

# Astrofísica Relativista

## Examen-tarea

Sergio Mendoza <sergio@mendoza.org>

<http://www.mendoza.org/sergio>

Instituto de Astronomía, AP 70-264 UNAM

Ciudad de México, México.

Agosto 03, 2018

Contesta TANTAS preguntas como te sea posible. El problema (4) debe ser contestado extensamente y con buenas justificaciones; el no hacerlo implicará puntos menos en la calificación de este examen. En todos tus cálculos enfatiza la física y justifica extensamente todo lo que hagas. En particular, si utilizas tablas de integrales o algún “Computer Algebra System (CAS)” como maxima, Wolfram, matematica o maple para algo que de verdad no puedes resolver escribe la referencia y hazme llegar en un pdf el cálculo. En todo el examen índices griegos toman valores 0,1,2,3 y los índices latinos toman valores 1,2,3. Argumentos inteligentes, eficacia y orden en tus respuestas son la clave para obtener una buena calificación. Este examen debe ser entregado a mas tardar a las 12hrs del lunes 6 de agosto de 2018 en la oficina 202 de Sergio Mendoza en el Instituto de Astronomía o bien escaneado y enviado por correo electrónico<sup>†</sup>. ¡Buena Suerte!

---

<sup>†</sup>El examen es individual. Aquellos que copien tendrán una calificación de CERO en TODO el curso y les calificaré con NA en el mismo

(1) Considera un espacio-tiempo estacionario curvo con un tensor métrico  $g_{\alpha\beta}$  asociado al mismo.

(I) Muestra que el tensor métrico puede ser escrito como:

$$ds^2 = \left( \sqrt{g_{00}} dx^0 + \frac{g_{0i}}{\sqrt{g_{00}}} dx^i \right)^2 - dl^2, \quad (1)$$

en donde el el intervalo  $dl$  del tres espacio está dado por:

$$dl^2 := \left( -g_{ik} + \frac{g_{0i}g_{0k}}{g_{00}} \right) dx^i dx^k = \gamma_{ik} dx^i dx^k, \quad (2)$$

siendo  $\gamma_{ik}$  el tensor métrico de este tres espacio:

$$\gamma_{ik} := \left( -g_{ik} + \frac{g_{0i}g_{0k}}{g_{00}} \right). \quad (3)$$

(II) Para el caso de geodésicas nulas o rayos de luz muestra que

$$dx^0 = n dl, \quad (4)$$

en donde el índice de refracción  $n$  está dado por:

$$n := \frac{c}{dl/dt} = \frac{1}{g_{00}} \left[ -g_{0i} e^i + \sqrt{g_{00}} \right], \quad (5)$$

y en donde  $e$  es un tres vector unitario ( demuéstalo ) a la trayectoria de la luz, es decir,  $e^i := dx^i/dl$ .

El principio de Fermat describe la trayectoria de un haz de luz de tal manera que es “*el mínimo tiempo posible que tarda la luz en recorrer una trayectoria entre dos puntos del espacio*”. Por lo tanto, la variación  $\delta t = 0$  corresponde a una geodésica nula trazada por el rayo de luz. Debido a la ecuación (4) se obtiene entonces que dicho principio está determinado por la relación matemática:

$$\delta \int n dl = 0. \quad (6)$$

(III) Con todo lo anterior muestra que la variación:

$$\delta x^0 = \int \left[ \frac{\partial n}{\partial x^k} + \frac{n}{2} \frac{\partial(\gamma_{ij})}{\partial x^k} e^i e^j - \frac{\partial n}{\partial x^i} e^i e_k - n \frac{de_k}{dl} \right] dl \delta x^k, \quad (7)$$

y por lo tanto al igualarla a cero se obtiene:

$$\frac{de_k}{dl} = \frac{\partial [\ln(n)]}{\partial x^k} + \frac{1}{2} \frac{\partial(\gamma_{ij})}{\partial x^k} e^i e^j - \frac{\partial [\ln(n)]}{\partial x^i} e^i e_k. \quad (8)$$

