

# La *Teoría m* de la fuerza nuclear fuerte y las reacciones nucleares de baja energía (LENR).

por

M. W. Evans y H. Eckardt

([www.aias.us](http://www.aias.us), [www.upitec.org](http://www.upitec.org), [www.et3m.net](http://www.et3m.net), [www.archive.org](http://www.archive.org), [www.webarchive.org.uk](http://www.webarchive.org.uk))

Traducción: Alex Hill ([www.et3m.net](http://www.et3m.net))

## Resumen.

La *teoría m* de las fuerzas nucleares fuertes se desarrolla igualando la fuerza atractora del espacio  $m$  dentro del núcleo atómico, al conocido modelo de Woods Saxon (WS) de la fuerza nuclear fuerte de atracción entre protones y neutrones. Los parámetros del modelo WS se interpretan en términos de la función  $m$  y de su derivada respecto de  $r$ . La reacción nuclear de baja energía de dos partículas tales como  $p$  y  ${}^{64}\text{Ni}$  fuera del núcleo se vuelve posible bajo la condición en la que la fuerza de atracción  $m$  entre ellas se dispara al infinito y excede la repulsión coulombica (la barrera de Coulomb). El complejo  ${}^{64}\text{Ni-p}$  resultante es inestable y se descompone a  ${}^{63}\text{Cu}$  y libera mega electrón-voltios de energía, junto con otras partículas como productos.

*Palabras clave:* teoría de campo unificado ECE, *teoría m* de la fuerza nuclear fuerte y LENR.

## 1. Introducción.

En documentos inmediatamente precedentes de esta serie [1-41], se ha desarrollado la mecánica clásica y la mecánica cuántica en el espacio con simetría esférica más general, denotada como espacio  $m$ , lo cual resultó en muchos avances de importancia (UFT415 - UFT430). Se ha denominado a esta teoría como "teoría  $m$ ". En la Sección 2 de este documento se aplica la *teoría  $m$*  a la fuerza nuclear fuerte que mantiene unidos a los protones y neutrones de un núcleo atómico, y que excede la fuerza repulsora que existe entre protones en un núcleo estable. También se aplica la *teoría  $m$*  a la reacción nuclear de baja energía entre un protón y un núcleo de  $^{64}\text{Ni}$ . En la vecindad del núcleo, la ubicua fuerza  $m$  de atracción puede dispararse hacia el infinito, bajo circunstancias definidas en documentos inmediatamente precedentes, con lo cual supera ampliamente a la barrera de Coulomb. El complejo de  $^{64}\text{Ni-p}$  es inestable y se transmuta a  $^{63}\text{Cu}$ , y libera mega electrón-voltios de energía y otros productos de descomposición. La energía aparece bajo la forma de calor e intensa radiación visible y ultravioleta, el espectro de emisión de banda ancha del vapor de  $^{64}\text{Ni}$ . En la Sección 3 de este documento se desarrollan los resultados principales mediante álgebra computacional y representaciones gráficas.

Este documento constituye una breve sinopsis de extensos cálculos que se incluyen en las Notas de Acompañamiento UFT431. La Nota 431(1) desarrolla el dualismo onda partícula de la ecuación de energía de la *teoría  $m$* , y expresa  $m(r)$  en términos de la conocida ecuación de onda ECE. La Nota 431(2) desarrolla una nueva expresión para la energía del espacio  $m$ . Las Notas 431(3) a 431(5) desarrollan la *teoría  $m$*  para reacciones nucleares de baja energía, empleando para ello el concepto enteramente nuevo de la fuerza atractiva de la *teoría  $m$*  y su habilidad para volverse infinita bajo condiciones bien definidas. Esta sintonización de la fuerza  $m$  se logra por experimentación, diseñando las condiciones bajo las cuales se puede llevar a cabo la LENR (*iniciales de Low Energy Nuclear Reaction*, o Reacción Nuclear de Baja Energía en castellano). Finalmente, la Nota 431(6) desarrolla la *teoría  $m$*  de la fuerza nuclear fuerte entre protones y neutrones, al igualar la fuerza  $m$  de atracción con el modelo de Woods Saxon (WS) de la fuerza nuclear fuerte de atracción.

## 2. La fuerza atractora debida al espacio $m$ .

Esta fuerza covariante generalizada es totalmente nueva en el mundo de la física, y constituye un descubrimiento de la teoría ECE de campo unificado covariante generalizada [1-41]. Se mostró en UFT427 que es:

$$F = - \frac{dw(r)}{dr} \left( \frac{w(r)^{1/2}}{2w(r) - r \frac{dw(r)}{dr}} \right) E \quad (1)$$

donde  $E$  es la energía en el espacio  $m$ , definida por:

$$E^2 = c^2 p^2 + w(r) m^2 c^4 \quad (2)$$

Aquí,  $m(r)$  se define mediante el elemento lineal infinitesimal del espacio con simetría esférica más general. En el espacio de Minkowski de la relatividad restringida es igual a la unidad, en cuyo caso la Ec. (2) se reduce a la conocida ecuación de energía de Einstein:

$$E^2 = c^2 p^2 + m^2 c^4 \quad (3)$$

Aquí,  $p$  es el momento relativista. Como se muestra en la Nota 431(1), la cuantización de Schroedinger de la Ec. (2):

