

“Momento Toroidal del Electrón”

Oliver Consa

oliver.consa@gmail.com

Department of Physics and Nuclear Engineering (UPC)

Spain, Diciembre 2017

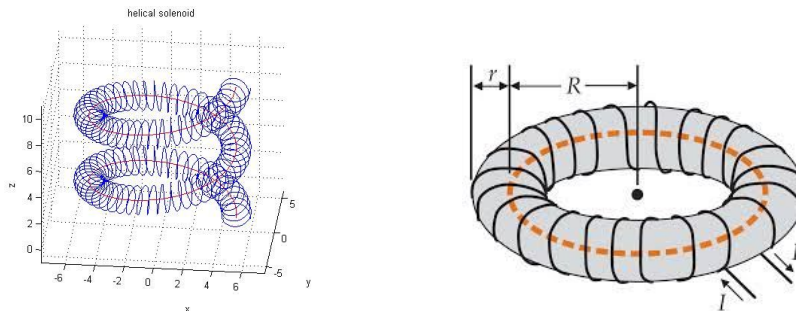
Abstract

Se propone un modelo semiclásico del electrón basado en el modelo de Electrón Anular de Parson y en el Modelo Zitterbewegung de Hestenes. El Modelo de Electrón Solenoide Helicoidal propuesto está descrito en [1] y [2]. Este modelo implica necesariamente la existencia un Momento Toroidal para el Electrón. Esta predicción es propia de este modelo y diferente de las predicciones de la Mecánica Cuántica, lo que puede servir como prueba experimental para validar o descartar el modelo propuesto.

Introducción

Según la Interpretación Estadística de Einstein, la Mecánica Cuántica describe el comportamiento de conjuntos de partículas y no es aplicable a partículas individuales. Por lo tanto la MC no es una teoría completa y resulta necesario ampliar o crear una nueva teoría que sea aplicable a partículas individuales (“teoría de variables ocultas”). Esta nueva teoría debería ser determinista (“dios no juega a los dados”) y cada partícula debería tener una trayectoria definida en todo momento.

Partiendo de la Interpretación Estadística de la MC, propusimos un modelo semiclásico del electrón denominado “Modelo del Electrón Helicoidal”[1]. Este modelo está basado tanto en el modelo de electrón anular de Parson como en el modelo de electrón Zitterbewegung de Hestenes. Para obtener el g-factor del electrón, propusimos un refinamiento denominado “Modelo de Electrón Solenoide Helicoidal” [2].



Según este modelo, el electrón es una carga eléctrica infinitesimal que se desplaza siempre a la velocidad de la luz siguiendo una trayectoria con geometría de solenoide helicoidal y con un momento angular igual a la constante reducida de Planck. Para un electrón en reposo, la geometría del electrón pasa a ser la de un Solenoide Toroidal. El modelo de Solenoide Helicoidal es válido para cualquier otra partícula subatómica, como el protón o el neutrón.

Resumen del Modelo de Electrón Solenoide Helicoidal

La trayectoria del electrón como solenoide helicoidal puede describirse con la siguiente ecuación:

$$\begin{aligned}x(t) &= (R + r \cos Nwt) \cos wt \\y(t) &= (R + r \cos Nwt) \sin wt \\z(t) &= r \sin Nwt + vt\end{aligned}$$

Donde “v” es la velocidad del centro del toroide (que coincide con el centro de masas del electrón). Postulamos que la velocidad tangencial de la partícula debe ser siempre igual a la velocidad de la luz y obtenemos la ecuación fundamental del electrón según este modelo.

$$c^2 = (Rw)^2 + (rNw)^2 + v^2 + (2Rrw^2 + r^2w^2 \cos Nwt + 2vrNw) \cos Nwt$$

De la ecuación del Solenoide Helicoidal se obtiene el g-factor como una consecuencia de su propia geometría (siendo, $rN \ll R$):

$$g_{factor} = \sqrt{1 + (rN/R)^2}$$

Y una velocidad de rotación que depende del g-factor y del factor de lorentz

$$v_r = c/g\gamma$$

Aplicando las siguientes relaciones, obtenemos un valor del g-factor igual a 1,0011607.

$$\frac{rN}{R} = \sqrt{\alpha/\pi} \quad g = \sqrt{1 + \alpha/\pi}$$

Postulamos que el momento angular de la partícula debe ser siempre igual a la constante reducida de Planck. Lo que da un valor del radio del electrón igual a la longitud de onda de compton reducida.