(IV) Por otra parte, dado que  $e_k = \gamma_{kp} e^p$  muestra que:

$$\gamma_{kp} \frac{de^p}{dl} = \left[ \frac{\partial \ln(n)}{\partial x^k} - \frac{\partial \ln(n)}{\partial x^i} e^i e_k \right] + \left[ \frac{1}{2} \frac{\partial \gamma_{ij}}{\partial x^k} e^i e^j - \frac{\partial \gamma_{kp}}{\partial x^m} e^m e^p \right], \quad (9)$$

y por lo tanto

$$\begin{aligned} \frac{de^q}{dl} &= \gamma^{kq} \gamma_{kp} \frac{de^p}{dl}, \\ &= \left[ \gamma^{kq} \frac{\partial \ln(n)}{\partial x^k} - \frac{\partial \ln(n)}{\partial x^i} e^i e^q \right] + \gamma^{kq} \left[ \frac{1}{2} \frac{\partial \gamma_{ij}}{\partial x^k} e^i e^j - \frac{\partial \gamma_{kp}}{\partial x^m} e^m e^p \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

En adelante, supongamos que un rayo de luz se emite desde infinito y es curvado por la presencia de un potencial gravitacional generado por una distribución de masa. Dado que el vector de entrada o inicial  $e_i$  y el vector de salida o final  $e_f$  no son paralelos entre si, entonces siempre puede definirse un plano generado por estos dos vectores en donde podemos poner el origen en cualquier punto de este plano y el haz de luz puede pensarse como contenido siempre en este plano. Utilizando coordenadas esféricas  $r, \theta, \varphi$  y suponiendo que este plano se localiza en  $\theta = \pi/2$  entonces el ángulo de deflexión de la luz  $\beta$  está definido por:

$$\beta := \int_0^\infty \left( \int \frac{de^3}{dl} dl \right) dl - \pi. \quad (11)$$

(V) Muestra entonces que con los resultados anteriores el ángulo de deflexión está dado por:

$$\beta = \int_0^\infty \left( \int \left\{ \left[ \gamma^{3q} \frac{\partial \ln(n)}{\partial x^3} - \frac{\partial \ln(n)}{\partial x^i} e^i e^q \right] + \gamma^{3q} \left[ \frac{1}{2} \frac{\partial \gamma_{ij}}{\partial x^3} e^i e^j - \frac{\partial \gamma_{3p}}{\partial x^m} e^m e^p \right] \right\} dl \right) dl - \pi, \quad (12)$$

en donde la coordenada  $x^3 = \varphi$ .

(VI) Muestra que para el caso de un espacio-tiempo estático y esféricamente simétrico dado por:

$$ds^2 = g_{00}c^2 dt^2 + g_{rr}dr^2 - r^2 d\Omega, \quad (13)$$

el ángulo de deflexión está dado por:

$$\beta = 2 \int_{r_0}^\infty \frac{[-g_{00}(r)g_{11}(r)]^{1/2}}{r \left[ \left( \frac{r}{r_0} \right)^2 g_{00}(r_0) - g_{00}(r) \right]^{1/2}} dr - \pi. \quad (14)$$

(2) Considera un universo como en el que vivimos actualmente y por lo tanto el principio cosmológico es válido. En este ejercicio las unidades se escogen de tal manera que  $8\pi G = c = 1$ . Imagina que la acción  $S$  del campo gravitacional está dada por

$$S = -m \int ds - \int f(R) \sqrt{-g} d^4x + \int \Lambda \sqrt{-g} d^4x, \quad (15)$$

En donde  $\Lambda$  está relacionada con el tensor de energía-momento  $T_{\mu\nu}$  mediante la relación

$$\frac{1}{2} T_{\mu\nu} = \frac{\partial \sqrt{-g} \Lambda}{\partial g^{\mu\nu}} - \frac{\partial}{\partial x^\alpha} \frac{\partial \sqrt{-g} \Lambda}{\partial (\partial g^{\mu\nu} / \partial x^\alpha)}, \quad (16)$$

y la función  $f(R)$  es una función arbitraria del escalar de Ricci  $R$ . Las ecuaciones de campo que se obtienen directamente de la variación  $\delta S$  en la relación (16) están dadas por la ecuación (12) del examen de clase. ¡NO intentes demostrarlas para el examen! pero diviertete en vacaciones haciéndolo).

(I) Muestra que la ecuación (12) del examen de clase en estas unidades y sin la introducción de  $L_M$  implican que las ecuaciones de campo pueden escribirse

como:

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = T_{\mu\nu}^{\text{curv}} + T_{\mu\nu}^{\text{mat}}/f'(R), \quad (17)$$

en donde el tensor  $T_{\alpha\beta}^{\text{mat}}$  es el tensor de energía-momento estándar asociado a la materia y el tensor (de energía-momento)  $T_{\alpha\beta}^{\text{curv}}$  asociado a curvatura está definido por

$$T_{\alpha\beta}^{\text{curv}} := \frac{1}{f'(R)} \left\{ \frac{1}{2}g_{\alpha\beta} [f(R) - Rf'(R)] + f'(R)^{\mu\nu} (g_{\alpha\mu}g_{\beta\nu} - g_{\alpha\beta}g_{\mu\nu}) \right\}, \quad (18)$$

Verifica que la ecuación (17) converge a las ecuaciones de Einstein cuando  $f(R) = R$ .