$$E = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}, \quad \underline{p} = -i\hbar \underline{\nabla} \quad (4)$$

conduce a la ecuación de onda de d'Alembert:

$$\left( \square + m(r) \left( \frac{mc}{\hbar} \right)^2 \right) \psi = 0 \quad (5)$$

y una comparación con la ecuación de onda ECE [1-41] muestra que:

$$m(r) = -\frac{\hbar}{mc} q_a^{\nu} \gamma^{\mu} \left( \omega_{\mu\nu}^a - \Gamma_{\mu\nu}^a \right) \quad (6)$$

donde  $q_a^{\nu}$  es la inversa de la tétrada,  $\omega_{\mu\nu}^a$  es la conexión de espín de Cartan y  $\Gamma_{\mu\nu}^a$  es la conexión gamma. Por lo tanto,  $m(r)$  es una propiedad de la geometría.

Si la partícula de masa  $m$  se encuentra en reposo, entonces:

$$E_0 = m(r)^{1/2} mc^2 \quad (7)$$

y la fuerza de atracción debida al espacio  $m$  es:

$$F_0 = -\frac{dm(r)}{dr} \left( \frac{m(r)^{1/2}}{2m(r) - r \frac{dm(r)}{dr}} \right) E_0 \quad (8)$$

Bajo la condición:

$$r \frac{dm(r)}{dr} = 2m(r) \quad (9)$$

Ésta se vuelve infinita, tal como se comentó en UFT417 y UFT430. A partir de la Ec. (7) la masa de todas las partículas elementales puede expresarse como:

$$\frac{m_1}{m} = m(r)^{1/2} \quad (10)$$

donde  $m$  es una masa de escalamiento fundamental, cuya existencia se implica mediante análisis de unidades.

Una reacción nuclear de baja energía puede explicarse mediante el empleo de la nueva fuerza  $m$  de la física. Sin esta fuerza  $m$  no hay explicación de por qué un protón puede superar la barrera de Coulomb con  $^{64}\text{Ni}$  en una mezcla de polvo de níquel e hidrógeno. Semejante mezcla produce una conocida reacción nuclear de baja energía (LENR), con liberación de calor e intensa emisión de luz en la frecuencia visible. La fuerza total entre el protón  $p$  y  $^{64}\text{Ni}$  separados por una distancia  $r$  es:

$$F = -\frac{dm(r)}{dr} \left( \frac{m(r)^{1/2}}{Z_1 m(r) - r \frac{dm(r)}{dr}} \right) E + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r^2} \quad (10.b)$$

donde  $Z_1$  y  $Z_2$  son los números atómicos de  $p$  y  $^{64}\text{Ni}$ . Bajo la condición:

$$r \frac{dm(r)}{dr} = 2m(r) \quad (11)$$

la fuerza  $m$  de atracción supera la barrera de repulsion de Coulomb, y  $p$  y  $^{64}\text{Ni}$  forman un complejo que es inestable y que transmuta a  $^{63}\text{Cu}$ , con liberación de mega electrón-voltios de energía y otros productos de transmutación. La gran cantidad de energía liberada se debe a la disminución en la masa entre reactivos y productos:

$$\Delta E = \Delta mc^2 \quad (12)$$

y la energía se libera en forma de calor e intensa luz en la frecuencia visible. La LENR está bien establecida, y consiste en un proceso reproducible y repetible. Los Estados Unidos y otros gobiernos, así como muchas empresas, han obtenido patentes referidas a procesos de LENR.

Sin la fuerza  $m$ , sin embargo, no hay explicación para ello en la vieja física, porque la fuerza nuclear fuerte se encuentra confinada al núcleo, y no existe fuera del mismo. En la vieja física sólo existía una barrera de Coulomb. Es bien sabido que esto fue superado por primera vez por Cockcroft y Walton, en 1932, utilizando protones acelerados mediante la aplicación de 750,000 voltios.

Dentro del núcleo, el potencial neto (UFT226 y sigs.) es:

$$U = Z_1 Z_2 \frac{e^2}{R} \left( 3 - \frac{\left(\frac{r}{R}\right)^2}{2} \right) + m_{\text{potencial}} \quad (13)$$

En el modelo establecido de la física, la fuerza nuclear fuerte mantiene unido al núcleo, y

puede modelarse con el pozo de potencial de Woods Saxon (UFT226 y sigs.):

$$U = - \frac{U_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R_0}{a_N}\right)} \quad (14)$$

que produce la fuerza nuclear fuerte de atracción de Woods Saxon:

$$F = - \frac{U_0}{a_N} \frac{\exp\left(\frac{r-R}{a_N}\right)}{\left(1 + \exp\left(\frac{r-R}{a_N}\right)\right)^2} \quad (15)$$

Aquí,  $R$  es el radio del núcleo,  $U_0$  es la profundidad del pozo de potencial, y  $a_N$  es el espesor de la superficie del núcleo. La superficie del núcleo está formada por neutrones, dentro de la cual hay una mezcla de neutrones y protones. Por lo tanto, dentro del núcleo, la fuerza  $m$  puede identificarse con la fuerza de Woods Saxon, lo cual resulta en la ecuación:

$$\frac{dm(r)}{dr} \frac{m(r)}{2m(r) - r \frac{dm(r)}{dr}} = \frac{U_0}{a_N m c^2} f(r) \quad (16)$$

donde

$$f(r) = \frac{\exp\left(\frac{r-R}{a_N}\right)}{\left(1 + \exp\left(\frac{r-R}{a_N}\right)\right)^2} \quad (17)$$

