

# Reacciones nucleares de baja energía: energía a partir de un marco de referencia dinámico en la Teoría ECE.

por

M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom,

Civil List y AIAS.

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

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

## Resumen.

Se demuestra que la tétrada de la geometría diferencial de Cartan puede expresarse como una métrica de índices mixtos, donde el índice superior, o índice  $a$ , introduce el concepto de energía a partir de la geometría, representando el espaciotiempo. En las reacciones nucleares de baja energía (RNBE) esta energía se transfiere a la reacción y vuelve posible la tunelación cuántica de un átomo en otro, lo cual trae como resultado una fusión nuclear. La ecuación de la energía de Einstein de la relatividad restringida se desarrolla en una ecuación de relatividad general, a partir de este concepto de energía a partir de la geometría. En la relatividad restringida, el marco de referencia es estático, en tanto que en relatividad general este marco es dinámico.

*Palabras clave:* Reacción nuclear de baja energía, teoría ECE, energía a partir de un marco en movimiento, tétrada de Cartan como métrica con índice mixto.

## 1. Introducción.

En esta serie de 231 documentos y libros a la fecha [1-10], se ha unificado la física en forma consistente a partir de las ecuaciones de la geometría diferencial en la teoría de Einstein, Cartan y Evans (ECE). Recientemente, la teoría ECE en su límite de Schroedinger, se ha utilizado con datos reproducibles y repetibles relacionados con reacciones nucleares de baja energía (RNBE) [11,12]. Se ha descubierto que las RNBE ocurren por tunelación cuántica con absorción resonante de cuantos de energía, tales como fotones. La tunelación cuántica por sí sola no resulta suficiente para provocar la reacción. En este documento se desarrolla el concepto de energía a partir de la geometría, donde la geometría es la representación del espacio tiempo y el marco de referencia. Con el objeto de demostrar esta idea en la forma más clara posible, se desarrolla la idea original de la tétrada, introducida por Cartan, en una métrica de índices mixtos. La intención original de Cartan fue la definición de su concepto previo de espinotensor en relatividad general, mediante la introducción de una tangente en un espacio tiempo de Minkowski en el punto P de la variedad<sup>1</sup> base. En los inicios de la teoría ECE, en el año 2003, esta idea se generalizó. La tétrada se definió como la relación entre dos sistemas de coordenadas rotulados como  $\alpha$  y  $\mu$  en el mismo espacio matemático. Por ejemplo,  $\alpha$  puede ser el índice de la base circular compleja, mientras que  $\mu$  puede ser el índice de la base cartesiana. En la Sección 2 se demuestra que este concepto conduce a la definición de la tétrada como una métrica de índice mixto que puede expresarse como el producto punto, o escalar, de dos vectores unitarios, uno con índice  $\alpha$  y el otro con índice  $\mu$ . Esta definición también se sostiene para el análisis original de Cartan. El marco con índice  $\mu$  se encuentra fijo, pero el marco con índice  $\alpha$  puede transformarse en un marco dinámico a través de la introducción de una fase que depende tanto de la frecuencia angular como del número de onda. Sigue a partir de esto que la torsión de Cartan y la curvatura se definen íntegramente en términos del vector unitario dinámico, y que este vector constituye la fuente de energía a partir de la geometría. En la teoría ECE, el índice  $\alpha$  es aquel responsable de transformar el cuatro-potencial estático de la electrodinámica, por ejemplo, en el cuatro-potencial dinámico de la electrodinámica, o el cuatro-potencial estático de la gravitación en el cuatro-potencial dinámico de la gravitación.

En la Sección 3 se aplican estas definiciones básicas al cuatro-vector del momento de energía, para dar la ecuación de energía de Einstein en relatividad general. La dinámica del marco en movimiento, definido por el índice  $\alpha$ , introduce una fuente de energía que no está presente en la ecuación de energía de Einstein original de la relatividad restringida, definida en el marco estático de Minkowski. Esta fuente de energía se conoce como energía de la geometría, o energía del espacio tiempo, y se basa en el concepto fundamental de la relatividad general, el elemento lineal infinitesimal o métrica, donde la tétrada adopta ahora el papel de métrica. La ecuación de energía de Einstein de la relatividad general existe en un espaciotiempo con una torsión y curvatura distintas de cero, en tanto que aquella de la relatividad restringida existe en un espacio tiempo sin torsión ni curvatura. De manera que la torsión y la curvatura se deducen, como siempre, a partir de las ecuaciones estructurales de Cartan mediante el empleo de la conexión de espín, pero ahora las matemáticas están completamente controladas a través de la dinámica del vector unitario  $\underline{e}^{\alpha}$ . La transformación de la ecuación de energía de Einstein, a partir de una ecuación perteneciente a la relatividad restringida, a una de la relatividad general, se define como una transformación de marco de referencia en el espacio tiempo, en el cual la energía en reposo  $mc^2$  se supone como invariable en la transformación. Estos nuevos conceptos se cuantizan mediante la definición

---

<sup>1</sup> Variedad base = *base manifold* en idioma inglés.

del postulado de Schroedinger para derivadas parciales del índice  $a$ . La transformación en el marco se desarrolla en términos de prescripción mínima, en donde la nueva fuente de energía se define como la energía potencial de la prescripción mínima. Se define el límite de Schroedinger, y el coeficiente de transmisión de la tunelación cuántica se calcula en la Sección 4 utilizando este potencial.

