

Movimiento de una partícula estructural puntual en campos eléctrico y magnético estacionarios y el análogo clásico del espín

R. RODRÍGUEZ GUZMÁN, A. DÍAZ TORRES, E. ENTRALGO HERRERO
Y F. GUZMÁN MARTÍNEZ

*Instituto Superior de Ciencias y Tecnología Nucleares
Ave. Salvador Allende y Luaces. Quinta de los Molinos
P.O. box 6163. Plaza Ciudad Habana, Cuba
Correo e: isctn@ceniai.cu*

Recibido el 5 de octubre de 1995; aceptado el 31 de enero de 1996

RESUMEN. En el presente trabajo, en el marco de la teoría de la partícula estructural puntual, donde se encuentra un nuevo análogo clásico del espín, se estudia el movimiento de una partícula estructural puntual (PEP) neutra en un campo de Coulomb. Como consecuencia de la polarización de la partícula en dicho campo, ésta experimenta el efecto de un potencial atractivo de corto alcance de naturaleza electromagnética. Se examina también el efecto de polarización de una PEP con carga en campos eléctrico y magnético cruzados constantes, así como la dependencia de la velocidad de deriva respecto de la carga.

ABSTRACT. In the present paper, the motion of a neutral pointlike structural particle (PSP) in a Coulomb field is studied in the frame of the PSP theory, where a new classical analogous of spin is found. The particle is under the influence of an attractive short range potential of electromagnetic nature due to its polarization in this field. The polarization of the PSP in crossed and constant electric and magnetic fields, and the dependence of the drift velocity on the charge, are also studied.

PACS: 03.20.+i; 03.65.Ca; 75.10.Hk

1. INTRODUCCIÓN

El desarrollo de la teoría cuántica ha estado marcado por la presencia de paradojas y problemas lógicos. El examen de la mecánica cuántica generalmente aceptada nos permite advertir las llamadas “incompleteces de...”. Las discusiones sobre estos problemas continúan hasta nuestros días sin tenerse todavía respuestas definitivas. Uno puede advertir al menos tres tipos de “incompleteces”:

A. Incompletez de la descripción mecánico-cuántica [1-5].

B. Incompletez de la interpretación probabilista. [6-14]. Los numerosos intentos (véanse por ejemplo las Refs. [15-19, 21-23]) de introducir funciones de distribución cuántica de coordenadas-momentos-tiempo mostraron [13, 24, 25] que este programa no puede ser aplicado a la mecánica cuántica generalmente aceptada.

C. Incompletez del formalismo matemático. No existe una regla unívoca y generalmente aceptada de construcción del operador $\hat{A}(t)$ a partir de la función clásica $A(q, p, t)$ [26-29]. Este problema ha sido investigado en las Refs. [30-33].

Parece necesaria la construcción de cierta teoría generalizada libre de las paradojas y problemas lógicos de la mecánica cuántica ortodoxa. En la Ref. [34] se considera una posible vía de tal generalización, la cual, junto con la eliminación de la "incompletez B", da una seria limitación para la regla de correspondencia de la "incompletez C" y elimina algunos de los problemas conectados con la "incompletez A", incluido el de la no-localidad. Este último problema se resuelve a través de la definición del operador de probabilidad en cierto espacio de Hilbert de funciones subcuánticas. En este trabajo, sobre la base de los resultados de las Refs. [35–37], se introduce una regla de correspondencia única entre el operador $\hat{A}(t)$ y su correspondiente magnitud clásica $A(q, p, t)$. Esto último se lleva a cabo por medio de la introducción del mencionado operador de probabilidad $\hat{F}(q, p, t)$ en el procedimiento clásico de cuantificación. Este operador de probabilidad permite construir funciones de distribución de coordenadas-momentos-tiempo normalizadas y no negativas, las cuales son puestas en correspondencia con cada estado cuántico. En la elaboración de esta nueva versión de la mecánica cuántica se tienen en cuenta tres tipos de correspondencia: 1) Correspondencia estadística; 2) correspondencia dinámica; 3) correspondencia canónica.