$$L = mRv_r = \hbar$$

$$\begin{aligned}\hbar &= m'R'v_r \\ \hbar &= (\gamma m)(gR)(c/g\gamma) \\ \hbar &= mRc\end{aligned}$$

$$R = \frac{\hbar}{mc} = \lambda_c$$

El periodo de rotación de la carga eléctrica y la frecuencia propia del electrón en este modelo son los siguientes:

$$T_e = \frac{2\pi R}{v_r} = \frac{h}{mc} \frac{g\gamma}{c} = \gamma g \frac{h}{mc^2} \quad f_e = \frac{1}{T_e} = \frac{mc^2}{\gamma gh}$$

La longitud de onda propia del electrón la calcularemos como la distancia entre dos vueltas de hélice completas (también llamado Helical Pitch).

$$\lambda_e f_e = v$$

$$\lambda_e = \frac{v}{f_e} = g\gamma\beta\lambda_c$$

El movimiento de la carga eléctrica provoca una corriente eléctrica. El Voltaje del electrón es igual a la energía por unidad de carga. El voltaje es provocado por el flujo magnético por unidad de tiempo.

$$I = ef_e \quad V = E/e = hf_e/e \quad V = \phi_e/T_e$$

Aplicando la ley de Ohm, obtenemos un valor fijo para la impedancia del electrón igual al valor de la “Resistencia Hall Cuántica”. Por otro lado, el valor del flujo magnético del electrón también es un valor fijo e igual al “Cuanto de Flujo Magnético”.

$$R = \frac{V_e}{I_e} = \frac{hf_e/e}{ef_e} = \frac{h}{e^2} \quad \phi_e = V_e T_e = \frac{hf_e}{e} \frac{1}{f_e} = \frac{h}{e}$$

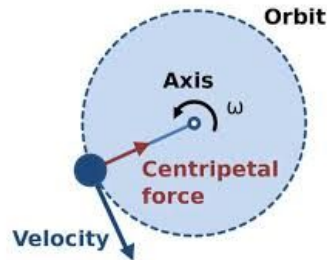
La Corriente eléctrica y el Voltaje dependen de la frecuencia, lo que provoca que el electrón se comporte como un Circuito LC Cuántico, con una Capacitancia (C) y Autoinductancia (L) propias:

$$L_e = \frac{\phi_e}{I_e} = \frac{h}{e^2 f_e} \quad C_e = \frac{e}{V_e} = \frac{e^2}{hf_e}$$

$$Z_e = \sqrt{\frac{L_e}{C_e}} = \frac{h}{e^2} \quad f_e = \frac{1}{\sqrt{L_e C_e}} = \frac{mc^2}{g\gamma h} = f_e$$

Fuerza Zitter y Límites de Schwinger

Para que el modelo de Electrón Helicoidal pueda ser posible, debe existir una fuerza centrípeta que compense la fuerza centrífuga del electrón orbitando alrededor de su centro de masas. David Hestenes[3] denominó la Fuerza Zitter y el caso del electrón esta fuerza debe ser igual a 0,212 N.



$$F = m \frac{v_r^2}{R} = \frac{m^2 c^3}{\hbar} = 0,212 N$$

Campos Electromagnéticos con una Fuerza de Lorentz superior a la Fuerza Zitter deberían provocar inestabilidades en la geometría del electrón. Los límites de los campos eléctricos y magnéticos son los siguientes:

$$F = eE + evB$$

$$E = \frac{m^2 c^3}{e\hbar} = 1,32 \cdot 10^{18} V/m$$

$$B = \frac{m^2 c^2}{e\hbar} = 4,41 \cdot 10^9 T$$

Estos valores se corresponden en la electrodinámica cuántica (QED) con los llamados “Límites de Schwinger”. Según la QED, a partir de estos valores se espera que los campos electromagnéticos se comporten de un modo no lineal. Estos límites fueron propuestos por Fritz Sauter in 1931 [4] y posteriormente discutidos por Werner Heisenberg. Sin embargo se les llama límites de Schwinger en honor a Julian Schwinger [5], que calculó las correcciones no lineales de la QED debido a estos límites. Resulta curioso que se obtengan exactamente estos mismos valores de un modo tan directo en el modelo de Electrón Helicoidal sin hacer uso de la QED.

A nivel experimental todavía no se ha conseguido alcanzar estos valores de manera directa [6,7], aunque las investigaciones actuales apuntan a que efectivamente al superar los campos electromagnéticos estos valores, se producen comportamientos inesperados no explicados por el actual Modelo Standard de Partículas.

Helicidad y Quiralidad

En 1956, mediante un experimento basado en la desintegración beta del núcleo de cobalto-60, se comprobó que las interacciones débiles violan la simetría P. En la década de los años 1960, la ruptura de la simetría de paridad fue utilizada por Glashow, Salam y Weinberg para desarrollar el modelo electrodébil y unificar la fuerza nuclear débil con la fuerza electromagnética. La observación empírica de que las interacciones electrodébiles actúan de manera distinta sobre los fermiones dextrógiros y sobre los fermiones levógiros constituye una de las características básicas de esta teoría.