## 2. Definición de la tétrada como una métrica de índices mixtos.

Consideremos la definición general de la tétrada de Cartan [1-10]:

$$V^a = g_{\mu}^a V^{\mu} \quad (1)$$

donde  $V^a$  indica los componentes de un vector con índice  $a$ , y  $V^{\mu}$  indica los componentes del mismo vector con índice  $\mu$ . Si se expresa en forma desarrollada, la Ec. (1) es una ecuación matricial. Por simplicidad de ilustración, consideremos los componentes transversos, de manera que:

$$\begin{bmatrix} V^{(1)} \\ V^{(2)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} g_{11}^{(1)} & g_{12}^{(1)} \\ g_{11}^{(2)} & g_{12}^{(2)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V^1 \\ V^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} g_{11}^{(1)} V^1 + g_{12}^{(1)} V^2 \\ g_{11}^{(2)} V^1 + g_{12}^{(2)} V^2 \end{bmatrix} \quad (2)$$

Se observa que ahí una suma sobre los índices repetidos  $\mu$ . Esta convención de suma es equivalente al álgebra matricial. El índice  $\mu$  de la tétrada se eleva utilizando la métrica inversa, como sigue:

$$g^{a\nu} = g_{\mu}^a g^{\mu\nu} = \begin{bmatrix} g_{11}^{(1)} & g_{12}^{(1)} \\ g_{11}^{(2)} & g_{12}^{(2)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} g^{11} & g^{12} \\ g^{21} & g^{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} g_{11}^{(1)11} + g_{12}^{(1)21} & g_{11}^{(1)12} + g_{12}^{(1)22} \\ g_{11}^{(2)11} + g_{12}^{(2)21} & g_{11}^{(2)12} + g_{12}^{(2)22} \end{bmatrix} \quad (3)$$

y en cada uno de los cuatro elementos matriciales hay una suma sobre el índice repetido. A continuación consideremos:

$$g^{a\nu} g_{\mu\nu} = g_{\mu}^a g^{\mu\nu} g_{\nu\mu} \quad (4)$$

Puede demostrarse de la manera siguiente que:

$$(g_{\mu}^a g^{\mu\nu}) g_{\nu\mu} = g_{\mu}^a (g^{\mu\nu} g_{\nu\mu}) \quad (5)$$

que constituye un ejemplo de álgebra matricial. En el lado izquierdo de la Ec. (5) es:

$$\begin{aligned}
 & \left[ \begin{matrix} g^{(1)}_{11} g^{(1)}_{21} & g^{(1)}_{12} & g^{(1)}_{22} \\ g^{(2)}_{11} g^{(2)}_{21} & g^{(2)}_{12} & g^{(2)}_{22} \end{matrix} \right] \left[ \begin{matrix} g_{11} & g_{12} \\ g_{21} & g_{22} \end{matrix} \right] \\
 & = \left[ \begin{matrix} g^{(1)}_{11} g^{(1)}_{11} + g^{(1)}_{12} g^{(1)}_{21} + g^{(1)}_{22} g^{(1)}_{22} & \dots \\ g^{(2)}_{11} g^{(2)}_{11} + g^{(2)}_{12} g^{(2)}_{21} + g^{(2)}_{22} g^{(2)}_{22} & \dots \end{matrix} \right] \dots
 \end{aligned}
 \tag{6}$$

en tanto que el lado derecho es:

$$\begin{aligned}
 & \left[ \begin{matrix} g^{(1)}_{11} & g^{(1)}_{12} \\ g^{(2)}_{11} & g^{(2)}_{12} \end{matrix} \right] \left( \left[ \begin{matrix} g_{11} & g_{12} \\ g_{21} & g_{22} \end{matrix} \right] \right) = \\
 & = \left[ \begin{matrix} g^{(1)}_{11} g^{(1)}_{11} + g^{(1)}_{12} g^{(1)}_{21} & g^{(1)}_{11} g^{(1)}_{12} + g^{(1)}_{12} g^{(1)}_{22} \\ g^{(2)}_{11} g^{(2)}_{11} + g^{(2)}_{12} g^{(2)}_{21} & g^{(2)}_{11} g^{(2)}_{12} + g^{(2)}_{12} g^{(2)}_{22} \end{matrix} \right] = \\
 & = \left[ \begin{matrix} g^{(1)}_{11} g^{(1)}_{11} + g^{(1)}_{12} g^{(1)}_{21} + g^{(1)}_{21} g^{(1)}_{12} + g^{(1)}_{22} g^{(1)}_{21} & \dots \\ \dots & \dots \end{matrix} \right]
 \end{aligned}
 \tag{7}$$

de manera que la Ec. (5) queda demostrada, Q. E. D.