En el caso examinado, conociendo el operador $\hat{F}(q, p, t)$ para un sistema hamiltoniano a cuantificar, resulta necesario para construir el operador conocer la magnitud $A(q, p, t)$ correspondiente en una teoría clásica. Surge así el problema de encontrar la magnitud que pueda representar en los marcos de una teoría clásica el análogo del espín.

Con el trabajo de Schrödinger [38] comenzaron los intentos de construir una teoría clásica para una partícula puntual con espín. Este trabajo reveló la posibilidad de tratar la noción de espín como resultado de ciertos grados internos, de cierta estructura intrínseca de la partícula. Según Frenkel [39] una partícula se puede considerar como un objeto extenso de pequeñas dimensiones con ciertas distribuciones de carga y masa ocultas a la observación directa. Se identifica en este caso el espín con el momento mecánico intrínseco. La tercera aproximación supone que un objeto clásico tiene asociadas variables de Grassmann, las cuales permiten introducir una forma bilineal con las propiedades matemáticas necesarias para ser identificada con el espín y construir la correspondiente teoría cuántica [40, 41].

En todas las aproximaciones anteriores se supone la existencia de variables ocultas a la observación directa. Ninguna de estas teorías puede ser considerada como teoría clásica de una partícula puntual con espín. En los casos tratados en las Refs. [38, 39] los objetos son no-puntuales, mientras que en las Refs. [40, 41] el objeto es puntual pero tiene asociadas variables no conmutativas, por lo cual la teoría puede ser llamada clásica sólo formalmente.

En las Refs. [42–44] se introduce un nuevo modelo para una partícula puntual con espín. Este modelo se distingue, entre otras cosas, porque el espín y momento mecánico intrínseco no coinciden. Se logra formular en este caso una descripción clásica cerrada de un objeto físico conocido como *Partícula estructural puntual* (PEP) en función de variables independientes que pueden ser medidas en el experimento.

En la Sec. 2 mostramos, en líneas generales, el formalismo de la PEP (para detalles pueden consultarse las Refs. [42–44]). En la Sec. 3 se estudia el movimiento de una PEP neutra en un campo de Coulomb. En la Sec. 4 se estudia el movimiento de una PEP cargada en campos eléctrico y magnético cruzados y constantes haciendo uso de un esquema

perturbativo de solución aproximada. Las características del movimiento, en ambos casos, son diferentes de las mostradas por el punto material. En la Sec. 5 damos las conclusiones del trabajo.

2. TEORÍA CLÁSICA DE LA PEP

La PEP se concibe como un cúmulo de constituyentes puntuales no relativistas de masas m_j y cargas e_j que se encuentran confinados en una pequeña región del espacio de dimensión l_0^3 , siendo l_0 una longitud pequeña e inaccesible desde el punto de vista experimental en las actuales condiciones de la física (para más detalles véase las Refs. [42-44])

En esta teoría se consideran:

1. *Las constantes características de la partícula:* masa $m > 0$, carga e , factor giro-magnético g , longitud característica $l > 0$, frecuencia característica $\omega > 0$. (Véase Apéndice).
2. *Las variables independientes:* coordenada \mathbf{q} , momento cinético \mathbf{p} , momento dipolar eléctrico \mathbf{d} , velocidad de cambio del momento dipolar intrínseco \mathbf{f} , espín \mathbf{S} .
3. *Las ecuaciones del movimiento:* hasta la primera aproximación en campos gravitacional, eléctrico y magnético estacionarios con intensidades \mathbf{G} , \mathbf{E} y \mathbf{H} , respectivamente (los campos y sus derivadas son tomadas como funciones de \mathbf{q}):

$$\frac{d\mathbf{q}}{dt} = \frac{\mathbf{p}}{m},$$

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = m\mathbf{G} + e\mathbf{E} + \frac{e}{mc}(\mathbf{p} \times \mathbf{H}) + \frac{1}{c}(\mathbf{f} \times \mathbf{H}) + \nabla(\mathbf{d} \cdot \mathbf{E} + g \cdot \mathbf{S} \cdot \mathbf{H}),$$

$$\frac{d\mathbf{d}}{dt} = \mathbf{f},$$

$$\frac{d\mathbf{f}}{dt} = -\omega^2 \cdot \mathbf{d} + lc^2 \cdot \mathbf{E} + \frac{lc}{m} \left[\left(\mathbf{p} + \frac{e}{lc^2} \mathbf{f} \right) \times \mathbf{H} \right],$$