Esto es una ecuación diferencial para  $m(r)$  y su derivada respecto de  $r$ . Esta ecuación puede resolverse en principio utilizando álgebra computacional. Dentro del núcleo, la condición de resonancia:

$$2m(r) = r \frac{dm(r)}{dr} \quad (18)$$

significa

$$a_N \rightarrow 0 \quad (19)$$

a partir de la Ec. (16). Esto significa un núcleo amarrado con una atadura infinitamente fuerte y con una cobertura infinitamente delgada. En el punto:

$$r = R$$

(20)

la ecuación diferencial (16) se simplifica a:

$$m(r) \frac{dm(r)}{dr} = \left( Zm(r) - R \frac{dm(r)}{dr} \right) \frac{U_0}{A a_N m c^2}$$

(21)

Tal como puede observarse a partir de las representaciones gráficas en la Sección 3, la fuerza de Woods Saxon (o fuerza nuclear fuerte) es de un alcance muy corto, y no existe fuera del núcleo. Por lo tanto, el balance de fuerzas (Ec.(10)) fuera del núcleo determina si puede ocurrir o no una reacción nuclear de baja energía. Dentro del núcleo, la Ec. (16) da la *teoría m* de la fuerza nuclear fuerte. La fuerza *m* (1) se deduce en UFT427 mediante la comparación entre la fuerza *m* dada por el desarrollo de Euler Lagrange de UFT417 con el desarrollo del hamiltoniano de UFT427. La existencia de la fuerza *m* constituye una explicación teórica para las reacciones nucleares de baja energía de todo tipo.

### 3. Cómputo y análisis.

#### 3.1 Comparación entre la fuerza del espacio m y la fuerza de Coulomb.

En primer término, comparamos la fuerza de la *teoría m* con la fuerza de Coulomb. Utilizamos femtómetros ( $10^{-15}$  m) como unidades de longitud. Esto requiere de un re-escalamiento de fórmulas, lo cual resulta un poco complicado. Por ejemplo, en  $dm(r)/dr$ , puede definirse  $m(r)$  en una escala fm, pero la diferenciación produce un factor de  $10^{15}$  en unidades del SI. Sucedió un problema similar para el potencial de Coulomb. El radio del átomo de Ni (3.78 fm) se ha señalado en las gráficas. La Fig. 1 muestra la energía total relativista de un núcleo de  $^{64}\text{Ni}$  en el espacio m, utilizando  $p = 0$  (átomo estacionario, ver la Ec. (7)). La masa atómica de este isótopo es 63.927967 u.m.a.. La energía es constante fuera del radio del núcleo, comienza a disminuir cerca del radio y cae a cero en el centro, de acuerdo con la función m. Esto significa que la energía relativista no es constante, sino impactada por el espacio m. La Fig. 2 compara la fuerza  $F$  de la *teoría m* (Ec. (15)) con la fuerza de Coulomb de una carga puntual en  $r = 0$ . Se puede ver que  $F$  supera la fuerza de Coulomb por un múltiplo en el radio nuclear. Dentro del núcleo, debiéramos de tener una fuerza de Coulomb diferente, y esta imagen es sólo para demostrar la relación de tamaños. Las mismas gráficas se muestran en la Fig. 3 con un escalamiento diferente. Además, la fuerza de Coulomb del espacio m,

$$F_1(r) = m(r) \frac{28}{4\pi r^2 \epsilon_0} \quad (22)$$

ha sido representada gráficamente, empleando

$$m(r) = 2 - \exp\left(\log(2) \exp\left(-\frac{r}{R}\right)\right) \quad (23)$$

como en documentos previos. Se observa que la función m reduce la fuerza de Coulomb, pero esto por mucho no resulta suficiente para disminuir a cero la barrera de Coulomb en el radio del núcleo (observar los diferentes factores de escala exponenciales en esta gráfica).

#### 3.2 Fuerza m resonante y fuerza de Woods-Saxon.

El potencial nuclear de Woods-Saxon, la Ec. (14), se representa gráficamente en la Fig. 4, junto con la fuerza resultante, la Ec. (15). Los parámetros se eligieron como  $R = r_N$ ,  $a_N = r_N/20$  y  $U_0$  se estableció como igual a la unidad o escalada a otras curvas, respectivamente. La fuerza de Woods-Saxon sólo aparece en la región superficial del núcleo cuyo espesor se define mediante  $a_N$ . Utilizamos tres formas diferentes de la función m para modelar un comportamiento resonante de la fuerza m:

$$m_1(r) = 2 - \exp\left(\log(2) \exp\left(-\frac{r}{R}\right)\right), \quad (24)$$

$$m_2(r) = 1 - \frac{1}{\exp\left(\frac{r-R}{a_N}\right) + 1}, \quad (25)$$

$$m_3(r) = \begin{cases} \frac{r^2}{2R^2} & \text{for } r < R, \\ 1 - \frac{R}{4\left(r - \frac{R}{2}\right)} & \text{for } r \geq R. \end{cases} \quad (26)$$

