

JUAN RIUS-CAMPS

EL DISCO DE FARADAY

EDICIONES ORDIS

EDICIONES ORDIS

GRAN VIA DE CARLOS III 59, 2º

08028 BARCELONA

19 de Mayo de 2010

I. DISCO-ESPIRAL DE FARADAY

Este caso es conocido como *excepción* a la Ley de Inducción, puesto que no existe variación en el flujo magnético del imán simétrico cuyo eje coincide con el de rotación del disco conductor de cobre. También se le denomina con el nombre de “inducción unipolar”

Este problema, según algunos, viola la conservación del *momento angular*, otros lo explicarán usando la transformación relativista, como hace el Profesor SERRA-VALLS¹. Muchos se quedarán satisfechos aplicándole la denominación de *caso excepcional*.

Aquí se utilizarán los resultados de una *Nueva Dinámica (ND) de Sistemas Mecánicos Irreversibles*², isomórfica con el Electromagnetismo de MAXWELL-LORENTZ. Estudiaremos el caso de una espiral en el campo simétrico de un imán, situado en el eje normal a la misma por su centro. (Ver Fig. 1).

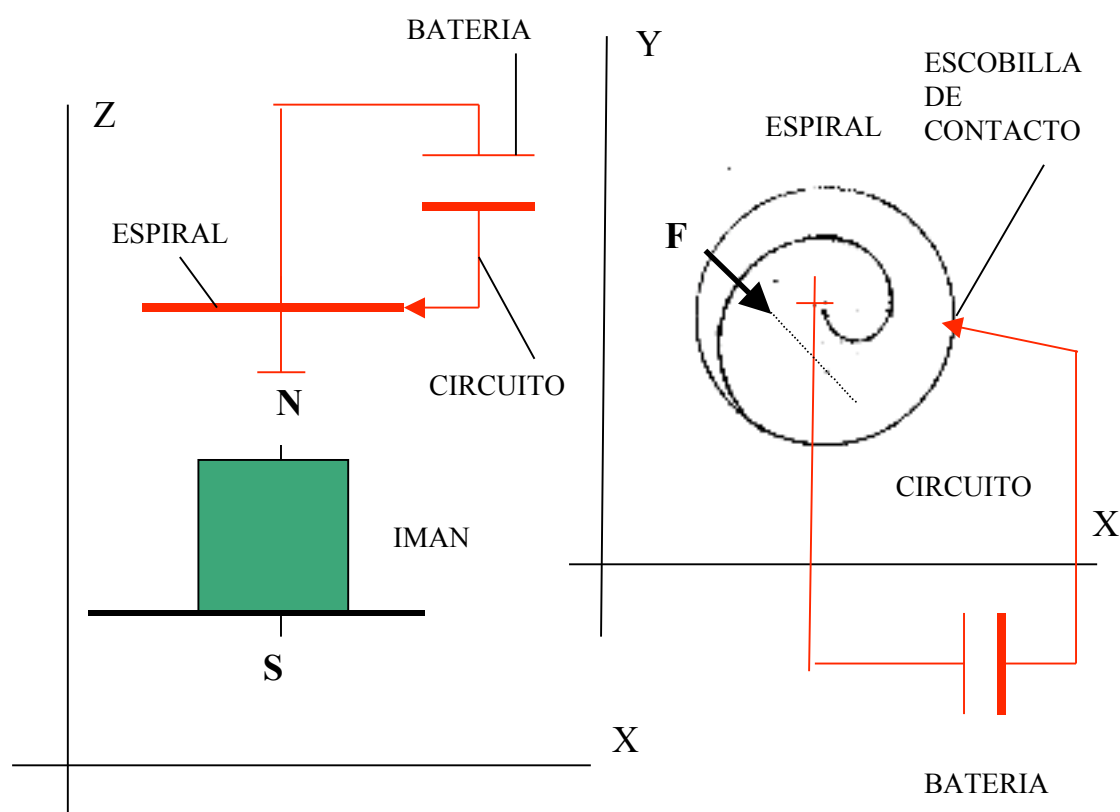


FIG. 1

¹ A SERRA-VALLS, *El Motor Turbo Electrodinámico*. Ed. IVIC. Caracas. 2009.

² JUAN RIUS-CAMPS. *Los Fundamentos Cosmológicos de la Mecánica y la Leyes Fundamentales de la Dinámica*. Anuario Filosófico. Vol. IX. 1976. Universidad de Navarra.