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} = g(\mathbf{S} \times \mathbf{H}).$$

4. *Otras características físicas y relaciones:* momentos angulares intrínseco \mathbf{s} , orbital \mathbf{L} y total \mathbf{J} .

$$\mathbf{s} = \mathbf{S} + \frac{1}{lc^2}(\mathbf{d} \times \mathbf{f}),$$

$$\mathbf{L} = \mathbf{q} \times \mathbf{p},$$

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{s};$$

momento magnético intrínseco μ ,

$$\mu = g\mathbf{S} + \frac{e}{2mlc^2}(\mathbf{d} \times \mathbf{f});$$

energía total H (con la aproximación de hasta una constante),

$$H = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + m\phi + e\varphi + \frac{1}{2lc^2}(\mathbf{f}^2 + \omega^2 \cdot \mathbf{d}^2) - \mathbf{d} \cdot \mathbf{E} - g\mathbf{S} \cdot \mathbf{H},$$

aquí ϕ y φ son los potenciales de los campos gravitacional y eléctrico respectivamente.

5. *El cumplimiento incondicional de las leyes:*

$$H = \text{const.}$$

$$S^2 = \text{const.}$$

Los argumentos anteriormente expuestos definen una teoría clásica cerrada de una partícula puntual de masa m y carga e , moviéndose en campos externos estacionarios a lo largo de una trayectoria continuamente diferenciable $\mathbf{q}(t)$ y poseyendo las características físicas de un objeto no puntual, por ejemplo las constantes g , l , ω , el espín \mathbf{S} y los momentos \mathbf{d} , \mathbf{s} , μ , entre otras.

La teoría es gradiente invariante, cumpliéndose el principio de correspondencia para valores cada vez más pequeños de \mathbf{d} , \mathbf{f} y \mathbf{S} .

Por cuanto no se han reportado interacciones de confinamiento específico hasta dimensiones del orden de las distancias atómicas (10^{-8} cm), es necesario suponer que la teoría podría ser aplicable a objetos de menores dimensiones, por ejemplo núcleos y partículas elementales, siempre y cuando éstas posean un momento dipolar eléctrico diferente de cero [44].

3. MOVIMIENTO DE UNA PEP NEUTRA EN UN CAMPO DE COULOMB

Adoptemos como sistema de referencia aquel en el cual la fuente del campo, que suponemos puntual y con carga e , se encuentra en reposo.

El sistema de ecuaciones del movimiento en este caso se expresa como:

$$\frac{d\mathbf{q}}{dt} = \frac{\mathbf{p}}{m}, \quad (1)$$

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = (\mathbf{d} \cdot \nabla)\mathbf{E}, \quad (2)$$

$$\frac{d\mathbf{d}}{dt} = \mathbf{f}, \quad (3)$$

$$\frac{d\mathbf{f}}{dt} = -\omega^2\mathbf{d} + lc^2\mathbf{E}, \quad (4)$$

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} = 0. \quad (5)$$

De la Ec. (2) vemos que la fuerza es radial, por lo que el momento angular orbital \mathbf{L} del sistema es también una integral del movimiento, estando contenida la órbita de la PEP

en un plano. Como es usual en estos casos, adoptemos el sistema de coordenadas polares en dicho plano. El sistema (1)–(4) se expresa como:

$$m\ddot{r} - \frac{L^2}{mr^3} = -\frac{2ed_r}{r^3}, \tag{6}$$

$$m(2\dot{r}\dot{\varphi} + r\ddot{\varphi}) = 0, \tag{7}$$

$$f_r = \dot{d}_r - d_\varphi\dot{\varphi}, \tag{8}$$

$$f_\varphi = \dot{d}_\varphi + d_r\dot{\varphi}, \tag{9}$$

$$f_\perp = \dot{d}_\perp, \tag{10}$$

$$\ddot{d}_r - 2\dot{d}_\varphi\dot{\varphi} - d_\varphi\ddot{\varphi} - d_r\dot{\varphi}^2 + \omega^2 d_r = \frac{lc^2 e}{r^2}, \tag{11}$$

$$\ddot{d}_\varphi + 2\dot{d}_r\dot{\varphi} + d_r\ddot{\varphi} - d_\varphi\dot{\varphi}^2 + \omega^2 d_r = 0, \tag{12}$$

$$\ddot{d}_\perp + \omega^2 d_\perp = 0. \tag{13}$$

De las Ecs. (13) y (10) se sigue que las componentes d_\perp y f_\perp , oscilan armónicamente con frecuencia ω , siendo sus valores medios en un periodo iguales a cero.