La primera función  $m$  es el modelo usual que hemos utilizado hasta ahora, y no es resonante. La segunda es una adaptación del potencial de Woods-Saxon, mientras que la tercera es una forma ya introducida en UFT 417. Se encontró que  $m(r) \propto r^2$  conduce a una fuerza infinita. Las tres funciones se representan gráficamente en la Fig. 5. Las tres fuerzas que surgen a partir de estas funciones vía la Ec. (8):

$$F(r) = -\frac{dm_i(r)}{dr} \frac{m_i(r)}{2m_i(r) - r \frac{dm_i(r)}{dr}} mc^2 \quad (27)$$

se representan gráficamente en la Fig. 6.  $F_1$  es la fuerza  $m$  de la Fig. 2 la cual – aun cuando no es resonante – ya resulta suficiente como para superar la barrera de Coulomb, como ya se comentó más arriba.  $F_2$  es un polo, de manera que tiene una resonancia cerca del radio del núcleo. Para desplazar el polo hacia el radio, debió modificarse el parámetro a un valor diferente del valor del radio nuclear. Este tipo de resonancia cumple su cometido fuera del núcleo. El salto inestable de la fuerza podría ser una sugerencia de que el modelo resulta un poco simplista. Una elevada fuerza positiva, justo por debajo del radio, podría resultar en una transición inestable cuando un protón pasa a través de la barrera de Coulomb.

La tercera forma alternativa  $m_3(r)$  da una acentuación de la resonancia en la posición radial correcta. La fuerza es infinita en la región interna por construcción, pero podría modificarse para dar una fuerza constante o que desaparece en el interior.

Tal como se explicó en la Sección 2, el igualar la fuerza de la *teoría m* a la fuerza de Woods Saxon conduce a una ecuación diferencial para  $m(r)$ , ver la Ec. (16). Esta ecuación resulta bastante complicada y no posee solución analítica. Uno puede restringir la consideración a la región  $r \approx R$ , que conduce a la ecuación simplificada (21). Para esta ecuación, el álgebra computacional proporciona una cuasi-solución

$$-\frac{4a_N m c^2 m(r) - U_0 r}{2a_N \sqrt{m(r)}} = C \quad (28)$$

donde  $C$  es una constante de integración con dimensión de una energía. El desarrollo de esta ecuación conduce a una ecuación cuadrática para  $m(r)$ . Las dos soluciones son (con  $C = U_1$ ):

$$m(r) = \frac{1}{8a_N m^2 c^4} \left( 2U_0 r m c^2 - U_1^2 a_N \pm \sqrt{4U_0 a_N m c^2 r + U_1^2 a_N^2} \right). \quad (29)$$

Esta es una ecuación del tipo



$$m(r) = ar \pm \sqrt{br}. \quad (30)$$

Esta función es casi lineal, al menos para el conjunto de parámetros aquí evaluados. Se representa un ejemplo en la Fig. 7. Por definición, este enfoque sólo resulta válido en la región  $r \approx R$ .

### 3.3 Solución de la ecuación de onda

Se obtuvo la ecuación de onda de d'Alembert en la Ec. (5). Esta es la forma cuantizada de la ecuación de energía de Einstein (2). En el caso estático, la ecuación de onda es:

$$\nabla^2 \psi(r) + \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2 m(r) \psi(r) = 0. \quad (31)$$

Para  $m(r) = \text{constante}$  obtenemos las conocidas ecuaciones oscilatorias. Suponiendo simetría esférica, esta condición puede reducirse a la parte radial del operador de Laplace:

$$\frac{\partial^2 \psi(r)}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \psi(r)}{\partial r} + \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2 m(r) \psi(r) = 0. \quad (32)$$

Ahora transformamos la coordenada radial  $r$  a otra coordenada  $x$  mediante el empleo de la constante  $k$  como una abreviatura:

$$k = \frac{mc}{\hbar}, \quad (33)$$

$$x = k r. \quad (34)$$

Esto nos permite librarnos del factor elevado al cuadrado en (32):

$$\frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} + \frac{2}{x} \frac{\partial \psi(x)}{\partial x} + m(x) \psi(x) = 0. \quad (35)$$

Para la función  $m$ , seleccionamos la aproximación  $r_0^2 - r^2 - x_0$

$$m(r) = 1 - \frac{r^2}{r_0^2} \quad (36)$$

Mediante la introducción de la nueva constante

$$x_0 = k r_0 \quad (37)$$

$m(r)$  puede transformarse a la forma

$$m(x) = 1 - \frac{x^2}{x_0^2} \quad (38)$$

de manera que la ecuación de onda puede finalmente expresarse en la sencilla forma

$$\frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} + \frac{2}{x} \frac{\partial \psi(x)}{\partial x} + \left(1 - \frac{x_0^2}{x^2}\right) \psi(x) = 0. \quad (39)$$

Esta ecuación es casi idéntica a la ecuación diferencial de Bessel:

$$\frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial \psi(x)}{\partial x} + \left(1 - \frac{x_0^2}{x^2}\right) \psi(x) = 0. \quad (40)$$