En esta notación,  $g_{\mu\nu}$  denota la métrica y  $g^{\mu\nu}$  denota la inversa de la métrica. De manera que por definición:

$$g^{\mu\nu} g_{\mu\nu} = 1, \tag{8}$$

$$g^{\alpha\nu} g_{\mu\nu} = \delta^{\alpha}_{\mu} \tag{8a}$$

Si multiplicamos ambos lados de la Ec. (8a) por  $g_{\mu\nu}$ :

$$g^{\alpha\nu} g_{\mu\nu} = \delta^{\alpha}_{\mu} (g^{\mu\nu} g_{\mu\nu}) = \delta^{\alpha}_{\mu} \tag{9}$$

para dar la definición requerida de la tétrada como una métrica de índice mixto:

$$\delta^{\alpha}_{\mu} = \delta^{\alpha}_{\mu} = g^{\alpha\nu} g_{\mu\nu}. \tag{10}$$

Cuando  $\mu$  y  $\nu$  rotulan el espaciotiempo plano y estático de Minkowski:

$$g_{\mu\nu} = g^{\mu\nu} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (11)$$

entonces:

$$g^{\alpha\nu} = \begin{bmatrix} g^{(0)0} & g^{(0)1} & g^{(0)2} & g^{(0)3} \\ g^{(1)0} & g^{(1)1} & g^{(1)2} & g^{(1)3} \\ g^{(2)0} & g^{(2)1} & g^{(2)2} & g^{(2)3} \\ g^{(3)0} & g^{(3)1} & g^{(3)2} & g^{(3)3} \end{bmatrix} \quad (12)$$

y:

$$g^{\alpha}_{\mu} = g^{\alpha}_{\mu} = \begin{bmatrix} g^{(0)}_0 & g^{(0)}_1 & g^{(0)}_2 & g^{(0)}_3 \\ g^{(1)}_0 & g^{(1)}_1 & g^{(1)}_2 & g^{(1)}_3 \\ g^{(2)}_0 & g^{(2)}_1 & g^{(2)}_2 & g^{(2)}_3 \\ g^{(3)}_0 & g^{(3)}_1 & g^{(3)}_2 & g^{(3)}_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} g^{(0)0} & -g^{(0)1} & -g^{(0)2} & -g^{(0)3} \\ -g^{(1)0} & g^{(1)1} & -g^{(1)2} & -g^{(1)3} \\ -g^{(2)0} & -g^{(2)1} & g^{(2)2} & -g^{(2)3} \\ -g^{(3)0} & -g^{(3)1} & -g^{(3)2} & g^{(3)3} \end{bmatrix} \quad (13)$$

En general:

$$g^{\alpha\nu} = h^{\alpha} h^{\nu} e^{\alpha} \cdot e^{\nu} \quad (14)$$

donde los factores de escala se define mediante:

$$h^{\alpha} = |e^{\alpha}|, \quad h^{\nu} = |e^{\nu}|. \quad (15)$$

Análogamente:

$$g_{\mu}^{\alpha} = g_{\mu}^{\alpha} = h^{\alpha} h_{\mu} e_{\alpha} \cdot e_{\mu} \quad (16)$$

$$h^{\alpha} = |e^{\alpha}|, \quad h_{\mu} = |e_{\mu}|. \quad (17)$$

$$e_{\mu}^{\nu} = (1, \underline{i}, \underline{j}, \underline{k}) \quad (18)$$

y en el espaciotiempo rotulado convenientemente como (a):

$$e_{\mu}^{(a)} = (1, e^{(1)}, e^{(2)}, e^{(3)}). \quad (19)$$

Por lo tanto, el vector unitario covariante es:

$$e_{\mu} = (1, -\underline{i}, -\underline{j}, -\underline{k}) \quad (20)$$

con:

$$\begin{aligned} |\underline{i}| = |\underline{j}| = |\underline{k}| &= 1, \\ h^0 = h^1 = h^2 = h^3 &= 1. \end{aligned} \quad (21)$$

Si se elige la base  $\alpha$  con factores de escala unitarios, entonces:

$$g_{\mu}^{\alpha} = g_{\mu}^{\alpha} = e_{\mu}^{\alpha} \cdot e_{\mu}^{\alpha}. \quad (22)$$

