

Reglas de cuantización aplicadas a soluciones analíticas de la ecuación de Schroedinger.

por

M. W. Evans y H. Eckardt
Civil List y AIAS / UPITEC.

(www.aias.us, www.upitec.org, www.et3m.net, www.archive.org, www.webarchive.org.uk)

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Se aplican las reglas de cuantización de la *teoría m*, desarrolladas en documentos inmediatamente precedentes, a las soluciones analíticas de la ecuación de Schroedinger. En cada uno de los casos, la solución deviene una solución correspondiente a la mecánica cuántica covariante generalizada, es decir, la mecánica cuántica unificada con la relatividad general.

Palabras clave: teoría ECE2, reglas de cuantización de la *teoría m*, mecánica cuántica covariante generalizada.

1. Introducción.

En los documentos inmediatamente precedentes en esta serie [1-41], se desarrollaron reglas de cuantización para la mecánica cuántica covariante generalizada (mecánica cuántica unificada con la relatividad general). En la Sección 2 de este documento, dichas reglas se aplican a algunas conocidas soluciones analíticas de la ecuación de Schroedinger, tales como la del oscilador armónico. Se demuestra que el empleo en los cálculos del espacio con simetría esférica más general resulta en corrimientos de las soluciones en el límite no relativista de la ecuación de Schroedinger. En la Sección 3 se aplica el método en mecánica cuántica computacional, con una técnica *ab initio*. El empleo de un espacio m produce efectos pequeños pero significativos. Puede pensarse al espacio m como "el vacío", y el efecto del vacío mejor conocido es el corrimiento de Lamb. De manera que la *teoría m* puede utilizarse para eliminar los conceptos no baconianos de la electrodinámica cuántica.

Este documento constituye una breve sinópsis de las Notas de Acompañamiento UFT436, publicadas en el portal www.aias.us. La Nota 436(1) trata acerca del oscilador armónico, la Nota 436(2) trata acerca del oscilador inarmónico, la Nota 436(3) brinda una ley general de efectos espectrales del espacio m , o vacío, y la Nota 436(4) presenta una solución mediante separación de variables de la ecuación de Schroedinger. La Nota 436(5) analiza los valores esperados de la ecuación de Schroedinger completa.

2. Efecto de la *teoría m* sobre las soluciones analíticas.

Consideremos el límite no relativista de la mecánica cuántica, gobernado por la ecuación de Schroedinger:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + U(r) \psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (1)$$

donde ψ es la ecuación de onda completa, $U(r)$ es la energía potencial, \hbar es la constante reducida de Planck y m es la masa de la partícula bajo consideración. Tal como se muestra en detalle en la Nota 436(4), la Ec. (1) puede resolverse escribiendo:

$$\psi = \psi_1(r) \psi_2(t) \quad (2)$$

produciendo así dos ecuaciones:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi_1 + U(r) \psi_1 = E \psi_1 \quad (3)$$

y

$$i\hbar \frac{\partial \psi_2}{\partial t} = E \psi_2 \quad (4)$$

dando la solución completa:

$$\Psi(r,t) = \Psi_1(r)\Psi_2(t) = \exp\left(-\frac{iEt}{\hbar}\right)\Psi_1(r) \quad (5)$$

donde E son los niveles de energía.

Las reglas de cuantización, incluidas en los documentos inmediatamente precedentes modifican la función de onda como sigue:

$$t \longrightarrow w^{1/2}(r)t \quad (6)$$

$$r \longrightarrow \frac{r}{w^{1/2}(r)} \quad (7)$$

para producir la función de onda covariante generalizada, la función de onda en presencia del vacío. De manera que la solución general (5) deviene

$$\Psi\left(\frac{r}{w(r)^{1/2}}, w^{1/2}(r)t\right) = \exp\left(-\frac{iEm^{1/2}(r)t}{\hbar}\right)\Psi_1\left(\frac{r}{w(r)^{1/2}}\right) \quad (8)$$

Algunos ejemplos de las conocidas funciones de onda analíticas en ausencia del vacío se incluyen como sigue.