Utilizando la métrica de Friedman-Lemaitre-Robertson-Walker (FLRW) en las ecuaciones de campo se obtienen las ecuaciones de Friedmann extendidas para  $f(R)$ :

$$\dot{\rho}_{\text{tot}} + 3H(\rho_{\text{tot}} + p_{\text{tot}}) = 0, \quad (19)$$

$$H^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{1}{3} \left[ \rho_{\text{curv}} + \frac{\rho_{\text{m}}}{f'(R)} \right], \quad (20)$$

$$2\frac{\ddot{a}}{a} + H^2 + \frac{k}{a^2} = -(\mathbf{p}_{\text{curv}} + p_{\text{m}}), \quad (21)$$

en donde  $a(t)$  representa el factor de escala,  $H(t)$  la constante de Hubble,  $\dot{\square} := d/dt$ ,  $\rho_{\text{tot}} := \rho_{\text{mat}}/f'(R) + \rho_{\text{curv}}$  y  $p_{\text{tot}} := p_{\text{mat}}/f'(R) + p_{\text{curv}}$  con

$$\rho_{\text{curv}} = \frac{1}{f'(R)} \left\{ \frac{1}{2} [f(R) - Rf'(R)] - 3H\dot{R}f''(R) \right\}, \quad (22)$$

$$p_{\text{curv}} = w_{\text{curv}}\rho_{\text{curv}}, \quad (23)$$

$$w_{\text{curv}} = -1 + \frac{\ddot{R}f''(R) + \dot{R} [\dot{R}f'''(R) - Hf''(R)]}{[f(R) - Rf'(R)]/2 - 3H\dot{R}f''(R)}. \quad (24)$$

Nota que de esta manera se puede pensar al universo como un fluido asociado a materia bariónica y otro asociado a efectos de curvatura. Es natural suponer que ambos fluidos no interaccionan entre si. El insertar la métrica de Robertson-Walker en la ecuación (17) impone también una condición sobre el escalar de curvatura  $R$  en función del

factor de escala dada por

$$R = -6 \left( \dot{H} + 2H^2 + \frac{k}{a^2} \right). \quad (25)$$

(II) Muestra que en la época presente, como la curvatura  $\kappa = 0$  y el universo es de polvo, i.e.  $p_{\text{mat}} = 0$ , entonces

$$\dot{\rho}_{\text{curv}} + 3H(1 + w_{\text{curv}})\rho_{\text{curv}} = -\frac{1}{f'(R)}(\dot{\rho}_m + 3H\rho_m) - \rho_m \frac{df'(R)}{dt}. \quad (26)$$

De aquí y utilizando la conservación de masa muestra que

$$\dot{\rho}_{\text{curv}} + 3H(1 + w_{\text{curv}})\rho_{\text{curv}} = 3H_0^2 \Omega_M (1+z)^3 \times \frac{\dot{R}f''(R)}{[f'(R)]^2}. \quad (27)$$

en donde  $\Omega_M$  es el parámetro de densidad de masa (cf. examen de clase).

(III) Utilizando las ecuaciones (20) y (21) muestra que

$$\dot{H} + \frac{1}{2} \left[ \frac{\rho_m}{f'(R)} + (1 + w_{\text{curv}})\rho_{\text{curv}} \right] = 0,$$

para así obtener

$$\dot{H} = -\frac{1}{2f'(R)} \left\{ 3H_0^2 \Omega_M (1+z)^3 + \ddot{R}f''(R) + \dot{R} \left[ \dot{R}f'''(R) - Hf''(R) \right] \right\}. \quad (28)$$

(IV) Muestra que  $d/dt = -(1+z)Hd/dz$  para así concluir que la ecuación (28) toma la forma

$$\mathcal{H}_3(z) \frac{d^3 f}{dz^3} + \mathcal{H}_2(z) \frac{d^2 f}{dz^2} + \mathcal{H}_1(z) \frac{df}{dz} = -3H_0^2 \Omega_M (1+z)^3 \quad (29)$$

con:

$$\mathcal{H}_1 = \dot{R}^2 \left( \frac{dR}{dz} \right)^{-4} \left[ 3 \left( \frac{dR}{dz} \right)^{-1} \left( \frac{d^2R}{dz^2} \right)^2 - \frac{d^3R}{dz^3} \right] - (\ddot{R} - \dot{R}H) \left( \frac{dR}{dz} \right)^{-3} \frac{d^2R}{dz^2} - 2(1+z)H \frac{dH}{dz} \left( \frac{dR}{dz} \right)^{-1}, \quad (30)$$

$$\mathcal{H}_2 = (\ddot{R} - \dot{R}H) \left( \frac{dR}{dz} \right)^{-2} - 3\dot{R}^2 \left( \frac{dR}{dz} \right)^{-4} \frac{d^2R}{dz^2}, \quad (31)$$

$$\mathcal{H}_3 = \dot{R}^2 \left( \frac{dR}{dz} \right)^{-3}. \quad (32)$$

(v) Muestra con ayuda de la ecuación (25) que

$$\frac{dR}{dz} = -6 \left\{ -(1+z) \left( \frac{dH}{dz} \right)^2 + H \left[ 3 \frac{dH}{dz} - (1+z) \frac{d^2H}{dz^2} \right] \right\}, \quad (33)$$

$$\ddot{R} - \dot{R}H = 6(1+z)H^2 \left\{ 3(1+z)^2 \frac{dH}{dz} \frac{d^2H}{dz^2} + H \left[ (1+z)^2 \frac{d^3H}{dz^3} - 6 \frac{dH}{dz} \right] \right\}. \quad (34)$$

Para conocer el valor de la función  $f(R)$  cosmológica que funciona como energía oscura, basta con sustituir las ecuaciones (33)-(34) en la ecuación (29) para así obtener una ecuación diferencial para  $f(R(z))$  en función de la forma observacional que tenga la constante de Hubble  $H(z)$ .

(VI) Muestra que si  $f(R) = R^n$  -ley de potencias, y que cuando  $n = 3/2$  como lo demostraste en la segunda pregunta del examen en clase, entonces para la época actual, dominada por polvo y con curvatura negativa se obtiene una expansión acelerada en el universo actual. De hecho, el diagrama de Hubble puede explicarse con las observaciones actuales de manera muy precisa cuando  $n = 3/2$ .

(3) Consideremos el flujo de gas (acreción) que cae hacia una masa central  $m$ . La métrica del espacio tiempo producida por esta masa central es la métrica de Schwarzschild que en este caso toma la forma

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = (1 - 2m/r) dt^2 - (1 - 2m/r)^{-1} dr^2 - r^2 d\Omega^2. \quad (35)$$

Cuando las ecuaciones de la hidrodinámica se tienen que escribir en la presencia de un campo gravitacional significativo hay que reemplazar algunas derivadas ordinarias en las ecuaciones de movimiento por derivadas covariantes. La ecuación de continuidad, la ecuación de Euler y la ecuación de conservación de la entropía se escriben respectivamente de la siguiente manera

$$n^\mu{}_{;\mu} = 0 \quad (36)$$

$$\omega u^\mu u_{\nu;\mu} = \frac{\partial p}{\partial x^\nu} - u_\nu u^\mu \frac{\partial p}{\partial x^\mu} \quad (37)$$

$$(\sigma u^\alpha)_{;\alpha} = 0. \quad (38)$$

Las dos últimas relaciones se obtienen de pedir que la divergencia generalizada del tensor de energía-momento  $T_{\mu\nu}$  sea nula, es decir,

$$T^\mu{}_{\nu;\mu} = 0. \quad (39)$$

- (a) Muestra que a partir de la ecuación (39) se obtienen las ecuaciones (37) y (38). Demuestra adicionalmente la ecuación de continuidad (36).
- (b) Muestra que en el caso de un flujo de acreción estacionario ( $\partial/\partial t = 0$ ), la ecuación (36) y la ecuación (39) implican que

$$(u^0)^2 = \frac{1}{1 - 2m/r} \left( 1 + \frac{\vartheta^2}{1 - 2m/r} \right), \quad (40)$$

$$\frac{d}{dr} (r^2 n \vartheta) = 0, \quad (41)$$

$$\frac{d}{dr} \left\{ r^2 (e + p) \vartheta \sqrt{1 - 2m/r + \vartheta^2} \right\} = 0. \quad (42)$$

$$\vartheta \frac{d\vartheta}{dr} = -\frac{dp}{dr} \frac{1 - 2m/r + \vartheta^2}{e + p} - \frac{m}{r^2}, \quad (43)$$

en donde  $\vartheta := u^1 = dr/ds$ .

$$(44)$$

(c) Muestra con lo anterior que

$$\frac{1}{n^2} (e + p)^2 \left(1 - 2\frac{m}{r} + \vartheta^2\right) = \text{const} := E. \quad (45)$$

$$n \frac{de}{dn} - e - p = 0. \quad (46)$$

Compara la ecuación (46) con la primera ley de la termodinámica. ¿Qué diferencias y similitudes observas?