Esto constituye una definición fundamental de la tétrada que puede utilizarse a través de toda la geometría diferencial. Análogamente, la tétrada con índices elevados es:

$$g^{a\mu} = g^{a\mu} = e^{\mu a} \cdot e^{\mu a}. \quad (23)$$

El potencial electromagnético de la teoría ECE puede ahora definirse [1-10]:

$$A_{\mu}^a = e_{\mu}^a \cdot A_{\mu} \quad (24)$$

o con el índice  $\mu$  elevado:

$$A^{\alpha\mu} = \underline{e}^{(\alpha)} \cdot \underline{A}^{\mu} \quad (25)$$

En general:

$$\underline{A}^{\mu} = (A^0, A_x \underline{i}, A_y \underline{j}, A_z \underline{k}) \quad (26)$$

y el vector unitario estático  $\underline{e}^{(\alpha)}$  es:

$$\underline{e}^{(\alpha)} = (1, \underline{e}^{(1)}, \underline{e}^{(2)}, \underline{e}^{(3)}) \quad (27)$$

El vector unitario dinámico  $\underline{e}^{(\alpha)}$  se define mediante la transformación:

$$\underline{e}^{(\alpha)} = (1, \underline{e}^{(1)} e^{i\phi}, \underline{e}^{(2)} e^{-i\phi}, \underline{e}^{(3)}) \quad (28)$$

donde la fase es:

$$\phi = \omega t - \kappa Z \quad (29)$$

Aquí  $\omega$  es la frecuencia angular en el instante  $t$ , y  $\kappa$  es la magnitud del vector de onda en  $Z$ .

Definiendo el potencial electromagnético como una métrica de índice mixto en esta forma, el postulado de la tetrada se vuelve idéntico con la condición de compatibilidad métrica, y la conexión de espín puede definirse a partir del postulado de la tetrada. Las ecuaciones estructurales de Cartan se utilizan con la conexión de espín para definir la torsión y la curvatura, las cuales se relacionan a través de la identidad de Cartan. La totalidad este proceso se ha incluido dentro de la dinámica del vector  $\underline{e}^{(\alpha)}$ , dando así una nueva comprensión de la geometría diferencial y la física unificada.

### 3. La ecuación de energía de Einstein en la relatividad generalizada.

Consideremos el cuatro-vector del momento de energía en el marco estático de Minkowski:

$$P^{\mu} = \left( \frac{E}{c}, \underline{P} \right) \quad (30)$$

Las componentes contravariantes y covariantes del momento lineal son:

$$\begin{aligned}
 P^1 &= P_x, \quad P^2 = P_y, \quad P^3 = P_z, \\
 P_1 &= -P_x, \quad P_2 = -P_y, \quad P_3 = -P_z.
 \end{aligned}
 \tag{31}$$

En la representación circular polar:

$$\begin{aligned}
 P^{(1)} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (P_x - iP_y), \quad P^{(2)} = \frac{1}{\sqrt{2}} (P_x + iP_y) \\
 P_{(1)} &= -\frac{1}{\sqrt{2}} (P_x - iP_y), \quad P_{(2)} = -\frac{1}{\sqrt{2}} (P_x + iP_y).
 \end{aligned}
 \tag{32}$$

de manera que resulta:

$$P^{(1)} P^{(2)} + P^{(2)} P^{(1)} = P_x^2 + P_y^2
 \tag{33}$$

$$P^{(1)} P_{(2)} + P^{(2)} P_{(1)} = -(P_x^2 + P_y^2).
 \tag{34}$$

En esta notación, la ecuación de energía de Einstein es:

$$P^0 P_0 + P^1 P_1 + P^2 P_2 + P^3 P_3 = m^2 c^2
 \tag{35}$$

$$\text{o} \quad P^{(2)} P_{(2)} + P^{(1)} P_{(1)} + P^{(2)} P_{(1)} + P^{(1)} P_{(2)} = m^2 c^2.
 \tag{36}$$

La transformación a relatividad general a partir de la relatividad restringida se define mediante:

$$\begin{aligned}
 P^{(1')} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (P_x - iP_y) e^{i\phi} \\
 P^{(2')} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (P_x + iP_y) e^{-i\phi}
 \end{aligned}
 \tag{37}$$

cuyos componentes covariantes son:



$$P^{(1)} = -\frac{1}{\sqrt{2}} (P_x - iP_y) e^{i\phi}, \quad (38)$$

$$P^{(2)} = -\frac{1}{\sqrt{2}} (P_x + iP_y) e^{-i\phi}$$

Para dos marcos estáticos rotulados (a) y  $\mu$ , se deduce que:

$$\begin{aligned} P^z &= P_x^z + P_y^z + P_z^z \\ &= P_{-}^{(3)} P^z + \sqrt{2} (P_{-}^{(1)} P^z - iP_{-}^{(2)} P^z). \end{aligned} \quad (39)$$

y que la ecuación de energía de Einstein es:

$$E^2 - c^2 P^2 = m^2 c^4, \quad (40)$$

Cuando el marco rotulado como (a) se transforma en un marco dinámico utilizando las Ecs. (28) y (29) entonces

$$\begin{aligned} P^z &= P_{-}^{(3)} P^z + \sqrt{2} (P_{-}^{(1)} P^z e^{i\phi} - iP_{-}^{(2)} P^z e^{-i\phi}) \\ &= P_z^z + P_x^z e^{i\phi} + P_y^z e^{-i\phi}. \end{aligned} \quad (41)$$