Para estudiar el presente problema aplicaremos la expresión de la "Fuerza de LORENTZ" del Electromagnetismo:

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1)$$

Teniendo en cuenta que no existe el campo eléctrico \mathbf{E} y sólo está presente el campo magnético \mathbf{B} (*externo* al sistema), creado por el imán cilíndrico. La fuerza \mathbf{F} que actúa sobre una carga q , en un elemento de corriente del conductor en espiral, es *externa al sistema* por serlo \mathbf{B} , y será *normal* al mismo en este punto (ver Fig. 1); vendrá dada por:

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2)$$

La Dinámica Clásica (DC) exige la **conservación** del *momento angular* y no se puede aplicar al estudio en cuestión. En la Nueva Dinámica (ND) la *misma fuerza* \mathbf{F} , sobre la masa m de carga q , viene dada por la expresión:

$$\mathbf{F} = m(\mathbf{v} \times \boldsymbol{\omega}^*) \quad (3)$$

Con $\boldsymbol{\omega}^* = (dv/dt)/(d\rho/dt)\mathbf{b}$ (\mathbf{b} es el *versor* según la *binormal* en el triedro de FRENET). Puesto que las rotaciones sólo tienen sentido referidas a un *referencial de inercia* como el de nuestro sistema, y éste es *exterior* al mismo, resulta que $\boldsymbol{\omega}^*$, al igual que \mathbf{B} , es *externa* también. Además, la fuerza (2) *cambia de signo* con \mathbf{v} , es decir, cuando se invierte el sentido de la corriente; lo mismo sucede con la fuerza (3) de la ND. En consecuencia, la fuerza \mathbf{F} , expresada mecánicamente (3), *debe coincidir* con su expresión electromagnética (2). Obviamente aquí **tampoco se conserva** el *momento angular*.

Por otra parte la expresión de la *fuerza total* sobre m en la ND es:

$$\mathbf{F}_{total} = m(\mathbf{a} + \mathbf{v} \times \boldsymbol{\omega}^*) \quad (4)$$

siendo a la aceleración de m ; así pues, la "fuerza de LORENTZ" (1) es la expresión electromagnética de la (4) , Queda de manifiesto, asimismo, el *isomorfismo* entre la **Electrodinámica** y la **ND**.

NOTAS:

1. Cuando la aceleración tangencial dv/dt sobre m es nula, entonces es $\omega^* = 0$ con $F = 0$. Esto no ocurre en nuestro caso por ser variable el *momento de inercia* de la masa m que recorre la espiral. También es $F = 0$ si la espiral se reduce a una circunferencia.

Como prueba el profesor SERRA-VALLS³. la *espiral logaritmica*, de constante 1 , es la más eficiente.

2. Para explicar la conservación del *momento angular* algunos autores sostienen que el *circuito exterior*, formado por la batería y los conductores que la conectan con el eje y la periferia del disco, constituye el *estátor*, mientras que el *disco* sería el *rótor*⁴. El mismo doctor SERRA-VALLS prueba que después de *blindar el circuito*, el disco sigue girando; y así habría que afirmar la *no conservación* del *momento angular*, pero este hecho le resulta increíble y acude a la solución relativista del fenómeno.

3. Para facilitar la comprensión ver el estudio de la *Aceleración Normal Suplementaria* (ANS), punto de partida de la ND, que se incluye a continuación:

³ El doctor ALBERTO SERRA-VALLS, en su libro *El Motor Turbo Electrodinámico y la Nueva Ley de Inducción* (Instituto Venezolano de Investigaciones Científicas. 2009), presenta la sustitución del disco por un conductor en forma de espiral logarítmica situado en el mismo plano y centro. También se puede sustituir el imán por el campo magnético creado por la corriente en la espiral.

⁴ *Ibidem*.

II. ESTUDIO DEL "DISCO DE FARADAY"

Se puede esquematizar el problema sustituyendo el DISCO DE FARADAY por una *barra conductora radial*, giratoria horizontalmente alrededor de un *eje conductor vertical*. Esto sería el *rótor*. El *estator*, (fijo respecto al marco inercial **XYZ**) está constituido por un *conductor circular*, con la *batería*, y a una segunda *barra conductora radial*, en contacto con el *eje-conductor vertical*. Un *contactor-escobilla*, en el extremo de la primera barra, cierra el circuito con el *conductor circular* (ver las figuras **A** y **B**).