(d) Muestra que la velocidad  $\vartheta$  satisface la ecuación diferencial

$$\frac{dr}{r} \left\{ 2\Omega^2 - \frac{m}{r(1 - 2m/r + \vartheta^2)} \right\} + \frac{d\vartheta}{\vartheta} \left\{ \Omega^2 - \frac{\vartheta^2}{1 - 2m/r + \vartheta^2} \right\} = 0, \quad (47)$$

en donde

$$\Omega^2 := \frac{d \ln(e + p)}{d \ln n} - 1. \quad (48)$$

Si alguno de los factores dentro de las llaves de la ecuación (47) se anula, entonces las soluciones son multivaluadas para  $r$  o  $\vartheta$ . Para que el flujo en acreción alcance el centro es necesario que la velocidad se incremente monótonicamente hacia el centro de la configuración. Muestra entonces que los puntos críticos están dados por

$$\vartheta_c^2 = m/2r_c, \quad \Omega_c^2 = \frac{\vartheta_c^2}{1 - 3\vartheta_c^2}. \quad (49)$$

Finalmente muestra que el punto crítico se encuentra a un radio mayor al radio de Schwarzschild.

(e) Considera que el gas en acreción es un gas politrópico cuya ecuación de estado es  $p \propto n^\kappa \propto nT$ .

(i) Supongamos que  $\kappa = 4/3$  y que la temperatura  $T_\infty$  evaluada en infinito (en donde  $\vartheta_\infty = 0$ ) es diferente de cero. Muestra entonces que

$$T_c \approx 2T_\infty, \quad T_s \approx \frac{\sqrt{6}}{4} \left(\frac{m}{r_s}\right)^{2/3} T_\infty^{1/2}, \quad (50)$$

en donde  $T_s$  y  $T_c$  representan valores de la temperatura evaluados en el

radio de Schwarzschild y en el punto crítico respectivamente. Para mostrar la segunda relación de la ecuación (50) asume que la temperatura  $T_S$  evaluada al radio de Schwarzschild es tal que  $T_S \ll 1$ .

(II) Considera que  $\kappa = 5/3$  y muestra que

$$T_S \approx 0.3 \left( \frac{m}{r_S} \right)^{4/3}, \quad u_c^4 \approx \frac{20}{27} T_\infty. \quad (51)$$

(f) Una manera alternativa de llegar a la ecuación (47) es la siguiente. En relatividad general se dice que un campo es estático si el cuerpo que produce el campo se encuentra fijo en el sistema de referencia en el cual el tensor métrico  $g_{\mu\nu}$  no depende de la componente temporal  $x^0$ . De esta manera, como ambas direcciones del tiempo son equivalentes entonces puede escogerse un sistema de referencia en el cual el intervalo  $ds$  no varíe cuando se cambie el signo de  $x^0$  y por lo tanto  $g_{0\alpha} = 0$  para dicho campo. Muestra que cuando la tres velocidad del fluido es cero entonces la cuatro-velocidad  $u^\alpha := dx^\alpha/ds$  satisface:

$$u^\alpha = 0, \quad u^0 = 1/\sqrt{g_{00}}. \quad (52)$$

Define la velocidad  $v^k = dx^k/d\tau$  y muestra que  $v^k = dx^k/\sqrt{g_{00}}dx^0$ . Con esto muestra que la cuatro velocidad  $u^\mu$  es tal que

$$u^0 = \gamma/\sqrt{g_{00}}, \quad \text{y} \quad u^k = \gamma v^k, \quad (53)$$

con  $\gamma^{-2} := 1 - v^2$ . Con esto muestra que si el flujo es además adiabático entonces la componente temporal de la ecuación de Euler (ecuación (2) del examen en clase) puede simplificarse enormemente para dar:

$$\gamma v \cdot \nabla \left( \frac{w}{n} \gamma \sqrt{g_{00}} \right) = 0, \quad (54)$$

y por lo tanto la ecuación de Bernoulli en relatividad general toma la forma

$$\frac{w}{n} \gamma \sqrt{g_{00}} = \text{const.} \quad (55)$$

sobre una línea de corriente.