Denotamos:

$$\Pi^z = P_z^z + P_x^z e^{i\phi} + P_y^z e^{-i\phi} \quad (42)$$

y tomando nota que la energía también se transforma:

$$E \longrightarrow \epsilon \quad (43)$$

resulta:

$$\epsilon^2 - c^2 \Pi^z = E^2 - c^2 P^2 = m^2 c^4 \quad (44)$$

en donde la energía en reposo  $mc^2$  es una invariante de la transformación del marco. Por lo tanto, la Ec. (44) denota una transformación de Hamilton Jacobi desde la relatividad restringida a la relatividad general.

La deducción de la Ec. (44) puede verificarse a partir de la definición básica:

$$\begin{bmatrix} \underline{e}^{(1)} \\ \underline{e}^{(2)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} q_1^{(1)} & q_2^{(1)} \\ q_1^{(2)} & q_2^{(2)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{e}'_1 \\ \underline{e}'_2 \end{bmatrix} \quad (45)$$

Multiplicando ambos lados de la Ec. (45) por  $[\underline{e}_1 \ \underline{e}_2]$  desde la derecha:

$$\begin{bmatrix} \underline{e}^{(1)} \\ \underline{e}^{(2)} \end{bmatrix} \cdot [\underline{e}_1 \ \underline{e}_2] = \begin{bmatrix} q_1^{(1)} & q_2^{(1)} \\ q_1^{(2)} & q_2^{(2)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{e}'_1 \\ \underline{e}'_2 \end{bmatrix} \cdot [\underline{e}_1 \ \underline{e}_2] \quad (46)$$

de manera que:

$$\begin{bmatrix} \underline{e}^{(1)} \cdot \underline{e}_1 & \underline{e}^{(1)} \cdot \underline{e}_2 \\ \underline{e}^{(2)} \cdot \underline{e}_1 & \underline{e}^{(2)} \cdot \underline{e}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} q_1^{(1)} & q_2^{(1)} \\ q_1^{(2)} & q_2^{(2)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{e}'_1 \cdot \underline{e}_1 & \underline{e}'_1 \cdot \underline{e}_2 \\ \underline{e}'_2 \cdot \underline{e}_1 & \underline{e}'_2 \cdot \underline{e}_2 \end{bmatrix} \quad (47)$$

En la base cartesiana para un espacio tridimensional:

$$\begin{bmatrix} \underline{e}'_1 \cdot \underline{e}_1 & \underline{e}'_1 \cdot \underline{e}_2 \\ \underline{e}'_2 \cdot \underline{e}_1 & \underline{e}'_2 \cdot \underline{e}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (48)$$

de manera que:

$$\begin{bmatrix} q_1^{(1)} & q_2^{(1)} \\ q_1^{(2)} & q_2^{(2)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \underline{e}^{(1)} \cdot \underline{e}_1 & \underline{e}^{(1)} \cdot \underline{e}_2 \\ \underline{e}^{(2)} \cdot \underline{e}_1 & \underline{e}^{(2)} \cdot \underline{e}_2 \end{bmatrix} \quad (49)$$

lo cual prueba que si:

$$\underline{e}^a = q^a_{\mu} \underline{e}^{\mu} \quad (50)$$

entonces:

$$q^a_{\mu} = \underline{e}^a \cdot \underline{e}^{\mu} \quad (51)$$

Q. E. D.

Extendiendo este procedimiento al momento lineal:

$$\begin{bmatrix} \underline{P}^{(1)} \\ \underline{P}^{(2)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} q_1^{(1)} & q_2^{(1)} \\ q_1^{(2)} & q_2^{(2)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{P}_1 \\ \underline{P}_2 \end{bmatrix} \quad (52)$$

de manera que:

$$\begin{bmatrix} \underline{P}^{(1)} \\ \underline{P}^{(2)} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \underline{P}_1 \\ \underline{P}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} q_1^{(1)} & q_2^{(1)} \\ q_1^{(2)} & q_2^{(2)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{P}_1 \\ \underline{P}_2 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \underline{P}_1 \\ \underline{P}_2 \end{bmatrix} \quad (53)$$

resulta:

$$\begin{bmatrix} \underline{P}^{(1)} \cdot \underline{P}_1 & \underline{P}^{(1)} \cdot \underline{P}_2 \\ \underline{P}^{(2)} \cdot \underline{P}_1 & \underline{P}^{(2)} \cdot \underline{P}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} q_1^{(1)} & q_2^{(1)} \\ q_1^{(2)} & q_2^{(2)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{P}_1 \cdot \underline{P}_1 & \underline{P}_1 \cdot \underline{P}_2 \\ \underline{P}_2 \cdot \underline{P}_1 & \underline{P}_2 \cdot \underline{P}_2 \end{bmatrix} \quad (54)$$