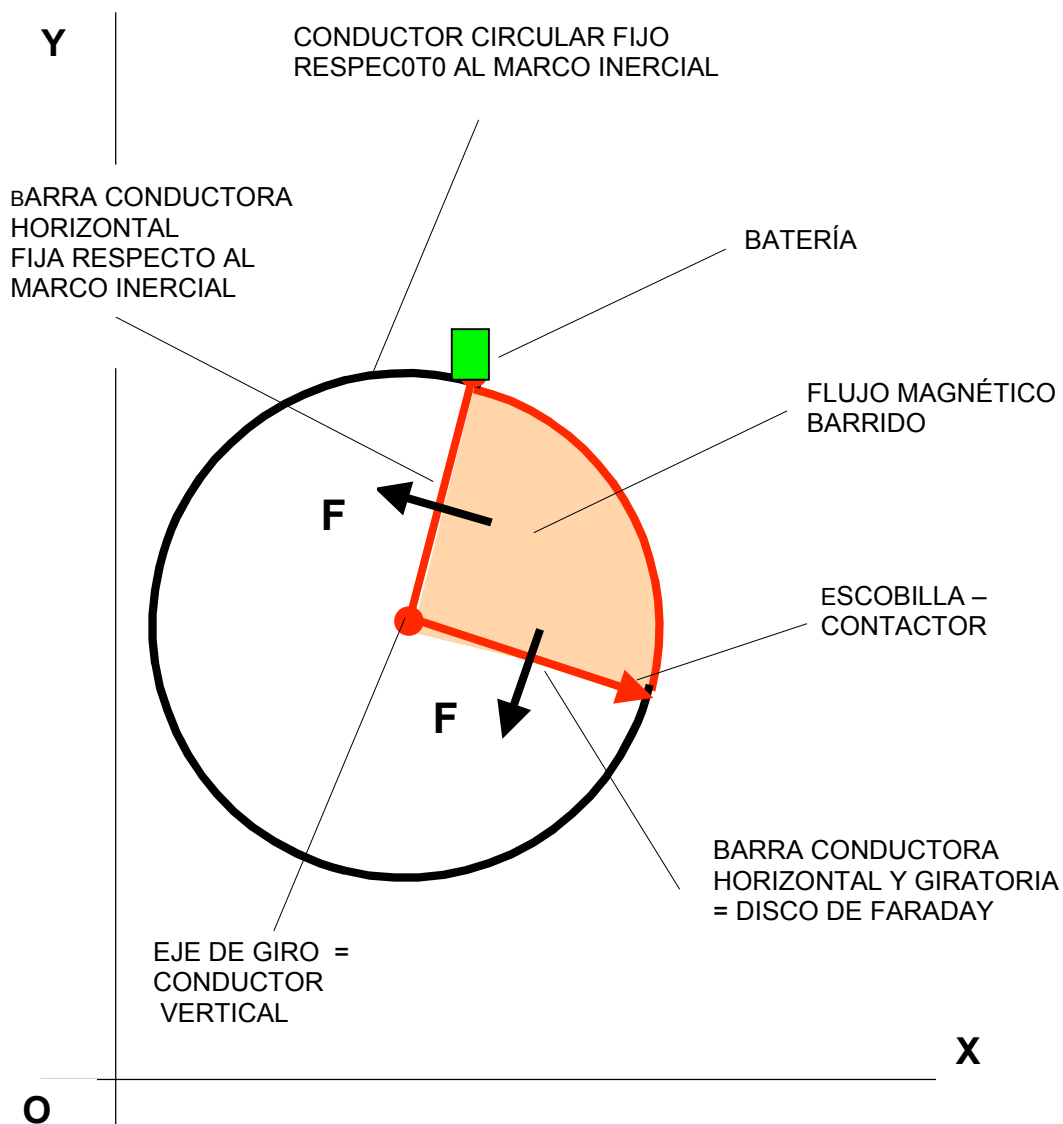


FIGURA A (proyección horizontal)

El *imán* es un cilindro vertical y simétrico fijo respecto al marco inercial **XYZ**.