Por cuanto tenemos un sistema de ecuaciones no lineales acopladas resulta imposible resolverlas analíticamente, por lo que para su solución aproximada supondremos que se cumple la condición adiabática, según la cual el período de movimiento de la partícula en el campo es mucho mayor que el período con que oscila d_\perp , es decir $\dot{\varphi} \ll \omega$ (por ejemplo, para el caso del neutrón $\omega \sim 10^{24} \text{ s}^{-1}$), y además que $\dot{r} \ll \omega r$ (por ejemplo para el neutrón si $r \sim 10^{-13} \text{ cm}$, $\dot{r} \ll 10^{11} \text{ cm/s}$), por lo tanto el supuesto será válido para toda velocidad radial no relativista y para distancias tan pequeñas como 10^{-13} cm . Obtenemos para los valores medios en un período $T = 2\pi/\omega$, de las componentes d_r y d_φ las expresiones

$$\bar{d}_r(t) = \frac{lc^2 e}{\omega^2 r^2}, \tag{14}$$

$$\bar{d}_\varphi(t) = 0. \tag{15}$$

De la expresión (14) se sigue que la partícula se polariza en la dirección radial.

En este problema hemos considerado que la fuente del campo es puntual, pero en el caso que se corresponda con un protón éste posee dimensiones características del orden de 10^{-15} cm . Para un neutrón que incide, a una distancia $r \sim 10^{-13} \text{ cm}$, se obtiene de (14) que

$$\bar{d}_r(t) \approx 10^{-18} e \cdot \text{cm}, \tag{16}$$

siendo e la carga elemental. Este valor es inferior al límite superior experimental para el momento dipolar eléctrico del neutrón que es del orden de $10^{-13} e \cdot \text{cm}$ [45]; esto significa que el neutrón para esta distancia es un cúmulo estable, lo que se corresponde con la estabilidad del sistema neutrón-protón (deuterón).

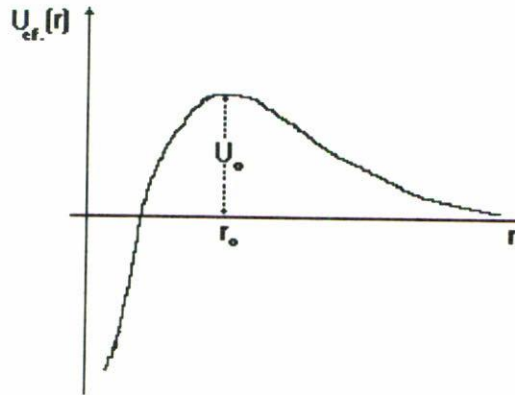


FIGURA 1. Potencial central efectivo que experimenta la PEP neutra moviéndose en el campo de Coulomb.

Calculando el valor medio de (1) en un período $T = 2\pi/\omega$ y utilizando (14) obtenemos para la ecuación radial

$$m\ddot{r} = -\frac{\partial U_{\text{ef}}(r)}{\partial r}, \quad (17)$$

siendo

$$U_{\text{ef}}(r) = \frac{\mathbf{L}^2}{2mr^2} - \frac{\alpha}{r^4}, \quad \text{y la constante } \alpha = \frac{lc^2e^2}{2\omega^2}. \quad (18)$$

Es decir, el movimiento-radial se ha reducido al movimiento en un potencial central efectivo (Fig. 1).

Podemos observar que el efecto de polarización conlleva la existencia del potencial atractivo “ $-\alpha/r^4$ ” de corto alcance y de naturaleza electromagnética. Un potencial de este tipo ha sido sugerido por muchos autores para analizar los efectos electromagnéticos en la dispersión de neutrones por núcleos [46]. Un análisis cualitativo del movimiento en el potencial efectivo considerado revela que la partícula puede ser capturada o dispersada.