- (g) Muestra que en el límite de campo débil la ecuación (55) converge a la ecuación de Bernoulli en relatividad especial.
- (h) Considera ahora un flujo simétricamente esférico que es acretado hacia un agujero negro de Schwarzschild. Muestra utilizando la ecuación de continuidad que

$$n u r^2 = \text{const.}, \quad (56)$$

en donde  $u$  es la componente radial de la cuatro velocidad  $u^\mu$ . También muestra que

$$u_0 = \left(1 - \frac{2M}{r} + u^2\right)^{1/2}. \quad (57)$$

Con esto y utilizando la ecuación de Bernoulli (55) muestra que

$$\left(\frac{p+e}{n}\right)^2 \left(1 - \frac{2M}{r} + u^2\right) = \text{const.} \quad (58)$$

Las ecuaciones (56) y (58) representan las integrales de movimiento para un flujo de acreción con simetría esférica hacia un agujero negro de Schwarzschild. Con esto deriva directamente la relación (47).

- (4) Considera un plasma astrofísico que se mueve de manera relativista, en ausencia de campos gravitacionales. Al igual que en hidrodinámica Newtoniana, es posible que existan ciertas discontinuidades en el flujo del plasma.

- (i) Muestra que si  $x$  es la dirección ortogonal a la superficie de discontinuidad la cual corresponde a una onda de choque, entonces la ecuación de continuidad y la nulidad de la divergencia del tensor de energía-momento implican que los flujos de número de partículas, momento y energía sean conservados, es decir,

$$[n u^x] = 0, \quad [T^{xx}] = [w(u^x)^2 + p] = 0, \quad [T^{0x}] = [w u^0 u^x] = 0. \quad (59)$$

Los corchetes  $[a]$  aplicados a la cantidad física  $a$  significan  $[a] := a_2 - a_1$ , y los subíndices 1, 2 se refieren a flujo pre y post-choque respectivamente. Utilizando

la ecuación (59) muestra que en el sistema de referencia de la onda de choque

$$\beta_1 \gamma_1 / V_1 = \beta_2 \gamma_2 / V_2, \quad (60)$$

$$w_1 \beta_1^2 \gamma_1^2 + p_1 = w_2 \beta_2^2 \gamma_2^2 + p_2, \quad (61)$$

$$w_1 \beta_1 \gamma_1^2 = w_2 \beta_2 \gamma_2^2, \quad (62)$$

con  $V_{1,2} := 1/n_{1,2}$  los volúmenes por partícula y  $\gamma_{1,2}$  los correspondientes factores de Lorentz para las velocidades  $\beta_{1,2}$ . Muestra además que las ecuaciones (60)-(62) convergen a las ecuaciones (33.4)-(33.6) del libro del curso en el límite no-relativista.

Las ecuaciones anteriores se conocen como las condiciones de salto de Taub. Lo que ahora sigue es calcular estas condiciones de salto en un sistema de referencia arbitrario.

- (II) Muestra que para flujo unidimensional la nulidad de la divergencia del tensor de energía momento implica la conservación de energía ( $\partial T^{0\alpha} / \partial x^\alpha = 0$ ) y la ecuación de conservación de momento ( $\partial T^{1\alpha} / \partial x^\alpha = 0$ ), es decir

$$\frac{\partial}{\partial t} \left\{ \beta \frac{p + \epsilon + \rho}{1 - \beta^2} \right\} + \frac{1}{r^k} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r^k \frac{p + \beta^2(\epsilon + \rho)}{1 - \beta^2} \right\} - \frac{kp}{r} = 0, \quad (63)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{\epsilon + \beta^2 p + \rho[1 - \sqrt{1 - \beta^2}]}{1 - \beta^2} \right\} + \frac{1}{r^k} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r^k \beta \frac{p + \epsilon + \rho[1 - \sqrt{1 - \beta^2}]}{1 - \beta^2} \right\} = 0, \quad (64)$$