1) Los niveles de energía de la partícula libre son:

$$E = \hbar\omega \quad (9)$$

y la función de onda dependiente del tiempo es:

$$\Psi_2(t) = \exp(-i\omega t). \quad (10)$$

2) Los niveles de energía del oscilador armónico son:

$$E = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega \quad (11)$$

donde n es el número cuántico vibracional, y la función de onda dependiente del tiempo es:

$$\Psi_2(t) = \exp\left(-i\left(n + \frac{1}{2}\right)\omega t\right) \quad (12)$$

3) Los niveles de energía del oscilador inarmónico son:

$$E = \hbar \omega \left(n + \frac{1}{2} \right) \left(1 - x \left(n + \frac{1}{2} \right) \right) \quad (13)$$

donde x constituye una medida de la inarmonicidad, y

$$\psi_2(t) = \exp \left(-i \omega t \left(n + \frac{1}{2} \right) \left(1 - \left(n + \frac{1}{2} \right) x \right) \right) \quad (14)$$

4) Los niveles de energía de la partícula en una caja, con notación bien conocida son:

$$E = \frac{n^2 \hbar^2 \pi^2}{2mL^2} \quad (15)$$

y:

$$\psi_2(t) = \exp \left(-\frac{i n^2 \hbar \pi^2}{2mL^2} t \right) \quad (16)$$

5) Los conocidos niveles de energía del átomo de hidrógeno son:

$$E = - \frac{ae^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n} \quad (17)$$

de manera que su función de onda deoendiente del tiempo es:

$$\psi_2(t) = \exp \left(- \frac{ime^4 t}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n} \right) \quad (18)$$

El valor esperado de la energía, a partir de la Ec. (4) es:

$$\langle E \rangle = i \hbar \int \psi_2^* \frac{\partial \psi_2}{\partial t} d\tau \quad (19)$$

Utilizando:

$$\psi_2(t) = \exp \left(-i \frac{Et}{\hbar} \right) \quad (20)$$

se deduce que:

$$\frac{\partial \psi_z}{\partial t} = -i \frac{E}{\hbar} \psi_z \quad (21)$$

de manera que:

$$\langle E \rangle = E \int \psi_z^* \psi_z d\mathcal{Z} \quad (22)$$

Si se normaliza correctamente la función de onda, entonces:

$$\int \psi_z^* \psi_z d\mathcal{Z} = 1 \quad (23)$$

de manera que:

$$\langle E \rangle = E \quad (24)$$

Sin embargo, en el espacio m :

$$\psi_z(t) = \exp\left(-\frac{iE}{\hbar} m(r)^{1/2} t\right) \quad (25)$$

de manera que:

$$\frac{\partial \psi_z(t)}{\partial t} = -i \frac{E}{\hbar} m(r)^{1/2} \psi_z(t) \quad (26)$$

y el valor esperado de energía es:

$$\langle E \rangle = E \int \psi_z^* m(r)^{1/2} \psi_z d\mathcal{Z} \quad (27)$$

Por lo tanto, en la mecánica cuántica covariante generalizada del espacio m , los niveles de energía sufren un corrimiento. La medida del corrimiento viene determinada por la función m y la función de onda dependiente del tiempo.

Los niveles de energía de la ecuación de Schroedinger (1) vienen dados en general por el valor esperado calculado para la función de onda completa (ψ). De manera que:

$$\langle E \rangle = \int \psi^* E \psi d\tau = \int \psi_1^*(r) \psi_2^*(t) E \psi_1(r) \psi_2(t) d\tau \quad (28)$$

Sin embargo,

$$\psi_2^*(t) = \exp\left(\frac{iEt}{\hbar}\right) \quad (29)$$

de manera que la Ec. (28) se reduce a:

$$\langle E \rangle = \int \psi_1^*(r) \exp\left(\frac{iEt}{\hbar}\right) E \psi_1(r) \exp\left(-\frac{iEt}{\hbar}\right) d\tau \quad (30)$$

En el espacio m, esto deviene:

$$r \rightarrow \frac{r}{m(r)^{1/2}}, \quad t \rightarrow m(r)^{1/2} t. \quad (31)$$

y en el espacio m hay corrimientos y particiones producidas por la función m(r), Q. E. D.

