"Aspin Bubbles" y la deflexión gravitatoria

Yoël Lana-Renault
Departamento de Física Teórica
Universidad de Zaragoza. 50009 Zaragoza, Spain
e-mail: yoelclaude@telefonica.net
web: www.yoel-lana-renault.es

Abstract. Basándonos en la teoría de "Aspin Bubbles", proponemos una función velocidad *v(r)* para la luz que depende exclusivamente de la gravedad *g(r)* existente en cada punto *P(r)* del espacio y con la que, aplicando las leyes de la refracción, conseguimos las deflexiones gravitatorias de la luz medidas hasta el momento.

Key words: Aspin Bubbles, anharmonic waves, gravitational lens.

I. Introducción

La teoría "Aspin Bubbles" (Lana-Renault 2006)[1], de ahora en adelante **AB**, nos demuestra que el campo gravitatorio de una masa *M* es posiblemente una consecuencia de la superposición de las ondas anarmónicas que emiten cada uno de sus componentes últimos (tones), y que de la interacción mecánica de todas estas ondas con cada uno de los constituyentes últimos de otra masa *m* nos produce la fuerza de la gravedad.

Por otra parte, **AB** predice que la refracción de la luz en un medio se produce realmente en el espacio *"no ocupado"* por los constituyentes últimos del medio. Considera que dicho espacio está enrarecido por la superposición de las ondas anarmónicas que emiten cada uno de sus constituyentes y que a mayor enrarecimiento del espacio, la velocidad de la luz que lo atraviesa es menor.

Uniendo estos dos conceptos, entendemos que la deflexión gravitatoria sea simplemente una refracción de la luz producido por los campos gravitatorios.

II. Hipótesis fundamentales

Para que la luz se refracte, proponemos que su velocidad varíe en el espacio dependiendo en todo momento del enrarecimiento del espacio (éter) producido por las ondas anarmónicas que lo atraviesan, y cuyo valor será cuantificado por la gravedad "escalar" (suma de los valores absolutos de las intensidades de los campos gravitatorios) existente en dicho espacio).

De manera general, si *P(r)* representa un punto cualquiera del espacio a una distancia *r* del centro de un astro de masa *M*, supondremos:

1.- *Que la velocidad de la luz en cada punto P(r) de su trayectoria viene dada por la fórmula fundamental*

$$v(r)=\frac{A\cdot c}{\sqrt{A^2+\chi(r)}} \tag{1}$$

donde A es una constante a determinar, $\chi(r)$ *es una función adimensional cuantificada por la gravedad "escalar"* $g(r)$ *existente en dicho punto, y c es la velocidad de la luz en el infinito, donde consideramos que el espacio ya no está enrarecido por las ondas, es decir, donde la gravedad es cero.*

Para el caso hipotético de un solo astro de masa M tendremos que

$$\chi(r)=g(r)=\frac{GM}{r^2}=\frac{B}{r^2} \tag{2}$$

siendo $B=GM$, y G la constante universal de gravitación. Para $r=\infty$, obtenemos $\chi(\infty)=g(\infty)=0$ y $v(\infty)=c$.

2.- *Que las trayectorias de la luz satisfacen las leyes de la refracción.*

Por consiguiente, para cada punto *P(r)* de la trayectoria, a través del cual el rayo de luz pasa con velocidad *v(r)*, con un ángulo de incidencia *I(r)* con respecto al radio $r=\overline{OP}$ (ver figura 1), la ley de la refracción viene expresada por la relación

$$\alpha=\frac{r\sin I}{v}=const. \;, \tag{3}$$

donde α es una constante de la trayectoria.

III. Trayectorias de la luz

Consideremos la trayectoria de un rayo de luz $\widetilde{EQPP'T}$ procedente de una estrella lejana E que pasa cerca de nuestro Sol y que llega a la Tierra (ver figura 1), referida a las coordenadas polares (r,Δ). A Δ, la llamaremos distancia angular recorrida por la luz. El radio $R=\overline{OQ}$ será perpendicular a la trayectoria y el radio $d=\overline{OT}$ será la distancia del Sol a la Tierra.

Además, para una mayor simplicidad en el cálculo de la trayectoria, despreciaremos a lo largo de toda ella, la gravedad de la Tierra frente a la del Sol.