En la base cartesiana de espacio tridimensional:

$$A = \begin{bmatrix} \underline{P}_1 \cdot \underline{P}_1 & \underline{P}_1 \cdot \underline{P}_2 \\ \underline{P}_2 \cdot \underline{P}_1 & \underline{P}_2 \cdot \underline{P}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_x^2 & 0 \\ 0 & P_y^2 \end{bmatrix} \quad (55)$$

y la matriz inversa es:

$$A^{-1} = \frac{1}{P_x^2 P_y^2} \begin{bmatrix} P_y^2 & 0 \\ 0 & P_x^2 \end{bmatrix} \quad (56)$$

Por lo tanto la matriz de la tétrada es:

$$\begin{bmatrix} q_1^{(1)} \\ q_2^{(1)} \\ q_1^{(2)} \\ q_2^{(2)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \underline{P} \cdot \underline{P}_1 & \underline{P} \cdot \underline{P}_2 \\ \underline{P} \cdot \underline{P}_1 & \underline{P} \cdot \underline{P}_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1/\underline{P}_x^2 & 0 \\ 0 & 1/\underline{P}_y^2 \end{bmatrix} \quad (57)$$

con componentes individuales:

$$q_1^{(1)} = \frac{1}{\underline{P}_x} \underline{P} \cdot \underline{P}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad q_2^{(1)} = \frac{1}{\underline{P}_y} \underline{P} \cdot \underline{P}_2 = -\frac{i}{\sqrt{2}}, \quad (58)$$

$$q_1^{(2)} = \frac{1}{\underline{P}_x} \underline{P} \cdot \underline{P}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad q_2^{(2)} = \frac{1}{\underline{P}_y} \underline{P} \cdot \underline{P}_2 = \frac{i}{\sqrt{2}}$$

Análogamente:

$$q_3^{(3)} = \frac{1}{\underline{P}_z} \underline{P} \cdot \underline{P}_3 = 1. \quad (59)$$

y:

$$\underline{P}^2 = \underline{P}_x^2 + \underline{P}_y^2 + \underline{P}_z^2 = \underline{P} \cdot \underline{P}_3 + \sqrt{2}(\underline{P} \cdot \underline{P}_1 - i \underline{P} \cdot \underline{P}_2) \quad (60)$$

que es la Ec. (39) Q. E. D.

La cuantización de estas ecuaciones clásicas requiere de las siguientes definiciones del postulado de Schroedinger:

$$\hat{P}^{(0)} \psi = i \hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (61)$$

$$\hat{P}^{(1)} \psi = -\frac{i \hbar}{\sqrt{2}} \left( \frac{\partial \psi}{\partial x} - i \frac{\partial \psi}{\partial y} \right), \quad (62)$$

$$\hat{P}^{(2)} \psi = -\frac{i \hbar}{\sqrt{2}} \left( \frac{\partial \psi}{\partial x} + i \frac{\partial \psi}{\partial y} \right), \quad (63)$$

$$\hat{P}^{(3)} \psi = i \hbar \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad (64)$$

$$\hat{P}^{(0)} \psi = -\frac{i \hbar}{\sqrt{2}} \left( \frac{\partial \psi}{\partial x} - i \frac{\partial \psi}{\partial y} \right), \quad (65)$$

$$\hat{P}^{(1)} \psi = -\frac{i \hbar}{\sqrt{2}} \left( \frac{\partial \psi}{\partial x} + i \frac{\partial \psi}{\partial y} \right), \quad (66)$$

$$\hat{P}^{(2)} \psi = -\frac{i \hbar}{\sqrt{2}} \left( \frac{\partial \psi}{\partial x} - i \frac{\partial \psi}{\partial y} \right), \quad (67)$$

$$\hat{P}^{(3)} \psi = -i \hbar \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (68)$$

prescripción mínima utilizamos:

$$E = E - V \quad (69)$$

donde  $V$  es la energía potencial introducida por las transformaciones en los marcos (28) y (29). A partir de las Ecs. (44) y (69):

$$(E - V)^2 = E^2 + V^2 - 2EV = E^2 - c^2(p^2 - \pi^2). \quad (70)$$

En la aproximación:

$$E = \gamma mc^2 \longrightarrow mc^2 \quad (71)$$

la Ec. (70) produce:

$$V^2 - 2mc^2V + c^2(p^2 - \pi^2) = 0 \quad (72)$$

a partir de lo cual:

$$V = 2mc^2 \left( 1 \pm \left( 1 - \frac{(p^2 - \pi^2)}{m^2 c^2} \right)^{1/2} \right). \quad (73)$$