La única diferencia es el factor  $1/x$  en vez de  $2/x$ , que no puede eliminarse por transformación. Por lo tanto, se espera que las soluciones de la ecuación de onda sean muy similares a las conocidas funciones de Bessel, que son las soluciones de la ecuación diferencial de Bessel original. La constante  $x_0$  determina el grado de la solución, es decir los ceros y las posiciones de los máximos. Dado que  $x_0$  depende de la masa  $m$  de la partícula, esta ecuación contiene el espectro de masa de las partículas elementales, y el radio de partícula también se define mediante  $x_0$ . Esto constituye un primer paso en la computación de la masa y la densidad de masa interna de partículas elementales. La ecuación debe de resolverse numéricamente. Llevamos a cabo una solución ejemplar para la ecuación de onda y la ecuación original de Bessel con las mismas condiciones iniciales. Los resultados se representan gráficamente en la Fig. 8. Se observa que los cruces de la ordenada con valor igual a cero se encuentran ligeramente corridos, y la amortiguación es más rápida para la solución de la ecuación de onda. En lo concerniente a las propiedades de las partículas, debe de decidirse, por ejemplo, cómo interpretar el borde de la partícula (¿primer cruce de la ordenada con valor igual a cero?), y si se requiere una tangente horizontal en  $r = 0$ . Insertando una expansión en serie para  $\psi(x)$  conducirá presumiblemente a un problema de eigenvalor a partir del cual se obtiene el espectro de masa como un eigenvalor con funciones de onda asociadas como eigenfunciones. Este procedimiento posee completa analogía con los cálculos de química cuántica, y puede desarrollarse mediante métodos conocidos de matemática numérica.

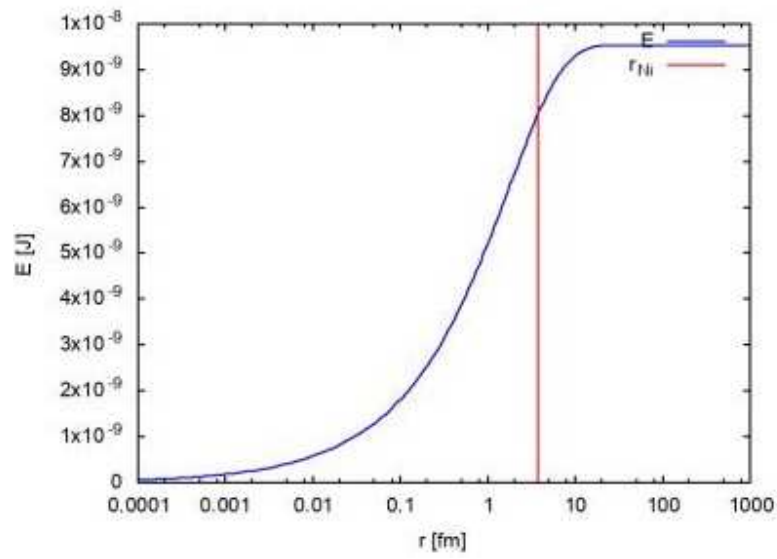


Figura 1: Energía relativista del núcleo de  $^{64}\text{Ni}$ .

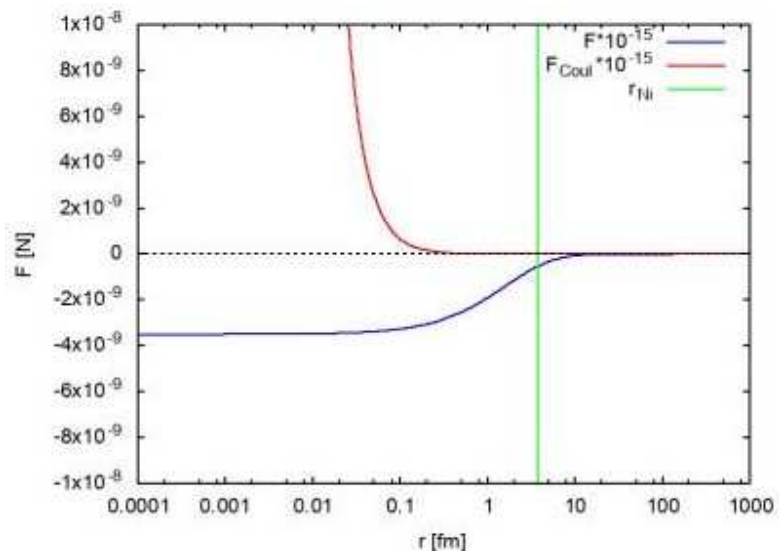


Figura 2: Fuerza de la teoría  $m$  y la fuerza de Coulomb.

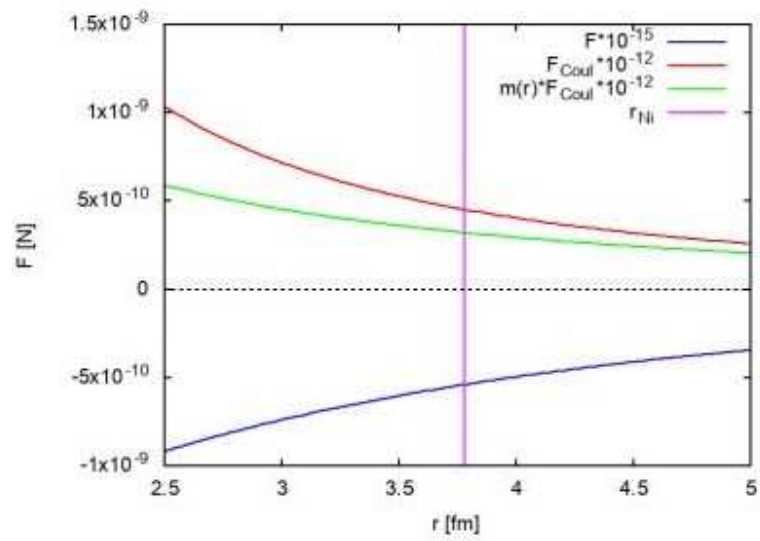


Figura 3: Fuerza de la *teoría m* y la fuerza de Coulomb, escala radial más pequeña. Observar los factores exponenciales al comparar.