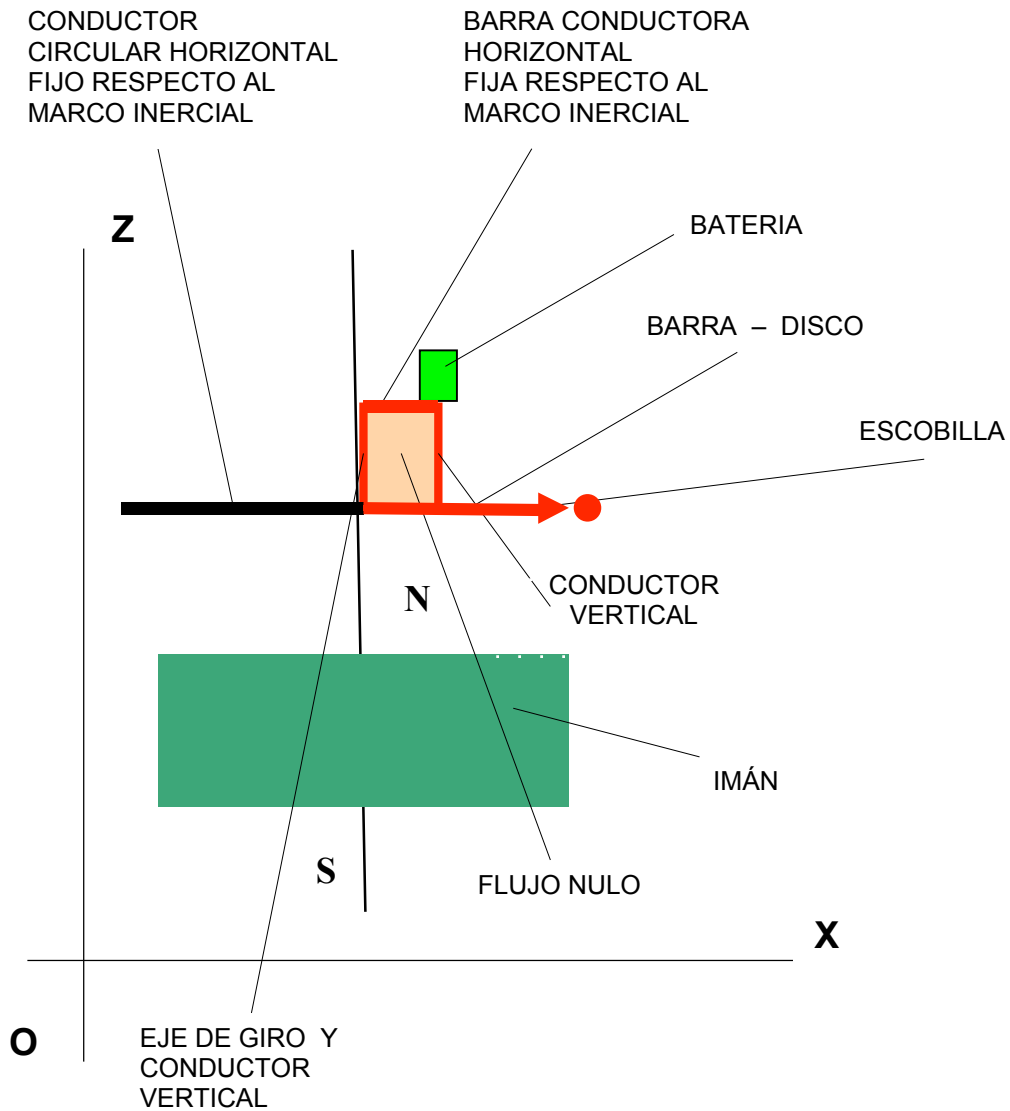


FIGURA B (proyección vertical)

Sobre el *conductor radial fijo* actúa la fuerza de LORENTZ \mathbf{F} , normal al mismo, y otra fuerza idéntica, actúa sobre la *barra-disco de FARADAY*, produciéndose *pares de fuerza* iguales y opuestos; sólo gira esta última, pues el *conductor radial* está fijo respecto al marco inercial **XYZ**. (ver Figuras **A** y **B**) A primera vista parece que se conserva el momento angular, tal como exige la Dinámica Clásica (DC), pero si se *blinda* respecto al campo magnético, el *conductor radial fijo*, deja de existir la fuerza de LORENTZ normal al mismo, pero el disco de FARADAY seguirá girando. Así es lícito afirmar que en este motor *no se conserva el momento angular*⁵. Si ambas barras radiales pudieran girar libremente se tendrían dos discos de FARADAY, superpuestos, que giran en sentido inverso⁶. No hay *acción-reacción* entre ambos.