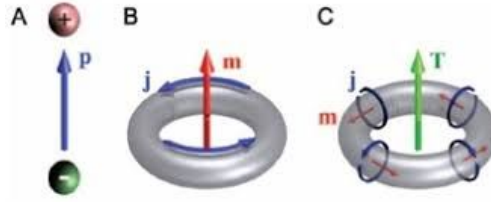
La quiralidad y la helicidad son propiedades de las partículas subatómicas esenciales en la teoría electrodébil, sin embargo se trata de dos conceptos abstractos y difíciles de visualizar. Por el contrario, en el modelo del electrón Solenoide Helicoidal, estos conceptos son evidentes y una consecuencia directa de su propia geometría:

- La helicidad viene dada por el movimiento helicoidal de traslación del electrón ($v > 0$), que puede tener dos sentidos: dextrógiro o levógiro. La helicidad del electrón no es un concepto absoluto, sino relativo a la velocidad del observador respecto a la velocidad del electrón.
- La quiralidad viene dada por el movimiento helicoidal secundario de rotación, que también puede ser dextrógiro o levógiro. La quiralidad del electrón es absoluta ya que la velocidad tangencial del electrón siempre es igual a la velocidad de la luz e independiente de la velocidad del observador.

Momento Toroidal

En 1957, Yakov Zel'dovich [8] propuso que la única forma de explicar la violación de la simetría de paridad en la interacción débil es que toda partícula de Dirac de spin-1/2 debe tener un momento dipolar toroidal o "anapolo". Sobre 1970, Dubovik [9,10] conectó la descripción cuántica del anapolo con la electrodinámica clásica mediante la introducción de los "momentos multipolares toroidales polares". El término "toroidal" se deriva de distribuciones de corriente en forma de una bobina circular. La investigación sobre los momentos toroidales quedó relegada a los físicos de la Unión Soviética durante décadas. A finales de los años 90, los momentos toroidales comenzaron a conocerse en occidente hasta el punto que en 1997 pudo medirse experimentalmente el momento toroidal del núcleo de Cesio-133 y Iterbio-174 [11].

En un campo electrostático, todas las distribuciones de cargas y corrientes pueden ser representadas de manera completa mediante una expansión multipolar utilizando únicamente multipolos eléctricos y magnéticos. En cambio, en una expansión multipolar de un campo electrodinámico aparecen nuevos términos. Estos nuevos términos se corresponden con una tercera familia de multipolos: los momentos toroidales. El término toroidal de menor orden es el momento dipolar toroidal. El momento toroidal puede entenderse como el momento generado por una distribución de momentos magnéticos. El caso más simple es el momento toroidal generado por una corriente eléctrica en un solenoide toroidal.



El momento toroidal se calcula según la siguiente ecuación [10]:

$$T = \frac{1}{10} \int [(\mathbf{j} \cdot \mathbf{r})\mathbf{r} - 2r^2\mathbf{j}]dV$$

Para el caso del Solenoide Toroidal, el momento toroidal se puede calcular de forma más directa como el campo B en el interior del toroide por el volumen del toroide [10].

$$\mu T = BsS = \frac{\mu NI}{2\pi R}(\pi r^2)(\pi R^2) \quad B = \frac{\mu NI}{2\pi R}$$

Dando como resultado la expresión del Momento Toroidal, que coincide con la calculada en [12]:

$$T = \frac{NI(\pi r^2)R}{2}$$

En el presente modelo de Electrón Solenoide Helicoidal, un electrón en reposo es básicamente un solenoide toroidal superconductor, y por lo tanto debe compartir todas las características eléctricas de un Solenoide Toroidal. En nuestro modelo, la corriente eléctrica, el magnetón de Bohr y el g-factor son los siguientes:

$$I = ef = e \frac{v_r}{2\pi R} = \frac{ec}{2\pi Rg} \quad \left(\frac{Nr}{R}\right)^2 = \frac{\alpha}{\pi} \quad \mu_B = \frac{ecR}{2}$$

Sustituimos y reordenamos los términos:

$$T = \frac{ec}{4g} \left(\frac{R^2}{N}\right) \left(\frac{Nr}{R}\right)^2 = \frac{ecR}{2} \frac{1}{2g} \left(\frac{R}{N}\right) \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)$$

Obteniendo el valor del Momento Toroidal del Electrón igual a:

$$T = \mu_B \frac{R}{gN} \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)$$

El valor teórico del Momento Toroidal del Electrón según este modelo es del orden de $T \sim 10^{-40} \text{ Am}^3$. El valor teórico para el momento toroidal del Neutrón y el Protón sería 1 millón de veces más pequeño. La existencia de un momento toroidal para el electrón (y para cualquier otra partícula subatómica) es una consecuencia directa de este modelo que podría validarse experimentalmente. Por el contrario, la MC no predice la existencia de ningún momento toroidal.