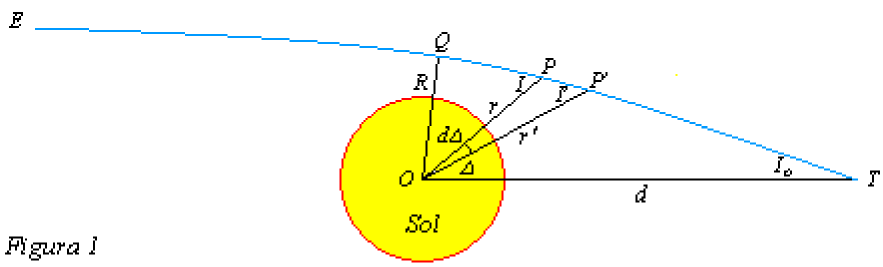


Figura 1

En todos los puntos se cumplirá la ley de la refracción, y especialmente en los puntos Q, P, P' y T tal que

$$\frac{R\sin 90}{v(R)} = \frac{R}{v(R)} = \frac{r\sin I}{v(r)} = \frac{r'\sin I'}{v(r')} = \frac{d\sin I_0}{v(d)} = \alpha \quad , \qquad (4)$$

y cualquier elemento de arco $ds = \overset{\frown}{PP'}$ de la trayectoria cumplirá la relación diferencial siguiente:

$$\tan I = -\frac{r \cdot d\Delta}{dr} \qquad (5)$$

Para resolver esta ecuación diferencial tenemos que hallar primero $\tan I$ en función de las características principales de la trayectoria, es decir, de su constante α y de su distancia R mas cercana al Sol. Para ello procederemos de la siguiente forma:

Despejamos *v(r)* de las ecuaciones (3) ó (4) y la igualamos a (1) sustituyendo (2)

$$v(r) = \frac{r\sin I}{\alpha} = \frac{Ac}{\sqrt{A^2 + \frac{B}{r^2}}} \qquad (6)$$

Elevamos al cuadrado y simplificamos

$$\sin^2 I = \frac{A^2c^2\alpha^2}{B + A^2r^2} \qquad (7)$$

Si ahora introducimos las características del punto Q, $I = 90^{\circ}$ y $r = R$, obtenemos

$$A^2c^2\alpha^2 = B + A^2R^2 \qquad (8)$$

luego (7) queda finalmente como

$$\sin^2 I = \frac{B + A^2R^2}{B + A^2r^2} \qquad (9)$$

por lo que $\tan^2 I = \dfrac{\sin^2 I}{1 - \sin^2 I} = \dfrac{\alpha^2c^2}{r^2 - R^2}$ y $\tan I = \dfrac{\alpha \cdot c}{\sqrt{r^2 - R^2}}$ (10)

Finalmente, sustituyendo esta expresión en (5) resulta

$$d\Delta = \frac{-\alpha \cdot c}{r\sqrt{r^2 - R^2}}\, dr \qquad (11)$$

que podemos integrar fácilmente

$$\Delta = \int \frac{-\alpha \cdot c}{r\sqrt{r^2 - R^2}} dr = \frac{\alpha \cdot c}{R} \arcsin \frac{R}{r} + const. \tag{12}$$

Para calcular su constante, basta observar en la figura que cuando $r = d$, su $\Delta = 0$, por lo que

$$const. = -\frac{\alpha \cdot c}{R} \arcsin \frac{R}{d} \tag{13}$$

obteniendo al final que la distancia angular recorrida por la luz es:

$$\Delta(r) = \frac{\alpha \cdot c}{R} \left(\arcsin \frac{R}{r} - \arcsin \frac{R}{d} \right) \tag{14}$$

Esta distancia angular sólo es válida para distancias *r* entre la mínima al Sol y la Tierra $(R \le r \le d)$.