Asímismo, observando las Figuras **A** y **B**, se concluye que el *circuito*, para aplicar la *Ley de Inducción de FARADAY* o *regla del flujo*, consta de un *sector horizontal* (Fig. **A**) y un *rectángulo vertical* (Fig. **B**) (y en éste el flujo es *nulo*, por la simetría del sistema.) formando ambos un *diedro*. Además, la superficie del *rectángulo* puede reducirse a cero en el caso de que ambos conductores radiales fueran prácticamente coplanarios. Obviamente el resultado sería el mismo que el obtenido antes aplicando la "fuerza de LORENTZ"⁷. Vistas así las cosas, el disco de FARADAY *no constituye una excepción a la regla del flujo*.

BARCELONA, 19 de Mayo de 2010

⁵ El profesor ALBERTO SERRA-VALLS en su libro, *El Motor Turbo Electrodinámico y la Nueva Ley de Inducción*, después de *blindar* el conductor externo, llega a la misma conclusión, pero no la acepta por parecerle "imposible".

⁶ *Vid. ibidem.* pp. 47-49 y pp. 55-56 .

⁷ *Ibidem.* pp. 44-47 .

ACELERACIÓN NORMAL SUPLEMENTARIA

$$a_n^*$$

SENTIDO CINEMÁTICO DE LA VELOCIDAD ANGULAR ω^*

1. Partimos de la trayectoria real de un punto material m , y para su estudio local utilizamos un referencial de inercia s, b, n , *intrínseco*. cuyos sentidos positivos vienen dados por el de la velocidad para s ; hacia la convexidad para n ; y por $b = s \times n$. Necesitamos considerar también la *evoluta* de la misma referida a los mismos ejes (ver Fig. 1, en el caso $dv/dt > 0$, y Fig. 2, en el caso $dv/dt < 0$).

Para explicar el sentido cinemático de la velocidad angular $\omega^* = dv/d\rho$, vamos a estudiar un elemento de trayectoria ds que se corresponde con el $d\rho$ de la *evoluta*; ambos están situados en el plano osculador (ver Fig. 1 cuando $dv/dt > 0$ y Fig. 2 cuando $dv/dt < 0$). Así pues, podemos considerar la trayectoria localmente plana y referida a una base inercial intrínseca de versores s, n, b , formada por la *tangente*, la *normal* y la *binormal*. El arco ds de trayectoria, está determinado por los puntos A, B , y el $d\rho$ de la *evoluta*, por sus homólogos A, B .

La velocidad de la partícula en A , es v , y en B , $v+dv$. Los radios de curvatura en estos puntos son: $\rho+d\rho$ y ρ . El ángulo girado por el radio de curvatura al pasar de A a B es:

$$d\theta = ds/\rho$$

y la correspondiente velocidad angular será:

$$\omega = d\theta/dt \quad (\text{con } \omega = \omega b)$$

También se puede escribir: $\omega = v/\rho$, que no depende, obviamente, de dv ni de $d\rho$. Al calcular la aceleración centrípeta llegamos a su expresión:

$$a_\rho = (-v^2/\rho)n \quad (1)$$

en la que no se consideran los incrementos dv , $d\rho$, pues no le afectan. Es el resultado de sustituir el ds de trayectoria por el correspondiente en círculo osculador en el punto. Sin embargo si observamos con detalle la *trayectoria real*, ésta viene caracterizada por tener una *evoluta* bien determinada (ver Fig. 1 y Fig. 2). Al prescindir de dv , en el estudio de la aceleración centrípeta, significa que partiendo del punto A llegamos al B' , pero no al punto real B ; y lo mismo cabe decir de sus homólogos centros de curvatura: el A está situado en la *evoluta*, por ser el punto de partida, pero el B' está situado fuera de la *evoluta* real (ver Fig. 1 y Fig. 2), cuyo punto es el B . Es evidente que la aceleración centrípeta está correctamente determinada, pero también resulta claro que el arco de *evoluta* $d\rho$ debe coincidir con el determinado por los puntos A , B de las figuras, y no por los A , B' , como sucede al prescindir de dv y de $d\rho$. Para corregir esta deficiencia será necesario girar AB' un ángulo:

$$d\theta^* = BB'/d\rho$$

para que coincida con $d\rho$ de la *evoluta real*, con una velocidad angular *finita* (ver Fig. 1 y Fig. 2) cuyo módulo viene dado por:

$$(BB'/d\rho)/dt = (d^2s/d\rho)/dt = dv/d\rho = d\theta^*/dt = \omega^*$$

Esta velocidad angular indica que la simplificación de sustituir, en cada punto, la trayectoria por el círculo osculador, lleva implícita la necesidad de girar el *arco* de *evoluta*, con velocidad angular ω^* , para que coincida con el *arco real*. Pero este *arco* AB' de *evoluta* debe ser *normal* al homólogo AB'' de la *trayectoria*, girado también $d\theta^*$ respecto al inicial AB (ver Fig. 1 y Fig. 2). Será preciso girar este arco AB' de *evoluta* un ángulo $d\theta^*$, en el *mismo sentido* cuando $dv/dt > 0$ y en sentido *opuesto* cuando $dv/dt < 0$, para que coincida con el *real* AB , y lo mismo en la *trayectoria*. Consecuencia de esto es que el radio de curvatura ρ se incrementa en el diferencial de segundo orden:

$$B'B'' = dsd\theta^* \quad (\text{con } dv/dt > 0)$$

$$B'B'' = -dsd\theta^* \quad (\text{con } dv/dt < 0)$$

del que resulta una *aceleración normal adicional*:

$a_\rho^* = B'B''/dt^2 = dsd\theta^*/dt^2 = v\omega^* \quad (\text{con } dv/dt > 0)$
$a_\rho^* = B'B''/dt^2 = -dsd\theta^*/dt^2 = -v\omega^* \quad (\text{con } dv/dt < 0)$

superpuesta a la *aceleración centrípeta* $a_\rho = -v^2/\rho = -v\omega$ (1). Así pues, la *aceleración normal total* será:

$$a_\rho + a_\rho^* = -v(\omega - \omega^*) = -v(\omega - \omega^*) \quad (2)$$

$$a_\rho + a_\rho^* = -v(\omega + \omega^*) = -v(\omega + \omega^*)$$

)
en los dos casos posibles.

La *aceleración tangencial* $a_s = dv/dt$ evidentemente no cambia. A partir de (2) podemos escribir la *aceleración total* en forma vectorial:

$$a_s \mathbf{s} + a_\rho \mathbf{n} + a_\rho^* \mathbf{n} = \mathbf{a} + v\omega^* \mathbf{n} = \mathbf{a} - \mathbf{v} \times \boldsymbol{\omega}^* \quad (3)$$

$$a_s \mathbf{s} + a_\rho \mathbf{n} + a_\rho^* \mathbf{n} = \mathbf{a} - v\omega^* \mathbf{n} = \mathbf{a} + \mathbf{v} \times \boldsymbol{\omega}^*$$

respectivamente.

2. Ahora, desde el punto de vista dinámico, si deseamos calcular correctamente la *fuerza total*, debemos considerar la *aceleración normal* dada por (2). La expresión de la correspondiente *fuerza normal* será:

$$f_n = -mv(\omega - \omega^*)\mathbf{n} = m\mathbf{v} \times (\boldsymbol{\omega} - \boldsymbol{\omega}^*) \quad (\text{con } dv/dt > 0)$$

y

$$f_n = -mv(\omega + \omega^*)\mathbf{n} = m\mathbf{v} \times (\boldsymbol{\omega} + \boldsymbol{\omega}^*) \quad (\text{con } dv/dt < 0)$$

en los dos casos posibles.

Finalmente, a partir de las expresiones (3), la *fuerza total* que actúa sobre la masa partícula m es:

$$\boxed{\mathbf{f} = m(\mathbf{a} \pm \mathbf{v} \times \boldsymbol{\omega}^*)} \quad (4)$$

que es isomórfica con la “Fuerza de LORENTZ” del electromagnetismo:

La velocidad angular $\boldsymbol{\omega}^*$ es nula cuando la trayectoria es una circunferencia o bien la velocidad v es constante, como se puede observar en las Figuras 1, 2, 1', 2'.