En el límite:

$$p = \pi \quad (74)$$

no hay energía potencial, de manera que se requiere la raíz negativa en la Ec. (73) y:

$$V = 2mc^2 \left( 1 - \left( 1 - \frac{(p^2 - \pi^2)}{m^2 c^2} \right)^{1/2} \right), \quad (75)$$

En la Ec. (73), usamos:

$$\text{Real}(p^2 - \pi^2) = (p_x^2 + p_y^2)(1 - \cos\phi) \quad (76)$$

de manera que la Ec. (44) deviene:

$$E - V - mc^2 = \frac{c^2 \pi^2}{E - V + mc^2} \quad (77)$$

En la aproximación (71):

$$E - mc^2 = V + \frac{c^2 \pi^2}{2mc^2 - V} \quad (78)$$

Si se supone que:

$$V \ll 2mc^2 \quad (79)$$

entonces

$$E - mc^2 = \frac{\pi^2}{2m} + V \quad (80)$$

Finalmente, para:

$$\pi \sim p \quad (81)$$

el límite de Schroedinger se obtiene al considerar la energía de la ecuación de Schroedinger como  $E - mc^2$ , de manera que:

$$E - \psi = \left( -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V \right) \psi \quad (82)$$

con:

$$V = 2mc^2 \left( 1 - \left( 1 - \left( \frac{p_x^2 + p_y^2}{m^2 c^2} (1 - \cos \phi) \right) \right)^{1/2} \right) \quad (83)$$

En la Sección 4 esta ecuación se resuelve para el coeficiente de transmisión de la tunelación cuántica en RNBE.

#### 4. Ilustraciones del coeficiente de transmisión de RNBE con energía potencial del espaciotiempo.

Para comprender el impacto entre los núcleos de oxígeno y carbono, tal como se analizó en los documentos UFT 228- 230, como un posible indicador experimental de reacciones nucleares de baja energía, las condiciones en la descarga eléctrica de arco de carbono se modelaron utilizando las ecuaciones de este documento, a fin de ver la probabilidad de tunelación cuántica a los niveles de energía disponibles a partir de una situación de arco.

La ecuación (82) puede simplificarse, utilizando la condición de la Ec.(78), a

$$V = \frac{(p_x^2 + p_y^2)}{\mu} (1 - \cos(\varphi)) \quad (83)$$

donde  $\mu$  es la masa reducida del proyectil. Dada la densidad de momento de una onda electromagnética como

$$\text{volumen} = \frac{W}{c^2}$$

donde  $W$  es el flujo instantáneo de energía de una onda electromagnética, la Ec.(83) deviene

$$V = \frac{1}{\mu} \left( \frac{W}{c^2} \text{volumen de proyectil} \right)^2 (1 - \cos(\varphi))$$

de manera que si  $r_p$  es el radio de la partícula-proyectil, entonces

$$V = \frac{1}{\mu} \left( \frac{W^4 \mu r_p^2}{c^2} \right)^2 (1 - \cos(\varphi)) \quad (84)$$

Este valor para el potencial provisto por una onda electromagnética permite el cálculo del coeficiente de transferencia para una KNBE de la misma manera que en los documentos previos UFT 228-230. Los datos para el núcleo de oxígeno, o sea el objetivo, impactado con el núcleo de carbono, o sea el proyectil, estaban disponibles en la literatura y reportados anteriormente. Para este cálculo tomamos:

Profundidad de pozo de potencial (MeV)	93.89	$V_0$
Radio de partícula de base nuclear (m)	$1.18 \times 10^{-15}$	$r_0$
Radio del núcleo (m)	$r_0(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$	$r_r$
Difusividad del pozo de potencial (m)	$0.454 \times 10^{-15}$	$a_r$
Masa atómica de objetivo	15.9994	$A_t$
Masa atómica de proyectil	12.011	$A_p$

Siguiendo el camino trazado en los documentos UFT 228 y 229, la Ec.(84) se normaliza para dar

$$\theta = \exp \left( \frac{\sqrt{2\mu V_0 a r}}{\hbar} \int_a^b \left( \frac{-1}{1 + \exp(\frac{\eta-1}{\eta_0})} + V_c - \lambda - \frac{1}{\mu V_0} \left( \frac{W^4 \mu r_p^3}{c^2} \right)^2 (1 - \cos(\varphi)) \right)^{1/2} d\eta \right) \quad (85)$$

donde

$$\eta = \frac{r}{r_r}$$

$$\eta_0 = \frac{a_r}{r_r}$$

$$\lambda = \frac{E}{V_0}$$

$$\chi = \frac{1}{\mu V_0} \left( \frac{W^4 \mu r_p^3}{c^2} \right)^2$$

$$r_p = r_0 A^{1/3}$$

$$V_c = \frac{z_p z_t e^2}{4\pi\epsilon_0 V_0 r_r \eta} \geq 1$$

$$V_c = \frac{z_p z_t e^2}{8\pi\epsilon_0 V_0 r_r} (3 - \eta^2) \quad \eta < 1$$

Comparando la integral de la Ec.(85) con la de documentos previos, hallamos el término añadido

$$\frac{1}{\mu V_0} \left( \frac{W^4 \mu r_p^3}{c^2} \right)^2 (1 - \cos(\varphi))$$

el cual sirve para disminuir la barrera de Coulomb.