Para una PEP neutra que incide con un momento angular orbital $L = m\rho v_\infty$ y una energía $E = mv_\infty^2/2$, siendo ρ el parámetro de impacto y v_∞ la velocidad inicial a una distancia grande, podemos calcular a partir de la condición $E = U_0$ el parámetro de impacto máximo para que la partícula pueda ser capturada:

$$\rho_{\text{máx}} = 4\sqrt{\frac{\delta\alpha}{mv_\infty^2}}. \quad (19)$$

Si definimos una sección eficaz geométrica de captura

$$\sigma = \pi\rho_{\text{máx}}^2, \quad (20)$$

teniendo en cuenta (19), nos queda finalmente

$$\sigma = 2\pi\sqrt{\frac{\alpha}{E}} \tag{21}$$

De (21) se observa que la sección eficaz obtenida cumple con la ley $1/v$, la cual se observa experimentalmente en la captura de neutrones lentos por núcleos.

Teniendo en cuenta la condición adiabática de movimiento, y suponiendo que $\vec{d} = \dot{\vec{d}}$, obtenemos para los valores medios de f_r y f_φ :

$$\bar{f}_r = \frac{4\alpha\dot{r}}{r^3}, \tag{22}$$

$$\bar{f}_\varphi = \frac{2\alpha L}{mer^4}. \tag{23}$$

La trayectoria del movimiento la podemos resolver aproximadamente considerando que el término “ $-\alpha/r^4$ ” es una pequeña corrección al potencial centrífugo. Para grandes distancias se obtiene que

$$r = \frac{\rho}{\text{sen } \varphi - \frac{m\alpha}{L}(\cos^2 \varphi \text{sen } \varphi + 4 \text{sen}^3 \varphi - 4\varphi \cos \varphi)}. \tag{24}$$

De la expresión anterior se sigue que si $\alpha = 0$ (partícula puntual), la trayectoria corresponde a una recta en coordenadas polares.

4. MOVIMIENTO DE UNA PEP CON CARGA EN CAMPOS ELÉCTRICO Y MAGNÉTICO CRUZADOS Y CONSTANTES

Analicemos el movimiento de una PEP con carga e en campos eléctrico y magnético tales que

$$E = (0, E_y, 0) \quad \text{y} \quad H = (0, 0, H_z).$$

El sistema de ecuaciones del movimiento adopta la forma:

$$\frac{d\mathbf{q}}{dt} = \frac{\mathbf{p}}{m}, \tag{25}$$

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = e\mathbf{E} + \frac{e}{mc}(\mathbf{p} \times \mathbf{H}) + \frac{1}{c}(\mathbf{f} \times \mathbf{H}), \tag{26}$$

$$\frac{d\mathbf{d}}{dt} = \mathbf{f}, \tag{27}$$

$$\frac{d\mathbf{f}}{dt} = -\omega^2\mathbf{d} + lc^2\mathbf{E} + \frac{lc}{m} \left[\left(\mathbf{p} + \frac{e}{lc^2}\mathbf{f} \right) \times \mathbf{H} \right], \tag{28}$$

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} = g(\mathbf{S} \times \mathbf{H}). \tag{29}$$

De (29) teniendo en cuenta la forma del campo magnético \mathbf{H} obtenemos:

$$S_x = S_{x_0} \cos \Omega t + S_{y_0} \operatorname{sen} \Omega t, \quad (30)$$

$$S_y = S_{y_0} \cos \Omega t - S_{x_0} \operatorname{sen} \Omega t, \quad (31)$$

$$S_z = S_{z_0}. \quad (32)$$

De (30)–(32) se evidencia que el espín tiene precesión alrededor de la dirección del campo magnético con frecuencia $\Omega = gH_z$. Además $S^2 = S_0^2$, por lo que el cuadrado del espín es una integral del movimiento.

De (26) y (28) se obtiene fácilmente que el movimiento a lo largo de la dirección del campo magnético es rectilíneo y uniforme, así como que la componente del momento dipolar intrínseco en esta dirección oscila armónicamente con frecuencia ω .