Anapolo como Materia Oscura

En 2013, Ho y Scherrer [13] propusieron la hipótesis de que la materia oscura del universo está formada por partículas atómicas neutras. Estas partículas de materia oscura fría interactúan con la materia ordinaria únicamente a través de un momento electromagnético de tipo “anapolo”, una variante del momento magnético toroidal descrito anteriormente. En concreto estas partículas serían fermiones de Majorana, que no pueden tener ningún otro momento electromagnético aparte de los momentos toroidales. El modelo para estas partículas subatómicas de materia oscura es compatible este modelo de Solenoide Helicoidal del electrón.

Conclusiones

El Modelo de Electrón Solenoide Toroidal permite describir al electrón como una partícula infinitesimal que se desplaza a la velocidad de la luz siguiendo una trayectoria de solenoide helicoidal. A partir de este modelo semiclásico se pueden derivar las características del electrón como el momento magnético, el g-factor, la frecuencia propia, el valor de Resistencia Hall Cuántica o el valor del Cuanto de Flujo Magnético. En este nuevo trabajo se derivan otras características como la helicidad, la quiralidad, los límites de Schwinger y, especialmente, el Momento Toroidal del electrón. La detección experimental del momento toroidal del electrón podría servir para validar o descartar este modelo.

El momento toroidal del electrón es una consecuencia directa del modelo de Electrón Solenoide Toroidal y se calcula de manera cualitativa y cuantitativa. Esta característica del electrón (y de cualquier otra partícula subatómica) no está recogida en el Modelo Estándar de Física de Partículas, pero aparece como una propiedad necesaria para explicar la violación de la simetría de paridad de las partículas subatómicas. La existencia de un Momento Toroidal ha sido verificada experimentalmente en núcleos de átomos pesados y además sirve como base para explicar la existencia de la materia oscura.

Referencias

- [1] O. Consa, "Helical Model of the Electron". viXra:1408.0203 (2014)
- [2] O. Consa, "g-Factor and the Helical Solenoid Electron Model". viXra:1702.0185 (2017)
- [3] D. Hestenes, The Zitterbewegung Interpretation of Quantum Mechanics, Found. Phys. 20(10), 1213-1232 (1990)
- [4] F. Sauter, "Über das Verhalten eines Elektrons im homogenen elektrischen Feld nach der relativistischen Theorie Diracs", Zeitschrift für Physik, 82 (1931) pp. 742–764. doi:10.1007/BF01339461
- [5] J. Schwinger, "On Gauge Invariance and Vacuum Polarization", Phys. Rev., 82 (1951) pp. 664–679. doi:10.1103/PhysRev.82.664
- [6] M. Buchanan, "Thesis: Past the Schwinger limit", Nature Physics, 2 (2006) pp. 721. doi:10.1038/nphys448
- [7] S. S. Bulanov et al., "On the Schwinger limit attainability with extreme power lasers", Phys. Rev. Lett., 105 (2010) 220407. doi:10.1103/PhysRevLett.105.220407
- [8] Zel'dovich, Ya. B. (1957), "Parity nonconservation in the first order in the weak-interaction constant in electron scattering and other effects", Zh. Eksp. Teor. Fiz. 33: 1531 [JETP 6, 1184 (1957)].
- [9] Dubovik, V. M.; Tugushev, V. V. (March 1990), "Toroid moments in electrodynamics and solid-state physics", Physics Reports 187 (4): 145–202, doi:10.1016/0370-1573(90)90042-Z (pag 160)
- [10] Dubovik, V. M.; Kuznetsov, V. E. (1998), "The toroid moment of Majorana neutrino", Int. J. Mod. Phys. A13: 5257–5278, arXiv:hep-ph/9606258, doi:10.1142/S0217751X98002419
- [11] Wood, C. S. (1997), "Measurement of parity nonconservation and an anapole moment in cesium", Science 275 (5307): 1759–1763, doi:10.1126/science.275.5307.1759.
- [12] Marinov, K., Boardman, A. D., Fedotov, V. A. & Zheludev, N. I. Toroidal metamaterial. New J. Phys. 9, 324 (2007)
- [13] Ho, C. M.; Scherrer, R. J. (2013), "Anapole dark matter", Phys. Lett. B 722 (8): 341–346, arXiv:1211.0503, doi:10.1103/PhysRevLett.62.852