Puede considerarse a la mecánica cuántica covariante generalizada como mecánica cuántica en presencia del vacío. El corrimiento inducido por el vacío mejor conocido es el corrimiento de Lamb, el cual requiere la consideración del número cuántico de espín, pero en la aproximación no relativista puede utilizarse la ecuación de Schrodinger. Finalmente, tal como se muestra en la Nota 436(5), aparecen los mismos niveles de energía E tanto en la Ec. (3) como en la (4), de manera que se deduce que:

$$\begin{aligned} \langle E \rangle &= \int \psi_1^* E \psi_1 d\tau = -\frac{\hbar^2}{2m} \int \psi_1^* \frac{d^2 \psi_1}{dr^2} d\tau + \int \psi_1^* H(r) \psi_1 d\tau \\ &= \int \psi_2^* E \psi_2 d\tau \end{aligned} \quad (32)$$

En el espacio m:

$$\psi_2(t) = \exp\left(-\frac{iE}{\hbar} m^{1/2}(r) t\right) \quad (33)$$

de manera que:

$$\langle E \rangle = E \int \psi_2^* m^{1/2}(r) \psi_2 d\tau \quad (34)$$

En el mismo espacio m, la Ec. (32) deviene:

$$r \longrightarrow \frac{r}{m(r)^{1/2}}, \quad (35)$$

$$t \longrightarrow m(r)^{1/2} t \quad (36)$$

De manera que los niveles de energía de la completa ecuación de Schroedinger en el espacio m son:

$$E = \frac{1}{\int \psi_2^* m^{1/2}(r) \psi_2 dz} \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \int \psi_1^* \left(\frac{r}{m(r)^{1/2}} \right)^2 \frac{d^2}{dr^2} \left(\psi_1 \left(\frac{r}{m(r)^{1/2}} \right) \right) dz \right.$$

$$\left. + \int \psi_1^* \left(\frac{r}{m(r)^{1/2}} \right) U \left(\frac{r}{m(r)^{1/2}} \right) \psi_1 \left(\frac{r}{m(r)^{1/2}} \right) dz \right] \quad (37)$$

3. Ejemplos gráficos y aplicación a química cuántica.

3.1 Ejemplos de funciones de onda en la teoría m .

En primer lugar, presentamos algunas gráficas de soluciones analíticas de la ecuación de Schroedinger. Un sistema básico utilizado a menudo para describir efectos cuánticos es el oscilador armónico. Exhibe niveles de energía y eigen-funciones temporales tales como se observa en las Ecs. (11) y (12). Las eigen-funciones radiales son funciones complicadas de polinomios de Hermite y dadas en la Nota 436(1). Una propiedad llamativa es la existencia de una energía de punto cero $E = \frac{1}{2} \hbar\omega$ para el nivel cuántico más bajo $n = 0$. Las eigen-funciones del oscilador armónico se representan en la Fig. 1 para los estados más bajos. Son funciones pares e impares alrededor del centro $r = 0$. En el caso de la teoría m , la coordenada radial se reemplaza con

$$r \rightarrow \frac{r}{m(r)^{1/2}} \quad (38)$$

Esto conduce a bordes agudos y estiramientos en los eigen-estados en $r = 0$, como puede observarse en la Fig.2. La simetría o antisimetría permanecen intactas.

El oscilador inarmónico es mucho más complicado en su manejo, pero se conoce una solución analítica para la ecuación de Schroedinger, ver la Nota 436(2). Hay un factor de asimetría $x \propto 1/\omega$ en energías y eigen-funciones. El potencial asimétrico de este tipo de oscilador conduce a eigen-estados asimétricos, como se observa en la Fig. 3. Los eigen-estados dependen de polinomios de Laguerre generalizados, Utilizando la transformación (38) al espacio m , aparece un efecto similar al del oscilador armónico: las funciones muestran amplios saltos o bordes agudos en el origen (Fig.4). Esto es una consecuencia de la función m que resulta efectiva cerca del origen.

3.2 Teoría m en Química Cuántica.

Desarrollamos un ejemplo de los efectos del espacio m que impactan en la Química Cuántica. El código computacional utilizado se basa en un método *ab initio*, la Aproximación de Densidad Local (LDA), y resuelve ya sea la ecuación de Schroedinger (caso no relativista) o la ecuación de Dirac (caso relativista) o la ecuación de Dirac al cuadrado (denominada como

cálculo escalar-relativista)¹. Pueden llevarse a cabo cálculos con espín polarizado con los dos primeros casos.