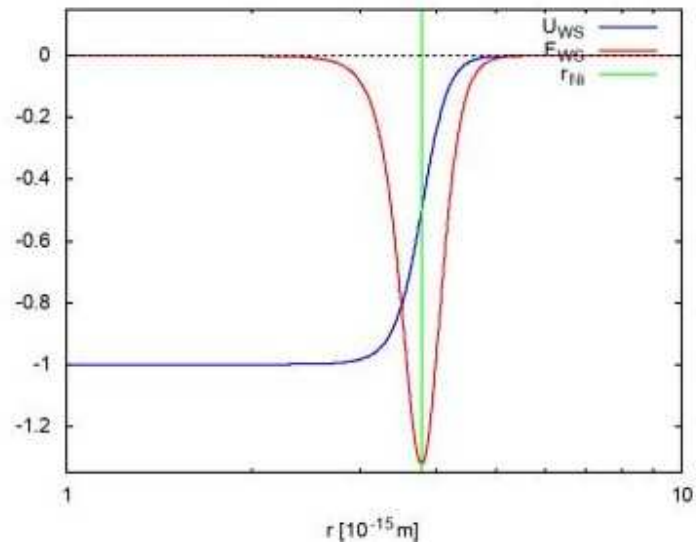


Figura 4: Potencial de Woods-Saxon y fuerza correspondiente.

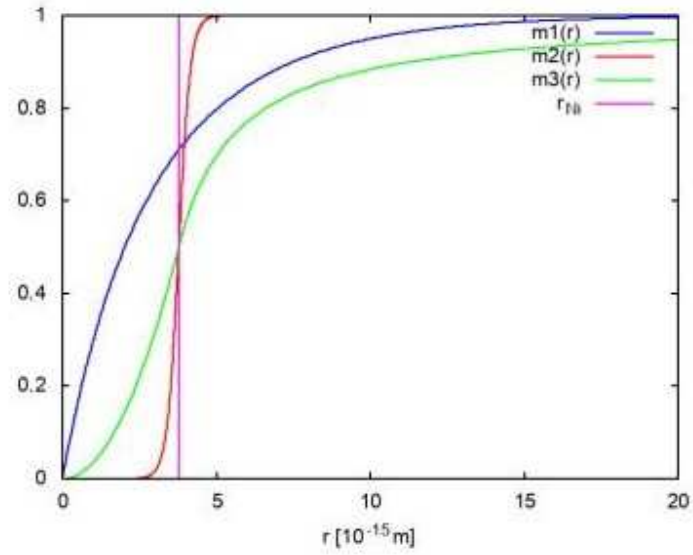


Figura 5: Tres modelos de funciones m.

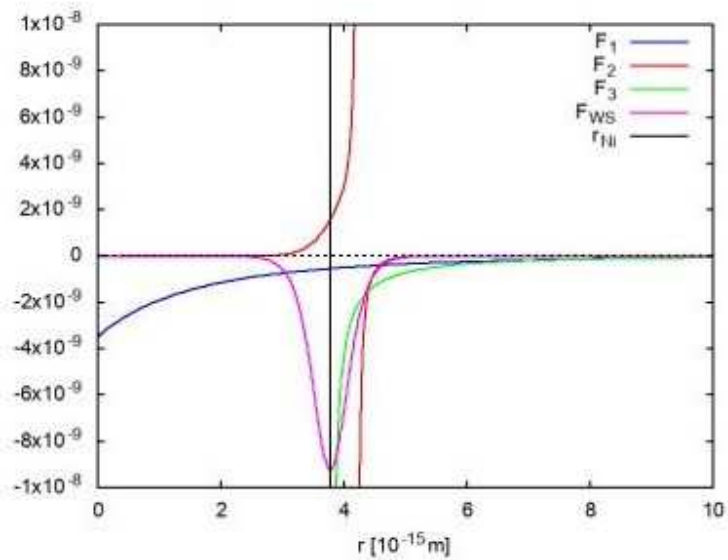


Figura 6: Soluciones de resonancia de la fuerza del espacio m.