Para distancias *r* más allá de la distancia mínima al Sol $(R \le r \le \infty)$ debemos transformar la distancia angular (14) de la siguiente forma:

$$\frac{\Delta \cdot R}{\alpha \cdot c} + \arcsin \frac{R}{d} = \arcsin \frac{R}{r} \quad , \tag{15}$$

tomando ahora senos y utilizando la propiedad $\sin\phi = \sin(\pi - \phi)$ obtenemos

$$\sin\left(\frac{\Delta \cdot R}{\alpha \cdot c} + \arcsin \frac{R}{d} \right) = \frac{R}{r} = \sin\left[\pi - \left(\frac{\Delta \cdot R}{\alpha \cdot c} + \arcsin \frac{R}{d} \right) \right] \tag{16}$$

y deshaciendo este cambio, se obtiene finalmente para distancias $R \le r \le \infty$ que:

$$\Delta(r) = \frac{\alpha \cdot c}{R} \left(\pi - \arcsin \frac{R}{d} - \arcsin \frac{R}{r} \right) \tag{17}$$

Para el punto *Q* de la trayectoria más cercano al Sol en donde $r = R$, obtenemos de (14) ó (17) que:

$$\Delta_R = \Delta(R) = \frac{\alpha \cdot c}{R} \left(\frac{\pi}{2} - \arcsin \frac{R}{d} \right) \quad , \tag{18}$$

y para una distancia infinita, $r = \infty$, de (17) se obtiene que:

$$\Delta_\infty = \Delta(\infty) = \frac{\alpha \cdot c}{R} \left(\pi - \arcsin \frac{R}{d} \right) \quad . \tag{19}$$

Si queremos calcular la distancia *r* en función de una distancia angular Δ cualquiera, basta despejar *r* de (16). Se obtiene:

$$r(\Delta) = R \csc\left(\frac{\Delta \cdot R}{\alpha \cdot c} + \arcsin \frac{R}{d} \right) \tag{20}$$

IV. Deflexión gravitatoria

En líneas generales, para calcular una deflexión gravitatoria δ, producida por una masa cualquiera *M*, de un rayo de luz procedente de una estrella lejana en su posición real *E*, y que nosotros visualizamos en la Tierra en una posición virtual *E'* con un ángulo de observación I_0 (ver figura 2), tendremos que operar de la siguiente forma:

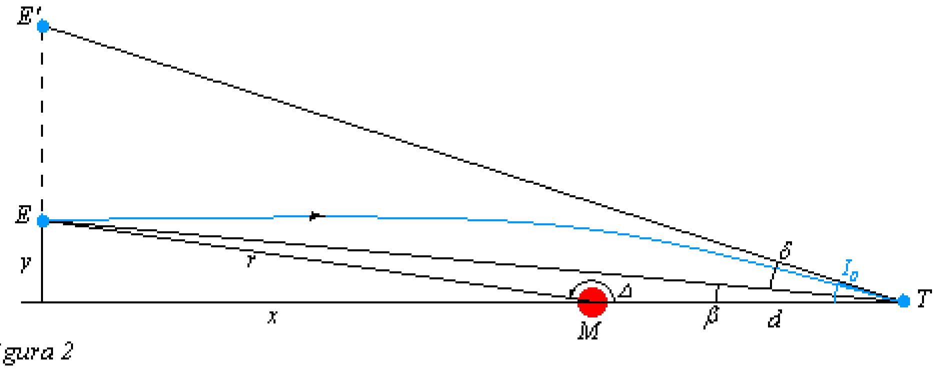


Figura 2

Empezamos por calcular las coordenadas cartesianas (x, y) de la posición real *E* de la estrella en función de las coordenadas polares (r, Δ), $x = r\cos\Delta$ e $y = r\sin\Delta$. A continuación, calculamos su inclinación $\beta = \arctan\dfrac{y}{|x-d|}$ y tendremos dos situaciones:

a) para distancias $x - d \le 0$, la deflexión gravitatoria δ será:

$$\delta = I_0 - \beta \tag{21}$$

donde según (4), el ángulo de observación I_0 toma el valor

$$I_0 = \arcsin\frac{\alpha \cdot c_v}{d} \tag{22}$$

siendo c_v la velocidad de la luz en el vacío y en la superficie terrestre, es decir,

$$c_v = v(d) = 2{,}99792458 \cdot 10^8 m/s \tag{23}$$

b) y para distancias $x - d > 0$, la deflexión gravitatoria tomará el valor:

$$\delta = I_0 + \beta + \pi \tag{24}$$

V. Determinación de las constantes *A* y *c*

Para poder determinar los valores de la constante A y la velocidad de la luz en el infinito $v(\infty) = c$, debemos partir de un dato conocido. Sabemos que la deflexión gravitatoria que produce el Sol sobre un rayo de luz procedente de estrellas lejanas ($r > 1500$ *años luz*) y tangente a él es de $1{,}75''$ de arco. Con estos datos, procederemos de la siguiente forma:

1º.- En la superficie terrestre se cumplirá por (1) que

$$v(d-R_T)=c_v=\frac{A\cdot c}{\sqrt{A^2+g_T}} \tag{25}$$

siendo $g_T=g\left(d-R_T\right)=\frac{GM_T}{R_T^2}+\frac{GM_S}{(d-R_T)^2}$, donde M_T y M_S son las masas de la Tierra y el Sol respectivamente y R_T , el radio de la Tierra.