Introduciendo las cantidades complejas

$$D = d_x + id_y, \quad P = p_x + ip_y, \quad \xi = \frac{H_z}{c\omega^2} D,$$

a partir de (26) y (28) obtenemos el siguiente sistema de ecuaciones acopladas:

$$\frac{dP}{dt} + i\omega_{H_z} P = ieE_y - i\omega^2 \frac{d\xi}{dt}, \quad (33)$$

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} + i\omega_{H_z} \frac{d\xi}{dt} + \omega^2 \xi = -i\lambda P + i \frac{lcE_y H_z}{\omega^2}. \quad (34)$$

En este caso ω_{H_z} representa la frecuencia ciclotrónica definida según

$$\omega_{H_z} = \frac{eH_z}{mc}.$$

El parámetro adimensional λ se define según

$$\lambda = \frac{lH_z^2}{m\omega^2}.$$

Supongamos que $\lambda \ll 1$. Esto significa, para el caso de un protón, el cual tiene $\omega \sim 10^{24} \text{ s}^{-1}$, que si $H_z \ll 10^{19}$ Gauss entonces λ se puede considerar un parámetro pequeño y podemos solucionar el sistema (33)–(34) usando un esquema perturbativo. Debe notarse que todos los campos disponibles en laboratorio [47] satisfacen la condición ya mencionada. La solución se busca de acuerdo a

$$P = \sum_{\beta=0} \lambda^\beta P^{(\beta)}, \quad (35)$$

$$\xi = \sum_{\beta=0} \lambda^{(\beta)} \xi^{(\beta)}. \quad (36)$$

Sustituyendo (35) y (36) en (33) y (34) obtenemos diferentes aproximaciones con respecto al parámetro λ para este sistema, el cual puede ser solucionado ahora por un método iterativo. Supondremos que $\omega_{H_z} \ll \omega$, lo cual para el caso del protón es justo si $H_z \ll 10^{20}$ Gauss. En la aproximación de orden cero con respecto al parámetro λ obtenemos

$$d_x^{(0)} = d_{x_0} \cos \omega t + \frac{f_{x_0}}{\omega} \sin \omega t, \tag{37}$$

$$d_y^{(0)} = \left(d_{y_0} - \frac{lc^2 E_y}{\omega^2} \right) \cos \omega t + \frac{f_{y_0}}{\omega} \sin \omega t + \frac{lc^2 E_y}{\omega^2}. \tag{38}$$

De (37) y (38) se observa que en la aproximación considerada las componentes d_x y d_y oscilan armónicamente con frecuencia ω . Calculando el valor medio en un periodo $T = 2\pi/\omega$ del momento dipolar intrínseco en la aproximación considerada se obtiene

$$\bar{d} = \frac{lc^2 \mathbf{E}}{\omega^2}. \tag{39}$$

Este resultado pone de manifiesto que la PEP resulta polarizada en la dirección del campo eléctrico.

Para las soluciones $x(t)$ e $y(t)$ obtenemos

$$\begin{aligned} x^{(0)} = & x_0 + \frac{cE_y}{H}t + \frac{1}{\omega_{H_z}} \left[v_{x_0} - \frac{cE_y}{H} - \frac{H}{mc} \left(d_{y_0} - \frac{lc^2 E_y}{\omega^2} \right) \right] \sin \omega_{H_z} t \\ & + \frac{1}{\omega_{H_z}} \left(v_{y_0} + \frac{Hd_{x_0}}{mc} \right) (1 - \cos \omega_{H_z} t) + \frac{H}{mc} \left(d_{y_0} - \frac{lc^2 E_y}{\omega^2} \right) \sin \omega t \\ & + \frac{Hf_{y_0}}{mc\omega^2} (1 - \cos \omega t), \end{aligned} \tag{40}$$

$$\begin{aligned} y^{(0)} = & y_0 + \frac{1}{\omega_{H_z}} \left(v_{y_0} + \frac{H_z d_{x_0}}{mc} \right) \sin \omega_{H_z} t + \frac{f_{x_0} H_z}{mc\omega^2} (\cos \omega t - 1) \\ & + \frac{1}{\omega_{H_z}} \left[v_{x_0} - \frac{cE_y}{H} - \frac{H}{mc} \left(d_{y_0} - \frac{lc^2 E_y}{\omega^2} \right) \right] \cos \omega_{H_z} t - 1 - \frac{H_z d_{x_0}}{mc\omega} \sin \omega t. \end{aligned} \tag{41}$$

