

**JUAN RIUS-CAMPS**

**LA PROPULSIÓN DEL TIBURÓN**

**EDICIONES ORDIS**



# **EDICIONES ORDIS**

GRAN VIA DE CARLOS III, 59, 2º, 4ª  
BARCELONA 08028  
1 de Noviembre de 2011



## LA PROPULSIÓN DEL TIBURÓN

Se presenta aquí un estudio sobre la propulsión de este escualo, por sus especiales características, aplicando los resultados hallados en un trabajo precedente sobre "La eficacia de martillo" que se incluye al final para facilitar la comprensión del lector.

Según recientes estudios los pequeñísimos dentículos-escama de la piel del tiburón son responsables de su capacidad de maniobra y elevadas velocidades que es capaz de alcanzar. Son capaces de controlar la separación de la "capa límite" reduciendo la "fuerza de arrastre" y así aumentar la velocidad (que alcanza los 60 nudos) de modo análogo a lo que sucede con las bolas de golf gracias a las oquedades de su superficie. Otra forma de enfocar este resultado experimental es que, gracias a su forma, son capaces de inmovilizar agua (o aire en el caso de las bolas) en la superficie, de manera que la fricción sea entre agua-móvil y agua- fija y no entre agua-móvil y piel (y análogamente en el caso entre aire y bola de golf). Lo mismo se puede aplicar al fino pelo que recubre las bolas de tenis, que retiene una fina capa de aire alrededor de su superficie, mejorando su velocidad y evitando efectos no deseados.

Pero en el caso de los dentículos del tiburón, –que son capaces de pasar de su posición a ras de piel variando de  $0^\circ$  hasta aproximadamente  $60^\circ$  su inclinación respecto a la superficie de la misma– cabe pensar existe otro efecto, cuando los dentículos se levantan, que he denominado "**efecto martillo**" (EM) en la Nueva Dinámica" (ND), elaborada hace ya unos cuantos años. Así cuando las escamas-dentículo están sin levantar el escualo se desliza de forma más efectiva al reducirse la fuerza de arrastre. Sin embargo cuando se levantan aparece el EM, pues el fluido

"golpea" a modo de "martillo" el fondo de la superficie del denticulo, frenando el agua, cuya masa ya *no es constante* sino que *aumenta*; aquí es donde aparece el EM. La reacción a la fuerza propulsora generada por los movimientos del tiburón, con su cola, aletas y movimientos serpenteantes en zig-zag de todo su cuerpo, es muy superior a la esperada; el agua se comporta como una masa cuasi-rígida en la que se apoya la propulsión, consiguiendo resultados sorprendentes. El movimiento consta de *dos fases sucesivas y alternantes*: la primera es *deslizamiento puro con mínimo arrastre*, la segunda es la *propulsora fundamental* por el EM aquí enunciado.

Puede ser instructivo reseñar aquí el fenómeno conocido por "cavitación" que produce corrosión en el metal de las hélices de los barcos, en los álabes de las turbinas, etc. Además de la explicación de su causa por brusca implosión de las burbujas de vapor formadas al alcanzar la presión crítica de ebullición a baja temperatura, se puede ampliar con la intervención del EM; las gotas de agua inciden a gran velocidad relativa sobre la superficie del metal y su energía cinética debe transformarse en calor (por lo menos en parte) en un intervalo de tiempo mayor que la duración de la pérdida de su energía cinética en la percusión; la única manera de que se conserve la energía en el impacto es que la masa de agua que interviene *aumente* para compensar la pérdida de energía cinética que no ha podido transformarse en calor. En el caso del tiburón, la conservación del momento lineal de todas las masas que intervienen: agua en movimiento y masa del escualo, exige que la velocidad que alcanza éste sea muy superior a la posible en el marco de la Dinámica Clásica (DC).