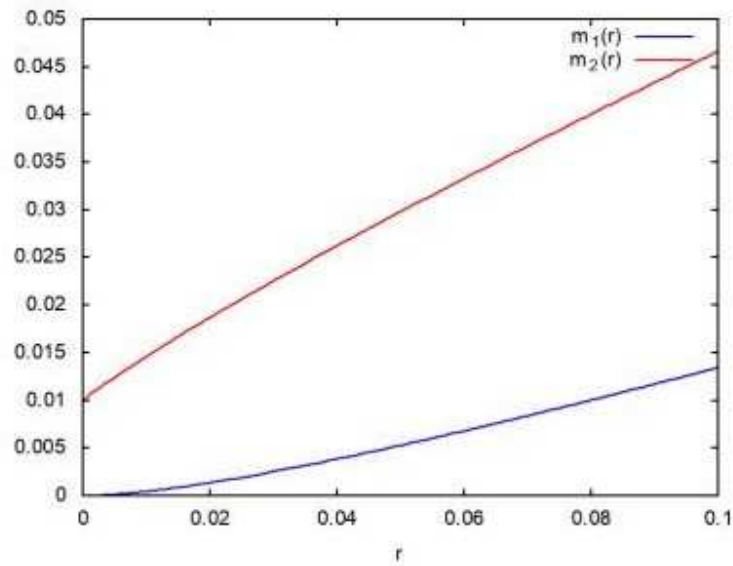


Figura 7: Soluciones de  $m(r)$  para el enfoque  $r \approx R$ .

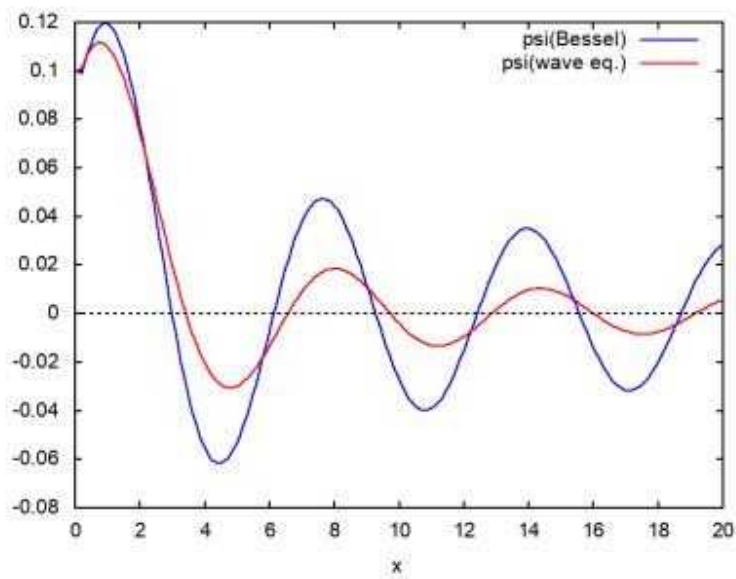


Figura 8: Solución de la ecuación de Bessel y ecuación de onda para partículas.

## Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por la Pensión Civil Vitalicia y al equipo técnico de AIAS y otros por muchas discusiones interesantes. Se agradece a Dave Burleigh, CEO de Annexa Inc., por la publicación voluntaria, mantenimiento del portal y del programa de retroalimentación de visitas al mismo. Se agradece a Alex Hill por muchas traducciones y lecturas en idioma castellano, y a Robert Cheshire y Michael Jackson por lecturas y preparación de videos en idioma inglés.

## Referencias bibliográficas.

- [1] M. W. Evans, H. Eckardt, D. W. Lindstrom, D. J. Crothers y U. E. Bruchholtz, “Principios de la Teoría ECE, Volumen Dos” (ePubli, Berlín 2017).
- [2] M. W. Evans, H. Eckardt, D. W. Lindstrom y S. J. Crothers, “Principios de la Teoría ECE, Volumen Uno” (New Generation, Londres 2016, ePubli Berlín 2017).
- [3] M. W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, “Criticisms of the Einstein Field Equation” (UFT301 en [www.aias.us](http://www.aias.us) y Cambridge International 2010).
- [4] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom “Generally Covariant Unified Field Theory” (Abramis 2005 - 2011, en siete volúmenes con encuadernación blanda, de libre acceso en varios docs. UFT, portales combinados [www.aias.us](http://www.aias.us) y [www.upitec.org](http://www.upitec.org)).
- [5] L. Felker, “Las Ecuaciones de Evans de la Teoría del Campo Unificado” (Abramis 2007, de libre acceso como UFT302, traducción castellana por Alex Hill).
- [6] H. Eckardt, “El Modelo de Ingeniería ECE” (de libre acceso como UFT203, ecuaciones reunidas).
- [7] M. W. Evans, “Collected Scientometrics” (de libre acceso como UFT307, New Generation, Londres, 2015).
- [8] M. W. Evans y L. B. Crowell, “Classical and Quantum Electrodynamics and the  $B^{(3)}$  Field” (World Scientific 2001, de libre acceso en la sección Omnia Opera del portal [www.aias.us](http://www.aias.us)).
- [9] M. W. Evans y S. Kielich, Eds., “Modern Nonlinear Optics” (Wiley Interscience, Nueva York, 1992, 1993, 1997 y 2001) en dos secciones y seis volúmenes, enc. dura y blanda y como libro electrónico.
- [10] M. W. Evans y J. - P. Vigié, “The Enigmatic Photon” (Kluwer, Dordrecht, 1994 a 1999) en cinco volúmenes, enc. dura y blanda, de libre acceso en la sección Omnia Opera del portal [www.aias.us](http://www.aias.us)).
- [11] M. W. Evans, Ed. “Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity” (Cambridge International Science Publishing, 2012, de libre acceso en los portales).
- [12] M. W. Evans, Ed., J. Foundations of Physics and Chemistry (Cambridge International Science Publishing).
- [13] M. W. Evans y A. A. Hasanein, “The Photomagneton in Quantum Field Theory (World Scientific 1974).
- [14] G. W. Robinson, S. Singh, S. B. Zhu y M. W. Evans, “Water in Biology, Chemistry and Physics” (World Scientific 1996).
- [15] W. T. Coffey, M. W. Evans, y P. Grigolini, “Molecular Diffusion and Spectra” (Wiley Interscience 1984).
- [16] M. W. Evans, G. J. Evans, W. T. Coffey y P. Grigolini”, “Molecular Dynamics and the Theory of Broad Band Spectroscopy (Wiley Interscience 1982).
- [17] M. W. Evans, “The Elementary Static Magnetic Field of the Photon”, *Physica B*, 182(3), 227-236 (1992).
- [18] M. W. Evans, “The Photon’s Magnetic Field: Optical NMR Spectroscopy” (World Scientific 1993).
- [19] M. W. Evans, “On the Experimental Measurement of the Photon’s Fundamental Static Magnetic Field Operator,  $B^{(3)}$ : the Optical Zeeman Effect in Atoms”, *Physica B*, 182(3), 237 - 143 (1982).
- [20] M. W. Evans, “Molecular Dynamics Simulation of Induced Anisotropy: I Equilibrium Properties”, *J. Chem. Phys.*, 76, 5473 - 5479 (1982).