Un cálculo completo del coeficiente de transmisión va más allá del alcance de este documento, ya que requiere una suposición de velocidades de proyectil y ritmos de flujo de masa, datos desconocidos a esta altura. Sin embargo, mostramos una gráfica del argumento de la raíz de la Ec.(85) para algunos valores supuestos para las variables experimentales, en la Figura 1.

Un punto de interés es la dependencia de los límites de integración y el tamaño del argumento de la barrera de Coulomb a superar entre los dos núcleos. El coeficiente de transmisión para semejanza argumento es 0.61 para  $\varphi = 0$  y 0.63 para  $\varphi = \pi$ , ilustrando un incremento de una potencial reacción.



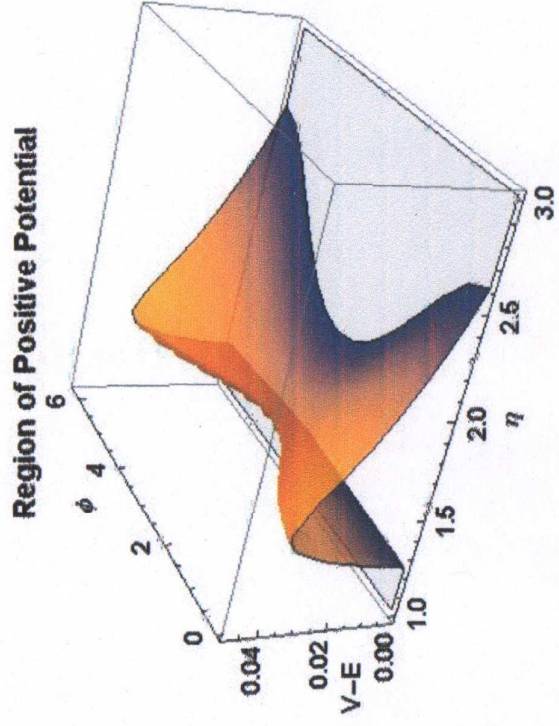


Figura 1. Gráfica de la región positiva del argumento de la raíz en la Ec. (85) con  $\chi = 0.1$ ,  $\lambda = 0.05$ .

## Agradecimientos.

Se agradece el Gobierno Británico por el otorgamiento de la Pensión Civil Vitalicia. Se agradece al equipo técnico de AIAS y a otros por muchas discusiones interesantes. Se agradece a Dave Burleigh por la publicación en red, a Alex Hill por las traducciones, y a Robert Cheshire, Alex Hill y Simon Clifford por las grabaciones. AIAS se ha establecido bajo el Patrocinio de la familia Newlands y como UPITEC, una organización sin fines de lucro registrada en Boise, estado de Idaho, EE.UU.

## Referencias.

- [1] M. W. Evans, Ed., "Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity", número especial seis de la ref. (2).
- [2] M. W. Evans, Ed., Journal of Foundations of Physics and Chemistry, (Cambridge International Science Publishing, CISP, [www.cisp-publishing.com](http://www.cisp-publishing.com)), seis publicaciones anuales a partir de junio de 2011).
- [3] M. W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, "Criticism of the Einstein Field Equation." (CISP, 2011).
- [4] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, "Generally Covariant Unified Field Theory" (Abramis Academic, 2005 a 2011), en siete volúmenes.
- [5] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (Abramis, 2007). Existe traducción al castellano por Alex Hill en la Sección en Español del portal [www.aias.us](http://www.aias.us).
- [6] M. W. Evans y S. Kielich, "Modern Nonlinear Optics" (Wiley, 1992, 1993, 1997, 2001), en seis volúmenes y dos ediciones.
- [7] M. W. Evans y L. B. Crowell, "Classical and Quantum Electrodynamics and the B(3) Field" (World Scientific 2001).
- [8] M. W. Evans y J.-P. Vigié, "The Enigmatic Photon" (Kluwer 1994 - 2002), en 10 volúmenes, con encuadernación dura y blanda.
- [9] M. W. Evans y A. A. Hasanein, "The Photomagnetron in Quantum Field Theory" (World Scientific, 1994).
- [10] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, trabajos indicados para la Academia de Ciencias de Serbia, 2010 al presente.
- [11] La Conferencia 2012 en Zurich sobre Reacciones Nucleares de Baja Energía.
- [12] S. Bannister, Universidad de Utah, comunicaciones.