016).

- ▶ Evaluamos el sistema inmediatamente después de su salida del equilibrio.
- ▶ “Inmediatamente” significa en la escala de tiempo más pequeña, en la cual podemos observar signos de evolución dinámica. Tal escala de tiempo se supone menor que el tiempo de relajación térmico, el tiempo hidroestático y el tiempo de ajuste térmico.

Las principales cuestiones que queremos estudiar son:

1. ¿Cuáles son los primeros síntomas del no-equilibrio?
2. ¿Qué variables físicas exhiben dichos signos?
3. ¿Qué controla el desencadenamiento del régimen dinámico, a partir de una configuración inicial en equilibrio?

Resultados

- ▶ Una sola función f controla la salida del equilibrio. $f \sim \dot{G}$.
- ▶ News function de Bondi y f .
- ▶ Π_{KL} and $\dot{q}_{II}$ muestran los primeros signos de la salida del equilibrio.
- ▶ No hay radiación gravitacional en esta primera etapa de la evolución.
- ▶ Si la función f es diferente de cero hasta un cierto tiempo (siempre dentro de nuestra escala de tiempo), y se hace cero a partir de allí el sistema volverá al equilibrio sin “recordar” haber salido previamente de él.
- ▶ Ambos fenómenos (radiación y vorticidad) ocurren en la misma escala de tiempo.
- ▶ El decrecimiento de la masa inercial efectiva, asociada a la disipación, ya aparece en esta etapa temprana de la evolución.

Y para los 80?

- ▶ Estudio del espacio–tiempo al exterior de una fuente de radiación gravitacional. Fluido nulo axial simétrico.(L. H., A. Di Prisco, J. Ospino, E.P.J.C, (2016))
- ▶ Condiciones adicionales para la construcción de soluciones axial simétricas estáticas.
- ▶ Vínculo entre momentos multipolares del campo externo y la estructura interna de la fuente (J.L. Hernandez-Pastora, L. H., J. Martin C.Q.G.(2016).
- ▶ Estudio de simetrías de fluidos axial simétricos disipativos.
- ▶ Introducir una definición de función masa para estos sistemas.