En el método LDA, las ecuaciones para el sistema del electrón-N se reducen a ecuaciones de 1-electrón efectivo para cada electrón (es decir, ocupación electrónica). El potencial efectivo a utilizarse es (en unidades atómicas)

$$U_{\text{ef}}(\mathbf{r}) = U_{\text{nuc}}(\mathbf{r}) + U_{\text{el}}(\mathbf{r}) + U_{\text{xc}}(\mathbf{r}) \quad (39)$$

con un potencial de núcleo

$$U_{\text{nuc}}(\mathbf{r}) = -Z/r, \quad (40)$$

un potencial de electrón

$$U_{\text{el}}(\mathbf{r}) = \int \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau', \quad (41)$$

y el así-llamado potencial de intercambio de correlación

$$U_{\text{xc}}(\mathbf{r}) = U_{\text{xc}}[\rho(\mathbf{r})]. \quad (42)$$

El problema principal es el manejo del intercambio y correlación del sistema de N-electrones (interacción entre electrones de acuerdo con el principio de exclusión de Pauli) de manera que una ecuación efectiva de 1 electrón queda por resolverse. Hay varios enfoques para resolver este problema, pero las diferencias no pueden verse en las gráficas de densidad de carga que proporcionamos como ejemplos más abajo.

Siguen las funciones de onda ψ_i como soluciones de, por ejemplo, la ecuación de Schroedinger y la densidad de carga es

$$\rho(\mathbf{r}) = \sum_i |\psi_i(\mathbf{r})|^2. \quad (43)$$

Debido a que la densidad de carga entra en el potencial, que a su vez determina las soluciones de la ecuación de Schroedinger, ambos cálculos deben de repetirse en forma iterativa hasta que se alcanza consistencia interna. Ya se había analizado un problema similar para las uniones de hidrógeno², donde se consideró el potencial ECE completo, incluyendo la conexión de espín. Con el objeto de obtener estados resonantes, se propuso un ciclo similar de consistencia interna.

Computamos la densidad de carga atómica de un átomo de Níquel como ejemplo. El átomo de níquel posee 18 electrones de núcleo y 10 electrones de valencia en la configuración $3d^8 4s^2$. Puede cambiarse la configuración, por ejemplo, para computar energías de ionización

¹ H. Gollisch y L. Fritsche; "Relativistic One-Particle Equation for Electron States of Heavy Metals", phys. stat. sol. (b)86, 145 (1978).

² Myron Evans, Douglas Lindstrom, Horst Eckardt; "ECE Theory of Hydrogen Bonding", International Conference on Water, Hydrogen Bonding Nanomaterials and Nanomedicine; Banja Luka, September 4, 2010

para el ion $3d^8 4s^1$ o estados de espín ordenados que desempeñan un papel en el níquel sólido. La cantidad relevante en tales cálculos es la energía total.

En nuestro ejemplo, representamos en primer término la densidad de carga total concentrada en conchas esféricas, $4\pi r^2 \rho$, ver la Fig. 5. Esto es lo que puede muestrearse, por ejemplo, mediante experimentos XPS. Pueden observarse las tres conchas de los números cuánticos principales. Para una visión con mayor detalle, se muestra en la Fig. 6 la densidad de carga de valencia ρ_{val} por sí sola. Resulta bien visible la concha $3d$, la cual se encuentra separada de los electrones s . Cuando se lleva a cabo la transformación de coordenadas radiales (38), la densidad de carga cerca del origen se corre a radios mayores. Este efecto puede observarse en la Fig. 6, donde utilizamos la función m exponencial con parámetro $R = 5 \cdot 10^{-4} a_0$. Debido a la escala logarítmica, las diferencias cerca del origen resultan claramente visibles. Como segunda modificación, hemos representado gráficamente la densidad modificada $\rho(r)/m(r)^{1/2}$. Cerca de los puntos de la gráfica radiales inferiores, la densidad se ve aumentada por un factor de 2. La pregunta es si esto posee un efecto notable sobre la carga total, que es la integral sobre la densidad de carga. La integral

$$\int \frac{\rho(r)}{m(r)^{1/2}} d\tau \quad (44)$$

que da el número de electrones en el caso $m(r) = 1$, se desvía de $N = 28$ (para el níquel atómico) sólo en el quinto sitio decimal. Las diferencias no resultan visibles si se considera la densidad de carga de las conchas esféricas de la Fig. 5. Esto muestra que, para cálculos de química cuántica, podría resultar suficiente el aplicar la teoría m a posteriori, como un efecto de perturbación, aun cuando la densidad se altera significativamente cerca del origen. La situación resulta diferente para la física nuclear, donde la estructura del núcleo se ve impactada – y posiblemente determinada por completo – por parte de la teoría m .