2º.- Despejamos de (25) el valor de *c*

$$c=c_v\sqrt{1+\frac{g_T}{A^2}} \tag{26}$$

y damos valores a *A* de tal forma que podemos calcular *c*, $v(r)$ en cada punto de la trayectoria

$$v(r)=\frac{A\cdot c}{\sqrt{A^2+\chi(r)}}=\frac{A\cdot c}{\sqrt{A^2+\frac{GM_S}{r^2}+\frac{GM_T}{\left(r-d\right)^2}}}, \tag{27}$$

y la constante α característica de cada trayectoria, $\alpha=\frac{R}{v\left(R\right)}$ según (4), en donde R es, en este caso, el radio del Sol.

3º.- A continuación hallamos la distancia angular Δ_E de la posición real de la estrella E para una distancia $r_E=1500$ *años luz*, utilizando (17).

4º.- Hallamos sus coordenadas cartesianas (x,y), su ángulo de observación I_0 y su ángulo de inclinación β.

5º.- Y finalmente la deflexión gravitatoria δ según (21).

El proceso de 2 a 5 es iterativo hasta encontrar un valor de A tal que la deflexión gravitatoria sea $1,75''$ de arco. El valor obtenido es el siguiente:

$$A=7121\pm1 \tag{28}$$

por lo que la velocidad de la luz en el infinito es:

$$v(\infty)=c=2,9979248706\cdot10^8\pm10^{-10}\,m/s \tag{29}$$

tal que $c/c_v=1,00000009694\pm3\cdot10^{-11}$.

A continuación se puede dibujar la trayectoria $r\left(\Delta\right)$ utilizando la fórmula (20) desde $\Delta=0$ hasta $\Delta=\Delta_E$.

Otros datos utilizados de entrada:

.- Constante de gravitación $G = 6,67259 \cdot 10^{-11} N \cdot m^2 \cdot kg^{-2}$

.- Radio de la Tierra $R_T = 6,371 \cdot 10^6 m$

.- Masa de la Tierra $M_T = 5,977 \cdot 10^{24} kg$

.- Radio del Sol $R_S = 6,96 \cdot 10^8 m$

.- Masa del Sol $M_S = 1,99 \cdot 10^{30} kg$

.- Distancia al Sol $d = 1,5 \cdot 10^{11} m$

Otros datos de salida:

.- Constante de la trayectoria $\alpha = 2,32161215239192$

.- Distancia angular $\Delta_E = 179,7346211223093º$

.- Ángulo de observación $I_0 = 0,265865355953574º$

.- Ángulo de inclinación $\beta = 0,265378874844856º$

VI. Diferencias con Einstein

Con estos datos de *A* y *c* podemos comprobar que la deflexión gravitatoria de $1,75''$ de arco es la misma para estrellas situadas entre una distancia de $r_E = 0.1$ *años luz* hasta r_E infinito. Para $r_E < 0.1$ *años luz*, la deflexión empieza a ser algo menor. Por ejemplo, para $r_E = 10^{-4}$ *años luz* obtenemos que $\delta = 1,51''$ de arco. Esto establece una pequeña diferencia con la fórmula genérica establecida por Einstein para la deflexión gravitatoria

$$\delta_{Einstein} = \frac{4GM}{R \cdot c_v^2} \qquad (30)$$

que da el mismo resultado para cualquier distancia r_E de la estrella al no depender ésta de dicha variable.

Otra de las diferencias es que, mientras la deflexión teórica de Einstein es directamente proporcional a la masa *M* que provoca la deflexión, en nuestro caso no es del todo así. Para masas *M* tal que $0,1 \cdot M_S < M < 1000 \cdot M_S$, la deflexión también es directamente proporcional a la masa M. Fuera de este rango, la deflexión empieza a ser un poco menor comparada con la de Einstein.