Resulta curioso y esclarecedor que las "cucharas" de la turbina "Pelton" tienen un diseño análogo a los denticulos del Tiburón. Su inventor observó que una casual deformación lateral de las mismas, de modo que el rodete resultaba asimétrico, mejoraba el rendimiento de la máquina, pasando del 60% al 90%. Construyó otra máquina cuyas cucharas son dobles para conservar la simetría del rodete: una mitad deformada hacia un lado y la otra

mitad hacia el lado opuesto; el resultado fue un éxito y todavía funcionan así desde el siglo XIX.

En el presente estudio se incluye la exposición del EM, basado en la teoría de la ND, y que forma parte de una serie de trabajos precedentes, teóricos y experimentales, efectuados desde 1975. También se exponen los fundamentos teóricos de la ND en cuyo marco son posibles hechos cuya explicación no cabe en el marco de la Dinámica Clásica (DC).

## LA EFICACIA DEL MARTILLO

El martillo es un instrumento tan antiguo como la Humanidad. ¿Por qué es tan eficaz en sus muy diversos usos? Según la Dinámica Clásica (DC) su funcionamiento es bien sencillo: al manejarlo adquiere energía cinética  $(1/2)mv^2$  que en el momento del golpe debe transformarse en otro tipo de energía: térmica y elástica fundamentalmente, y así cumplir con el principio de conservación.. Para ilustrarlo mejor, podemos considerar el caso corriente de clavar un clavo grande, en una puerta de madera rústica, para unir las tablas con la estructura de la misma, atravesando ambos componentes, remachando después para mejor solidez. Es interesante observar con detalle esta última operación, pues el clavo sobresale unos centímetros y deberá ser doblado con los golpes del martillo, quedando perfectamente incrustado en la madera; pero no es suficiente para conseguir este fin, pues la cabeza del clavo queda sobresaliendo unos milímetros debido a retroceder por los golpes. Se hace necesaria la acción de otro operario con otro martillo, cogido con la mano por el acero y apoyando su parte plana sobre la cabeza del clavo, mientras por el otro lado es remachado con el primer martillo; el resultado es que tanto la parte torcida como la cabeza quedan totalmente empotradas en la madera. Para conseguir este resultado con una prensa, ésta debiera ejercer una presión sorprendentemente notable. La herrería Krupp, para forjar acero, diseñó el famoso martillo pilón, el "Bertha Krupp" que golpeaba y moldeaba el hierro al rojo vivo. Una prensa gigante no lo hubiera conseguido. Queda manifiesta la eficacia de esta, por demás sencilla, herramienta

A luz de la ND la explicación es como sigue: al no existir rebote elástico la energía cinética  $(1/2)mv^2$  deberá cambiarse en calor, pero su transmisión es más lenta que el instante del golpe y para su conservación la única posibilidad es que la masa inercial  $m$  "aumente"; en la ND la masa ya no es una *constante*, puede variar con el tiempo  $t$ . La *fuerza total* viene dada por la expresión:

$$F = F_s + F_n$$

con  $F_s = [md^2s/dt^2 + (1/2)(dm/dt)v]s$



y la normal a la misma:

$$\mathbf{F}_n = [-mv(d^2s/dt^2)/(d\rho/dt) - m(v^2/\rho) - (1/2)(dm/dt)v^2/(d\rho/dt)]\mathbf{n}$$

En nuestro caso se puede considerar *recta* la trayectoria del martillo y se reduce a:

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_s = [md^2s/dt^2 + (1/2)(dm/dt)v]\mathbf{s}$$

en la que el segundo término corresponde a la *variación con el tiempo* de la masa inercial que contempla la ND.. Esta fuerza, que se puede designar como "*efecto martillo*", está también presente en el vuelo de muchos insectos, como el "abejorro" ("*Bombus terrestris*"), etc.

En los apartados siguientes se exponen los aspectos fundamentales de la ND de los que se sigue la posibilidad del EM.