Derivando las expresiones (40) y (41) se puede obtener, luego de promediar en un período $T = 2\pi/\omega$, la velocidad de deriva como sigue:

$$\bar{v}_x(t) = \frac{cE_y}{H} + \frac{\omega_{H_z} H_z}{2\pi\omega mc} \left(d_{y_0} - \frac{lc^2 E_y}{\omega^2} \right) \sin \frac{2\pi\omega}{\omega_{H_z}} + \frac{\omega_{H_z} H_z f_{x_0}}{2\pi\omega^2 mc} \left(1 - \cos \frac{2\pi\omega}{\omega_{H_z}} \right), \tag{42}$$

$$\bar{v}_y(t) = -\frac{\omega_{H_z} H_z d_{x_0}}{2\pi\omega mc} \sin \frac{2\pi\omega}{\omega_{H_z}} + \frac{\omega_{H_z} H_z f_{x_0}}{2\pi\omega^2 mc} \left(\cos \frac{2\pi\omega}{\omega_{H_z}} - 1 \right). \tag{43}$$

Como se observa, para la PEP con carga, a diferencia del caso de una partícula puntual con carga [48], la velocidad de deriva depende de la carga eléctrica. Si como caso particular $\omega = n\omega_{H_z}$, siendo n un entero grande, entonces los resultados (42) y (43) se transforman en los conocidos para la partícula puntual con carga. En este problema como en la Sec. 3 se cumple el principio de correspondencia.

5. CONCLUSIONES

En este trabajo, en la aproximación de primer orden de la teoría de la partícula estructural puntual, se ha estudiado el movimiento de una PEP en campos eléctrico y magnético estacionarios. En el caso del campo de Coulomb, como consecuencia de la polarización de la partícula neutra, ésta experimenta la acción de un campo central atractivo de corto alcance y de naturaleza electromagnética que provoca la captura o dispersión de la misma. La sección eficaz de captura cumple con la ley $1/v$, observada experimentalmente en la captura de neutrones lentos por núcleos. Para los campos eléctrico y magnético cruzados y constantes se demuestra la polarización de la PEP, así como la dependencia de la velocidad de deriva de la carga eléctrica.

Los resultados obtenidos se diferencian de los previstos para el caso de una partícula puntual, sin embargo al prescindir de las características estructurales se obtienen dichos resultados, cumpliéndose en todos los casos el principio de correspondencia.

APÉNDICE

Entre las constantes m , e , g , l y ω que aparecen en la teoría, se establecen las siguientes relaciones:

$$l = 4m(g - g_0)^2, \quad g_0 = \frac{e}{2mc}.$$

La constante g , con dimensión de factor giromagnético, se mide experimentalmente. La frecuencia característica ω se estima según

$$\frac{\hbar\omega}{2} = mc^2.$$

Esto es resultado de comparar la frecuencia de oscilación inherente para una partícula con espín libre en la descripción clásica, con la inherente para el *Zitterbewegung* de una partícula con espín libre en la mecánica cuántica.

Los valores característicos de estas cantidades para el neutrón y el protón se muestran en la Tabla I.

REFERENCIAS

1. A. Einstein, B. Podolsky y N. Rosen, *Phys. Rev.* **47** (1935)777.

TABLA I. Valores de las constantes características de la PEP, para el neutrón y el protón.

Partícula	Frecuencia ω (s ⁻¹)	Masa m (g)	Carga e (esu)	longitud l (cm)
neutrón	2.9×10^{24}	1.7×10^{-24}	0	2.2×10^{-15}
protón	2.9×10^{24}	1.7×10^{-24}	4.8×10^{-10}	3.2×10^{-15}