Sorprendente resultado; más todavía si tenemos en cuenta que la expresión de la “Fuerza de LORENTZ” es exclusivamente experimental. Además, en el triedro de FRENET el módulo v de la velocidad es siempre *positivo* en el *sentido* en que se mueve la partícula. Sabemos que mientras el móvil describe la trayectoria el centro de curvatura describe la *evoluta*; en esta última el signo de $d\rho$ es también *siempre positivo*. Al invertir el sentido de recorrido *cambia el sentido los versores \mathbf{s} y \mathbf{b}* en el triedro de referencia; así $\mathbf{v} = v\mathbf{s}$ pero dv se cambia en $-dv$ con $(-dv/d\rho)\mathbf{b} = -\boldsymbol{\omega}^*$. El resultado de que ahora la *aceleración normal suplementaria*:

$$a_\rho^* = B'B''/dt^2 = dsdv/dt = v\omega^*$$

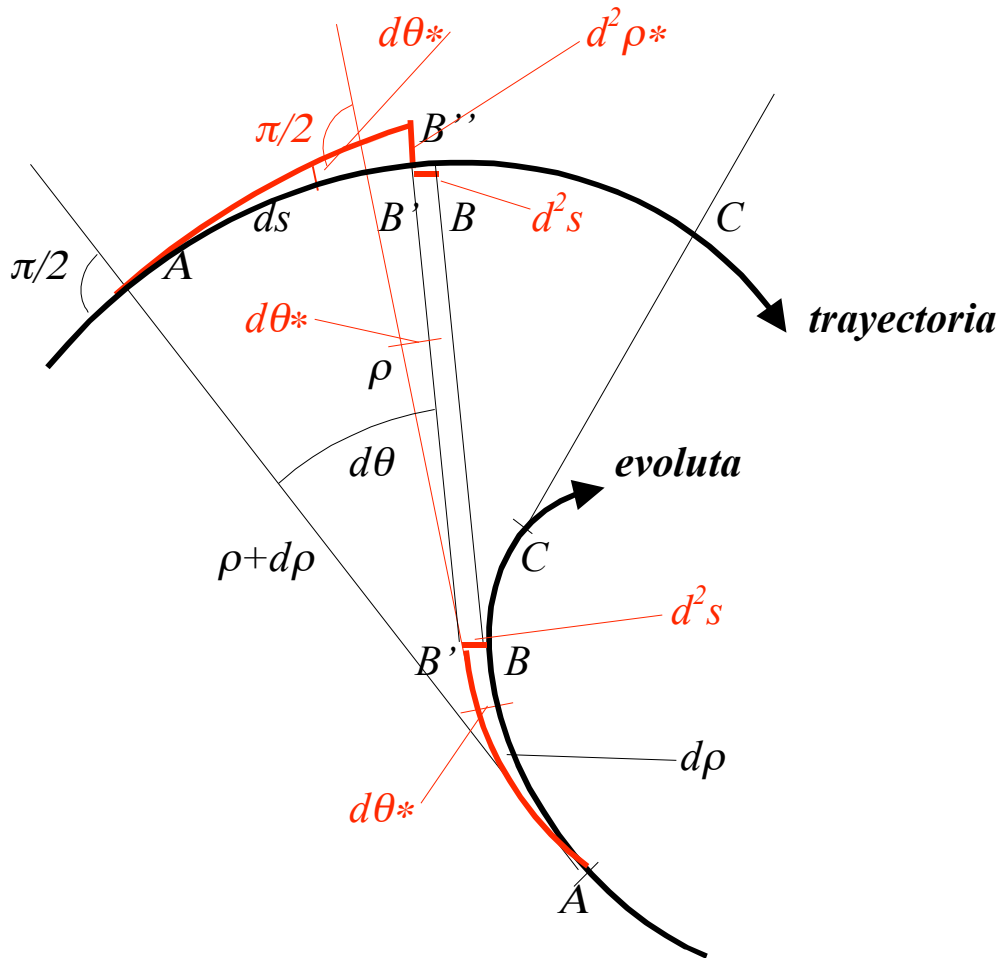
pasa a ser:

$$-a_\rho^* = B'B''/dt^2 = ds(-dv/dt) = -v\omega^*$$

inversa a la precedente al cambiar el sentido del movimiento (ver expresiones (2) y (3) y Figs. 1, 2 y 1', 2' al final).