Por último, el hecho diferencial más notable se produce con los rayos de luz que no pasan tangencialmente al astro *M*, es decir, que pasan a una distancia *R* de su centro mayor que su radio. La deflexión de Einstein según (30) es inversamente proporcional a *R*, para todo astro de masa M. En nuestro caso, la deflexión que obtenemos es algo diferente. Ciñéndonos a la deflexión que produce nuestro Sol, los datos comparativos son los siguientes:

Para $\dfrac{R}{R_S} = p$ siendo R_S, el radio del Sol, obtenemos una deflexión

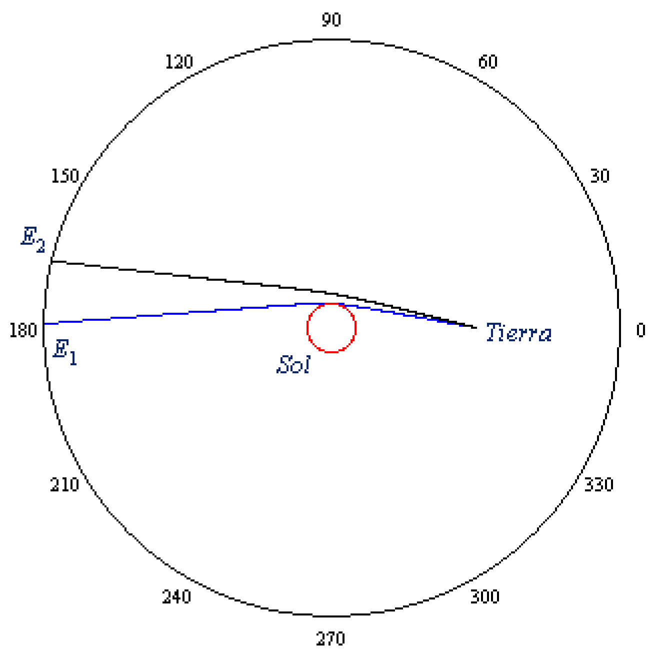
$$\delta \cong \frac{\delta\left(R_S\right)}{p^2} \tag{31}$$

mientras que con la fórmula de Einstein se obtiene una $\delta = \dfrac{\delta\left(R_S\right)}{p}$. (32)

VII. Trayectorias

Debido a que las distancias a las estrellas son desproporcionadas respecto a las de nuestro sistema solar, no podemos visualizar en una gráfica las trayectorias reales de la luz. Sin embargo, modificando la realidad, es decir, cambiando los datos de entrada y utilizando la ecuación (20), podemos representar cualquier trayectoria de luz donde se observa perfectamente su recorrido y su deflexión.

A continuación y utilizando el programa "Mathcad", representamos varias trayectorias de luz.

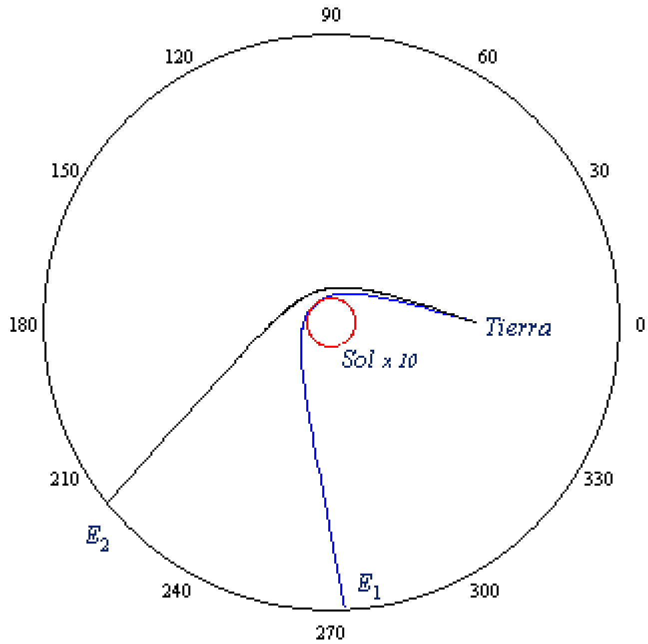


Para estas trayectorias de luz procedentes de las estrellas E_1 y E_2 hemos considerado los siguientes datos de entrada $A = 40$, $d = 6R_s$ y $r\left(E_1\right) = r\left(E_2\right) = 2d$ obteniendo:

.- Trayectoria E_1 tangente al Sol: $\alpha_1 = 2{,}499$, $I_0^1 = 10{,}33^o$, $\Delta\left(E_1\right) = 179{,}25^o$, $\beta_1 = 0{,}50^o$ resultando una deflexión gravitatoria $\delta_1 = 9{,}83^o$.