2. D. Bohm, Y. Aharonov, *Phys. Rev.* **107** (1957) 1070.
3. H. Paul, *J. Amer. Phys.* **53** (1985) 318.
4. N. Bohr, *Uspehi Fizicheskikh Nauk.* **16** (1936) 446.
5. N. Bohr, *Uspehi Fizicheskikh Nauk* **66** (1958) 71.
6. A. Einstein, *Dialectica* **11** (1948) 320.
7. D. Bohm, *Phys. Rev.* **85** (1952) 166.
8. L. De-Broglie, *La Physique Quantique Restera-t-elle Indeteministe?* Paris (1953) 1.
9. E. Schrödinger, *IL Nuovo Cimento* **1** (1955) 5.
10. E.P. Wigner, *Amer. J. Phys.* **31** (1963) 6.
11. I.E. Moyal, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* **45** (1949) 99.
12. F. Bopp, *Ann. Inst. H. Poincaré XV* (1956) 81.
13. L. Cöhen, *Philos. Sci.* **33** (1966) 317.
14. A. Tyapkin, *JINR E-4-3687*, Dubna (1968).
15. E. Wigner, *Phys. Rev.* **40** (1932) 749.
16. Y. Terletsy, *Eksperimentalnoi I Toereticheskoi Fisiki* **7** (1937) 1290.
17. D. Blokhintsev, *J. Phys.* **2** (1940) 71.
18. T. Shanakra, *Prog. Theor. Phys.* **37** (1967) 1335.
19. H. Margenau y R. Hill, *Prog. Theor. Phys.* **26** (1961) 722.
20. C. Metha, *J. Math. Phys.* **5** (1964) 677.
21. L. Cöhen, *J. Math. Phys.* **7** (1966) 781.
22. V. Kuryshkin, *Izvestya Vusov Fisika* **4** (1969) 111.
23. V. Kuryshkin, *Compt. Rend. B* **274** (1972) 1107.
24. E.P. Wigner, *Perspectives in Quantum Theory*, Cambrige (1971) 25.
25. V. Kuryshkin, *Theoreticheskaya Fisika*, People's Friendship Univ. (1974) 78.
26. M. Bohr y P. Jordan, *Z. Phys.* **34** (1925) 858.
27. P. Dirac, *Proc. Roy. Soc. London* **A110** (1926) 561.
28. J. Neuman, *Math. Physik Nachr. Acad. Wiss. Gottingen* (1927).
29. H. Weyl, *Z. Phys.* **46** (1927) 23.
30. V. Kuryshkin, *Izvestya Vusov Fisika* **11** (1971) 103.
31. L. Cöhen, *J. Math. Phys.* **17** (1976) 597.
32. V. Kuryshkin, I. Lyabis y Y. Zaparovanny, *Ann. Fond. L. de Broglie* **3** (1978) 45.
33. B. Sujit, *Phys. Lett.* **114A** (1986) 303.
34. Y. Zaparovanny, E. Entralgo y V. Kuryshkin, *Topological Phases in Quantum Theory*, World Scientific (1986).
35. V. Kuryshkin, *Ann. Inst. H. Poincaré XVII* (1972) 81.
36. V. Kuryshkin, *The Uncertainty Principle and Foundation of Quantum Mechanics*, London (1977).
37. Y. Zaparovanny, V. Kuryshkin y I. Lyabis, *Izvestya Vusov Fisika* **3** (1978) 80.
38. E. Schrödinger, *Phys. Math., Sitzungber. Preuss.Acad. Wiss.* (1930).
39. Y. Frenkel, *Elektrodinamika I*, Gostehisdat Moscow (1934).
40. F. Beresin y M. Marinov, *Ann. Phys.* **104** (1977) 336.
41. P. Srivastava y N. Lemov, *Phys. Rev.* **D15** (1977) 15.

42. E. Entralgo E. y V. Kuryshkin, *JINR E2-89-273*, Dubna (1989).
43. E. Entralgo y Kuryshkin, *JINR, E2-89-274*, Dubna (1989).
44. E. Entralgo y V. Kuryshkin, *IL Nuovo Cimento* **103A** (1990) 561.
45. I. Sakurai, *Invariance Principles and Elementary Particles*, Princenton Univ. Press (1964).
46. P. Hodgson, *Nuclear Reactions and Nuclear Structure*, Clarendon Press Oxford (1971).
47. P. Kapitsa, *Experimento Teoría Práctica*, Ed. Mir Moscú (1985).
48. L.D. Landau y E.M. Lifshitz, *Teoría de campos*, Ed. Reverté, S.A., España (1972).