En consecuencia, si un punto material describe una determinada trayectoria y se *invierte el sentido de recorrido*, ésta resulta inalterada en el marco de la DC; es **reversible**. Sin embargo no sucede lo mismo en la ND, pues la trayectoria de “vuelta” ya no coincidirá con la de “ida”; es **irreversible**.

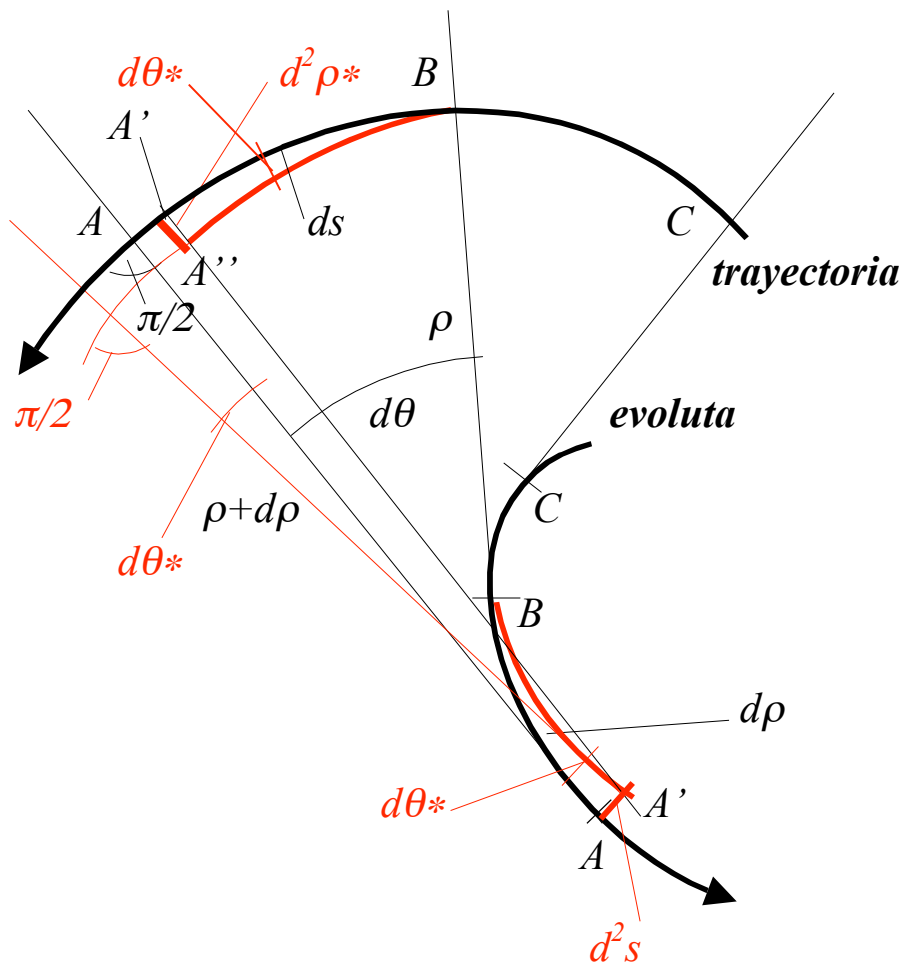
La **irrevesibilidad en Termodinámica**; el **CAOS**, descubierto en muchos fenómenos físicos; etc. es consecuencia de dicha **irreversibilidad**.



Aceleración Normal Suplementaria (cuando $dv/d > 0$)

$$a_n^* = d^2\rho^*/dt^2$$

FIG. 1



Aceleración Normal Suplementaria
(en recorrido inverso, siendo ahora $dv/dt < 0$)

$$a_n^* = d^2 \rho^* / dt^2$$

FIG. 1'

R.P.I. N° B-1729-10
31-3-2010

Juan RIUS – CAMPS

Doctor Arquitecto,
Ex profesor de la UNIVERSIDAD DE NAVARRA.
Miembro de la REAL SOCIEDAD ESPAÑOLA DE FISICA.

Dirección:

Gran Via de Carlos III, 59, 2º, 4ª,
08028, BARCELONA.

E-mail jsriuscamps@coac.net

E-mail john@irreversiblesystems.com

Página web: irreversiblesystems.com

Tel : 93 - 330 10 69

BARCELONA, 19 de Mayo de 2010