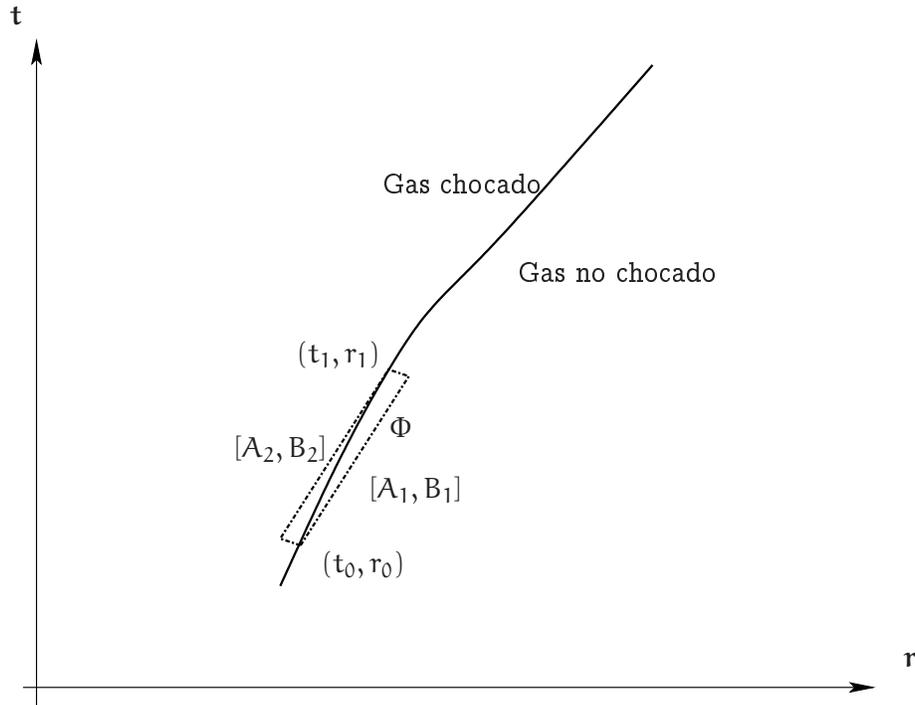
donde la densidad de masa  $\rho := mn$  y  $e := \rho + \epsilon$ , con  $\epsilon$  la densidad de energía interna. Muestra también que la ecuación de continuidad puede escribirse como

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\rho}{\sqrt{1 - \beta^2}} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r^k} \left\{ r^k \beta \frac{\rho}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right\} = 0, \quad (65)$$

con  $k = 0, 1, 2$  dependiendo si la simetría del problema es plana, cilíndrica o esférica.

Las tres ecuaciones anteriores pueden escribirse como

$$\frac{\partial}{\partial t} (r^k A) + \frac{\partial}{\partial r} (r^k B) + C = 0, \quad (66)$$



**Figura 1:** La figura muestra la línea de universo de una onda de choque. La hipersuperficie  $\phi$  es elegida de tal forma que su espesor y su altura tiendan a cero para poder relacionar los lados 1 y 2 del flujo antes y después del choque.

con  $A$  y  $B$  funciones que dependen de la coordenada  $r$  y el tiempo  $t$ .

- (III) Integra la ecuación (66) sobre la hipersuperficie  $\Phi$  que se muestra en la figura 1 y muestra con ayuda del teorema de Stokes que

$$\oint_{\partial\Phi} (r^k A dr - r^k B d\tau) + \iint_{\Phi} C d\tau dr = 0. \quad (67)$$

De aquí muestra que como  $dr$  y  $d\tau$  son cantidades de primer orden, entonces la ecuación sobre la hipersuperficie  $\phi$  es despreciable en comparación con la de su frontera  $\partial\phi$ . Demuestra además que cuando el volumen de integración tiende a cero entonces la coordenada  $r$  permanece constante a lo largo de cada segmento

de integración y por lo tanto

$$\oint_{\partial\Phi} (-A dr + B d\tau) \approx -[A_1(r_1 - r_0) - A_2(r_1 - r_0)] + B_1(\tau_1 - \tau_0) - B_2(\tau_1 - \tau_0) = 0. \quad (68)$$

Con esto muestra entonces que

$$\beta_s[A] = [B], \quad (69)$$

en donde la velocidad de la onda de choque  $\beta_s := (r_1 - r_0) / (t_1 - t_0)$  y como antes  $[\zeta] := \zeta_2 - \zeta_1$ . Muestra con todo esto que las condiciones de salto de Taub escritas en cualquier sistema de referencia están entonces dadas por

$$\beta_s \left[ \beta \frac{p + \epsilon + \rho}{1 - \beta^2} \right] = \left[ \frac{p + \beta^2(\epsilon + \rho)}{1 - \beta^2} \right], \quad (70)$$

$$\beta_s \left[ \frac{\epsilon + \beta^2 p + \rho [1 - \sqrt{1 - \beta^2}]}{1 - \beta^2} \right] = \left[ \beta \frac{p + \epsilon + \rho [1 - \sqrt{1 - \beta^2}]}{1 - \beta^2} \right], \quad (71)$$

$$\beta_s \left[ \frac{\rho}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right] = \left[ \beta \frac{\rho}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right]. \quad (72)$$