.- Trayectoria E_2 alejada del Sol tal que $p = 1{,}4$: $\alpha_2 = 3{,}371$, $I_0^2 = 14{,}00^o$, $\Delta\left(E_2\right) = 166{,}64^o$, $\beta_1 = 8{,}91^o$ resultando una deflexión gravitatoria $\delta_2 = 5{,}09^o$.

Con los mismos datos de entrada, pero considerando que el Sol tuviera una masa 10 veces mayor se obtendría lo siguiente:



.- Trayectoria E_1 tangente al Sol: $\alpha_1 = 3,725$, $I_0^1 = 15,51^o$, $\Delta(E_1) = 272,81^o$, $\beta_1 = -65,70^o$ resultando una deflexión gravitatoria $\delta_1 = 81,21^o$.

.- Trayectoria E_2 alejada del Sol tal que $p = 1,4$: $\alpha_2 = 4,334$, $I_0^2 = 18,13^o$, $\Delta(E_2) = 218,77^o$, $\beta_1 = -26,07^o$ resultando una deflexión gravitatoria $\delta_2 = 44,20^o$.

Como se puede observar en estas trayectorias de luz, éstas se curvan más si la masa *M*, provocadora de la deflexión, es mayor.

VIII. Conclusiones

Hemos demostrado que la deflexión gravitatoria se puede abordar como una simple refracción de la luz a través del espacio, y que ésta depende en todo momento de la gravedad "escalar" existente en dicho espacio. Esto nos lleva a contemplar, a partir de ahora, un índice de refracción gravitatorio n_g para cada punto *P(r)* del espacio basado en nuestra hipótesis primera. De (1) y (2) deducimos que:

$$n_g = \frac{c}{v(r)} = \sqrt{1 + \frac{g(r)}{A^2}} \qquad (33)$$

Fenómenos tales como "las lentes gravitatorias" y los "agujeros negros" pueden explicarse ahora fácilmente con esta herramienta de trabajo basado en la refracción gravitatoria de la luz.

Además, por todo lo visto, llegamos a la conclusión de que probablemente nuestro espacio no es realmente curvo, es rectilíneo o aparentemente curvilíneo provocado por los campos gravitatorios que refractan la luz.

AGRADECIMIENTOS

Deseo resaltar la amistad y el tiempo que me han brindado constantemente los Sres. D. Juan José Gascón Wingenbach[2] y D. Miguel Ángel González Rodrigo[2], que con sus aportaciones realizadas en el foro de astrofísica de Astroseti han sido en todo momento partícipes, animadores y críticos excelentes en la consecución de este trabajo.

REFERENCIAS

.- [1] Lana-Renault, Yoël (2006): *"Aspin" Bubbles: Mechanical Project for the Unification of the Forces of Nature.* Journal online APEIRON, Vol 13, No 3, July, 344-374. http://redshift.vif.com/JournalFiles/V13NO3PDF/V13N3LAN.PDF

.- [2] Lana-Renault, Yoël (2006): *Michelson-Morley, Bradley, Fizeau y "Aspin Bubbles"*. Foro de astrofísica de Astroseti http://foros.astroseti.org/viewtopic.php?t=2922

.

BIBLIOGRAFÍA

.- Lana-Renault, Yoël (2000): *Exact zero-energy solution for a new family of Anharmonic Potentials*. Revista Academia de Ciencias. Zaragoza. **55**: 103-109. http://www.telefonica.net/web2/yoelclaude/ExactzeroenergyAcadCiencias.pdf http://arxiv.org/abs/physics/0102054

.- Lana-Renault, Yoël (1998): *Modelo de constitución interna de la Tierra*. Tesis Doctoral, Dep. Física Teórica, Univ. Zaragoza, 146 pp. http://www.tesisenred.net/TESIS_UniZar/AVAILABLE/TDR-1103108-085246//TUZ_0029_lana_modelo.pdf