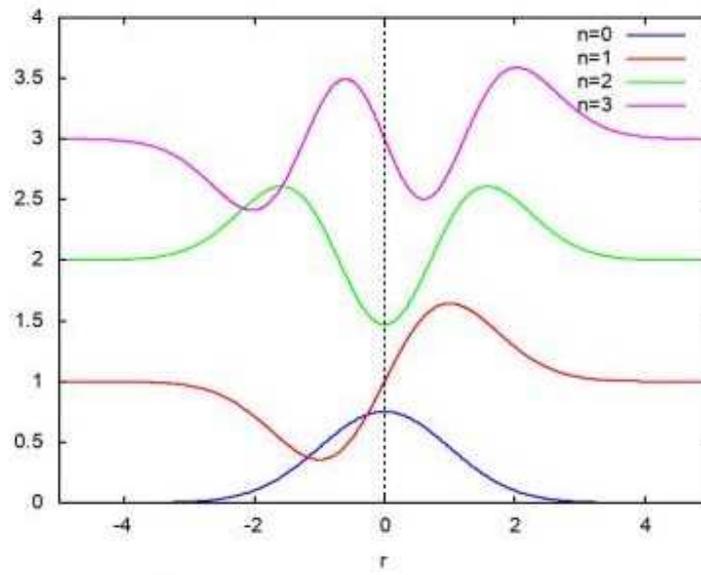


Figura 1: Eigen-estados para el oscilador armónico.

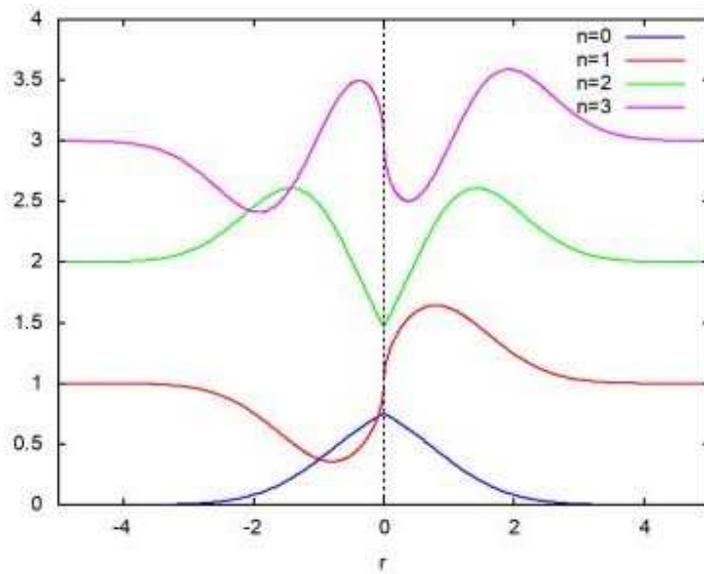


Figura 2: Eigen-estados para el oscilador armónico, *teoría m*.

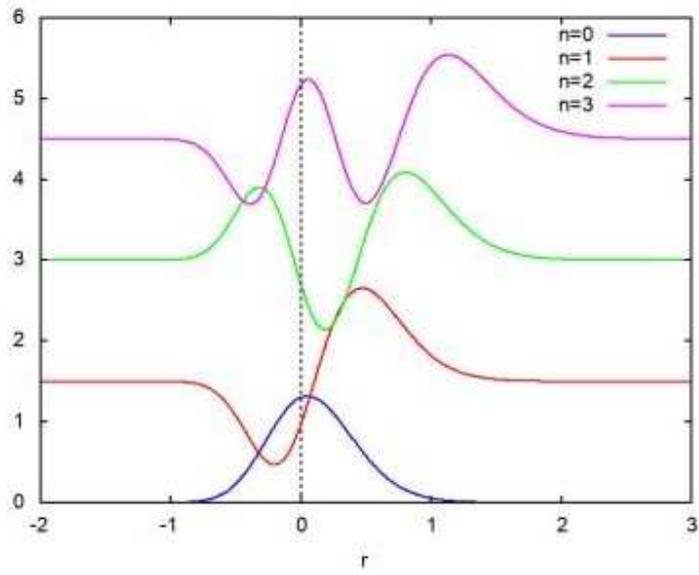


Figura 3: Eigen-estados para el oscilador inarmónico.