- [21] M. W. Evans, "A Generally Covariant Wave Equation for Grand Unified Theory" *Found. Phys. Lett.*, 16, 513 - 547 (2003).
- [22] M. W. Evans, P. Grigolini y P. Pastori-Parravicini, Eds., "Memory Function Approaches to Stochastic Problems in Condensed Matter" (Wiley Interscience, reimpresso 2009).
- [23] M. W. Evans, "New Phenomenon of the Molecular Liquid State: Interaction of Rotation and Translation", *Phys. Rev. Lett.*, 50, 371, (1983).
- [24] M. W. Evans, "Optical Phase Conjugation in Nuclear Magnetic Resonance: Laser NMR Spectroscopy", *J. Phys. Chem.*, 95, 2256-2260 (1991).
- [25] M. W. Evans, "New Field induced Axial and Circular Birefringence Effects" *Phys. Rev. Lett.*, 64, 2909 (1990).
- [26] M. W. Evans, J. - P. Vigiér, S. Roy y S. Jeffers, "Non Abelian Electrodynamics", "Enigmatic Photon Volume 5" (Kluwer, 1999)
- [27] M. W. Evans, replica a L. D. Barron "Charge Conjugation and the Non Existence of the Photon's Static Magnetic Field" , *Physica B*, 190, 310-313 (1993).
- [28] M. W. Evans, "A Generally Covariant Field Equation for Gravitation and Electromagnetism" *Found. Phys. Lett.*, 16, 369 - 378 (2003).
- [29] M. W. Evans y D. M. Heyes, "Combined Shear and Elongational Flow by Non Equilibrium Electrodynamics", *Mol. Phys.*, 69, 241 - 263 (1988).
- [30] Ref. (22), impression de 1985.
- [31] M. W. Evans y D. M. Heyes, "Correlation Functions in Couette Flow from Group Theory and Molecular Dynamics", *Mol. Phys.*, 65, 1441 - 1453 (1988).
- [32] M. W. Evans, M. Davies y I. Larkin, Molecular Motion and Molecular Interaction in the Nematic and Isotropic Phases of a Liquid Crystal Compound", *J. Chem. Soc. Faraday II*, 69, 1011-1022 (1973).
- [33] M. W. Evans y H. Eckardt, "Spin Connection Resonance in Magnetic Motors", *Physica B*, 400, 175 - 179 (2007).
- [34] M. W. Evans, "Three Principles of Group Theoretical Statistical Mechanics", *Phys. Lett. A*, 134, 409 - 412 (1989).
- [35] M. W. Evans, "On the Symmetry and Molecular Dynamical Origin of Magneto Chiral Dichroism: "Spin Chiral Dichroism in Absolute Asymmetric Synthesis" *Chem. Phys. Lett.*, 152, 33 - 38 (1988).
- [36] M. W. Evans, "Spin Connection Resonance in Gravitational General Relativity", *Acta Physica Polonica*, 38, 2211 (2007).
- [37] M. W. Evans, "Computer Simulation of Liquid Anisotropy, III. Dispersion of the Induced Birefringence with a Strong Alternating Field", *J. Chem. Phys.*, 77, 4632-4635 (1982).
- [38] M. W. Evans, "The Objective Laws of Classical Electrodynamics, the Effect of Gravitation on Electromagnetism" *J. New Energy Special Issue* (2006).
- [39] M. W. Evans, G. C. Lie y E. Clementi, "Molecular Dynamics Simulation of Water from 10 K to 1273 K", *J. Chem. Phys.*, 88, 5157 (1988).
- [40] M. W. Evans, "The Interaction of Three Fields in ECE Theory: the Inverse Faraday Effect" *Physica B*, 403, 517 (2008).
- [41] M. W. Evans, "Principles of Group Theoretical Statistical Mechanics", *Phys. Rev.*, 39, 6041 (1989).