- (iv) Solo para este inciso y el siguiente, supongamos que el flujo es altamente relativistay por lo tanto el factor de Lorentz  $\gamma$  asociado a cualquier velocidad (pre y post choque, así como el de la onda de choque) satisface:

$$\gamma^2 := \frac{1}{1 - \beta^2} = \frac{1}{(1 + \beta)(1 - \beta)} \approx \frac{1}{2(1 - \beta)}. \quad (73)$$

Sustituye esta relación para cada una de las velocidades  $\beta$  que aparecen en la ecuación (72) y encuentra una relación para la densidad de masa  $\rho$  en función de  $\rho_1$  y los factores de Lorentz de las velocidades  $\beta_1$ ,  $\beta_2$  y  $\beta_s$ . En la relación final que obtengas recuerda que los factores de Lorentz son grandes y que las velocidades  $\beta$  son cercanas a 1, es decir, tu resultado tiene que ser obtenido de forma aproximada con estas consideraciones.

- (v) Considera las suposiciones del inciso anterior. En el caso de choque extremada-

mente fuerte, resulta que (no lo demuestres):

$$\gamma_1^2 = \frac{3}{4} \frac{p_2}{p_1} \gamma_2^2. \quad (74)$$

Sustituye ésta ecuación en la relación final que obtuviste del inciso anterior y obten una relación entre las densidades de masa y presiones de ambos lados del choque. Considera además que el el gas (pre y post choque) son politrópicos de tal manera que  $P \propto \rho^{4/3}$ . Con esto último y lo que has calculado, obtén una ecuación final que relacione las presiones pre y post choque en función de algunos factores de Lorentz.

- (vi) De ahora en adelante escogeremos un sistema de referencia en el cual el gas pre-choque esté en reposo y por lo tanto  $\beta_1 = 0$ . Escribe explícitamente las relaciones de Taub en este sistema de referencia y muestra que

$$\beta_s - \beta_2 = \frac{\beta_2 (1 - (\beta_2)^2)}{(\beta_2)^2 p_2 + \epsilon_2 + \rho_2 \left\{ 1 - \sqrt{1 - (\beta_2)^2} \right\} - \epsilon_1 (1 - (\beta_2)^2)}, \quad (75)$$

$$\epsilon_2 = \rho_2 \{\gamma_2 - 1\} + \frac{\beta_s \epsilon_1 + \beta_2 p_1}{\beta_s - \beta_2}, \quad (76)$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\beta_s}{\beta_s - \beta_2} \frac{1}{\gamma_2} = \gamma_2 \left\{ \frac{p_2 + \epsilon_2}{p_2 + \epsilon_1} \right\} + \left\{ \frac{\rho_2}{p_2 + \epsilon_1} (\gamma_2 - 1) \right\}. \quad (77)$$

Con esto muestra que la condición de brinco para la densidad de energía está dada por

$$e_2 = \rho_2 \gamma_2 + \frac{\rho_2}{\rho_1} \gamma_2 \epsilon_1 + \frac{\rho_2}{\rho_1} p_1 \frac{\beta_2}{\beta_s} \gamma_2, \quad (78)$$

y por tanto la energía por unidad de masa inmediatamente después del choque es entonces

$$\frac{e_2}{\rho_2} = \frac{\gamma_2}{\rho_1} \left\{ \epsilon_1 + p_1 \frac{\beta_2}{\beta_s} \right\}. \quad (79)$$

- (vii) En lo subsecuente trabajaremos únicamente con una onda de choque fuerte, para la cual las cantidades  $p_1$  y  $\epsilon_1$  son pequeñas en comparación con  $p_2$  y  $e_2$ . Muestra

que para este caso

$$\epsilon_2 = \rho_2 c^2 (\gamma_2 - 1). \quad (80)$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{1}{\beta_2} \{\gamma_2(p_2 + \epsilon_2) + \epsilon_2\}. \quad (81)$$

Además evalúa estas relaciones para un gas politrópico tal que  $p = (\kappa - 1)\epsilon$  y encuentra que

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \gamma_2 \frac{\kappa}{\kappa - 1} + \frac{1}{\kappa - 1}, \quad (82)$$

$$\Gamma_s = \frac{\gamma_2}{\sqrt{1 - 2(\kappa - 1)/\kappa}}, \quad (83)$$

En donde el  $\Gamma_s$  representa el factor de Lorentz de la onda de choque y  $\gamma$  el del flujo pre-choque. ¡¡¡Nota que la densidad post-choque no tiende a una constante en el caso de choques fuertes, como sucede en el caso Newtoniano (cf. ecuación (33.7) del libro del curso)!!!