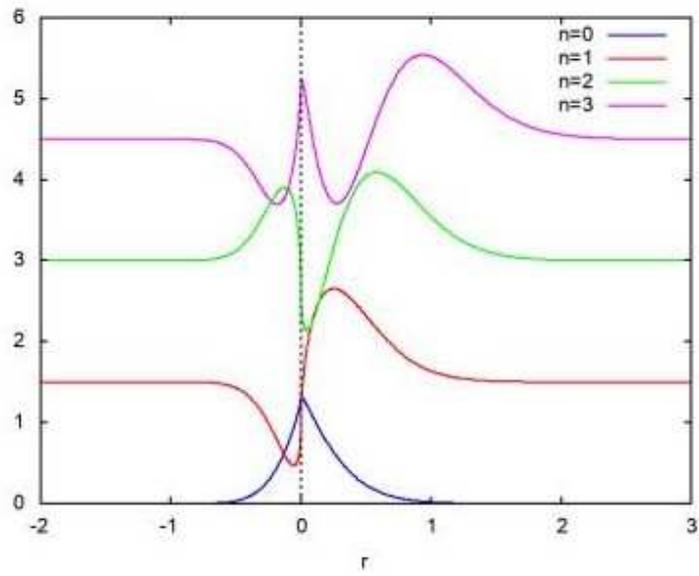


Figura 4: Eigen-estados para el oscilador inarmónico, *teoría m*.

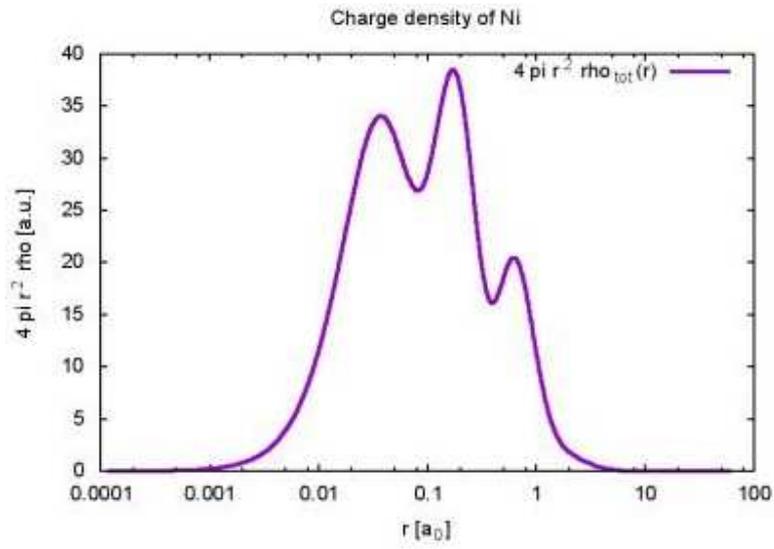


Figura 5: Densidad de carga total de un átomo de Ni, esférica $4\pi r^2 \rho$.

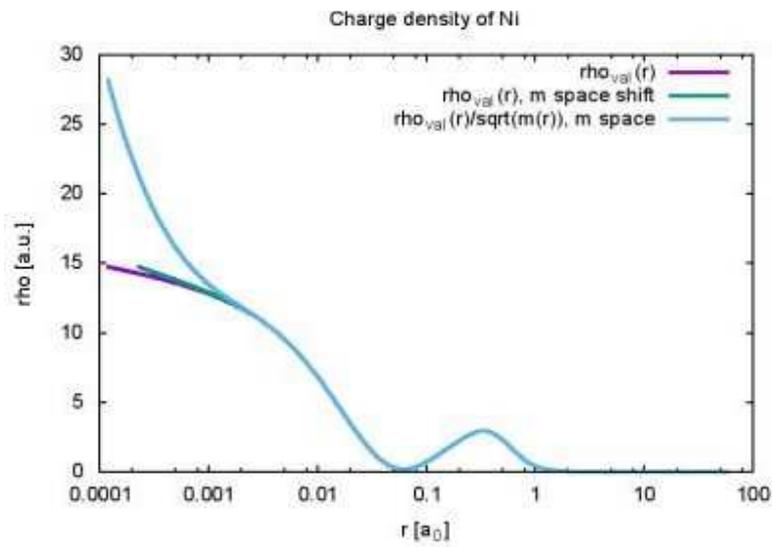


Figure 6: Densidad de carga de valencia ρ_{val} de un átomo de Ni, efectos del espacio m.

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 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 y 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).
- [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).
- [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).