# ACELERACIÓN NORMAL SUPLEMENTARIA

$$a_n^*$$

## SENTIDO CINEMÁTICO DE LA VELOCIDAD ANGULAR $\omega^*$

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  $\rho$ . 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:

$$\mathbf{a}_\rho = (-v^2/\rho)\mathbf{n} \quad (1)$$

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  $\omega^*$ , 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  $\rho$  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:

$$\begin{aligned}
 a_\rho + a_\rho^* &= -v(\omega - \omega^*) = -v(\omega - \omega^*) \\
 a_\rho + a_\rho^* &= -v(\omega + \omega^*) = -v(\omega + \omega^*)
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

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:

$$\begin{aligned}
 a_s \mathbf{s} + a_\rho \mathbf{n} + a_\rho^* \mathbf{n} &= \mathbf{a} + v\omega^* \mathbf{n} = \mathbf{a} - \mathbf{v} \times \boldsymbol{\omega}^* \\
 a_s \mathbf{s} + a_\rho \mathbf{n} + a_\rho^* \mathbf{n} &= \mathbf{a} - v\omega^* \mathbf{n} = \mathbf{a} + \mathbf{v} \times \boldsymbol{\omega}^*
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

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:

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

y

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

según las dos posibilidades.

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

$$f = m(a \pm v \times \omega^*) \quad (4)$$

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

La velocidad angular  $\omega^*$  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  $s$  y  $b$*  en el triedro de referencia; así  $v = vs$  pero  $dv$  se cambia en  $-dv$  con  $(-dv/d\rho)b = -\omega^*$ . El resultado de que ahora la *aceleración normal suplementaria*:

$$a_{\rho}^* = B'B''/dt^2 = dsd\theta^*/dt^2 = v\omega^*$$

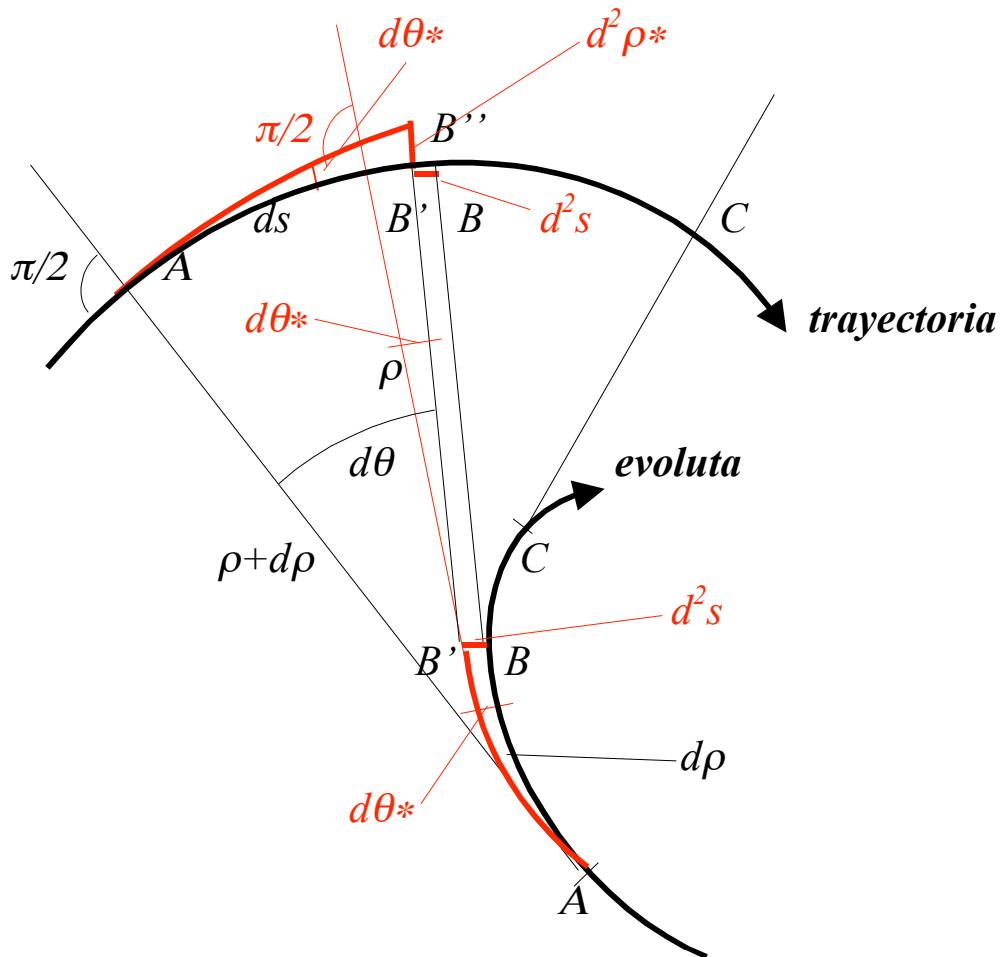
pasa a ser:

$$a_{\rho}^* = B'B''/dt^2 = -dsd\theta^*/dt^2 = -v\omega^*$$

*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***.

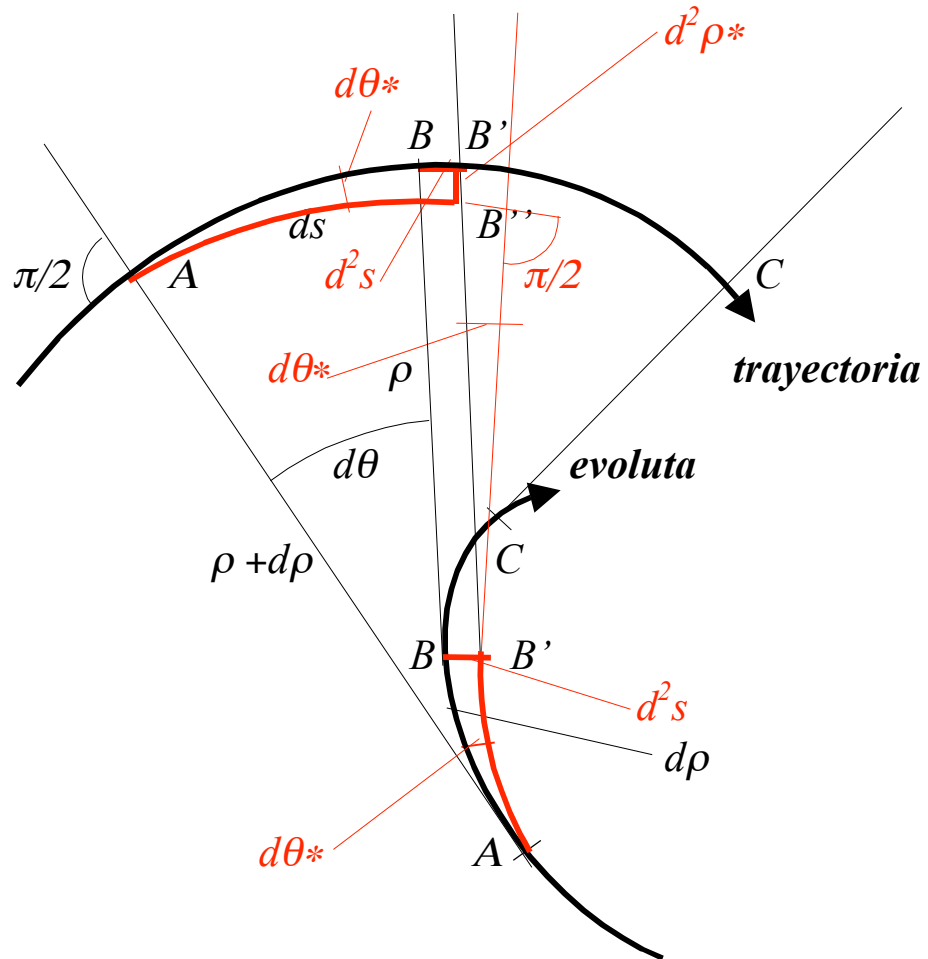
La ***irrevesibilidad*** en ***Termodinámica***; el ***CAOS***, descubierto en muchos fenómenos físicos; etc. es consecuencia de dicha ***irreversibilidad***.



**Aceleración Normal Suplementaria** (cuando  $dv/dt < 0$ )

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

**FIG. 1**

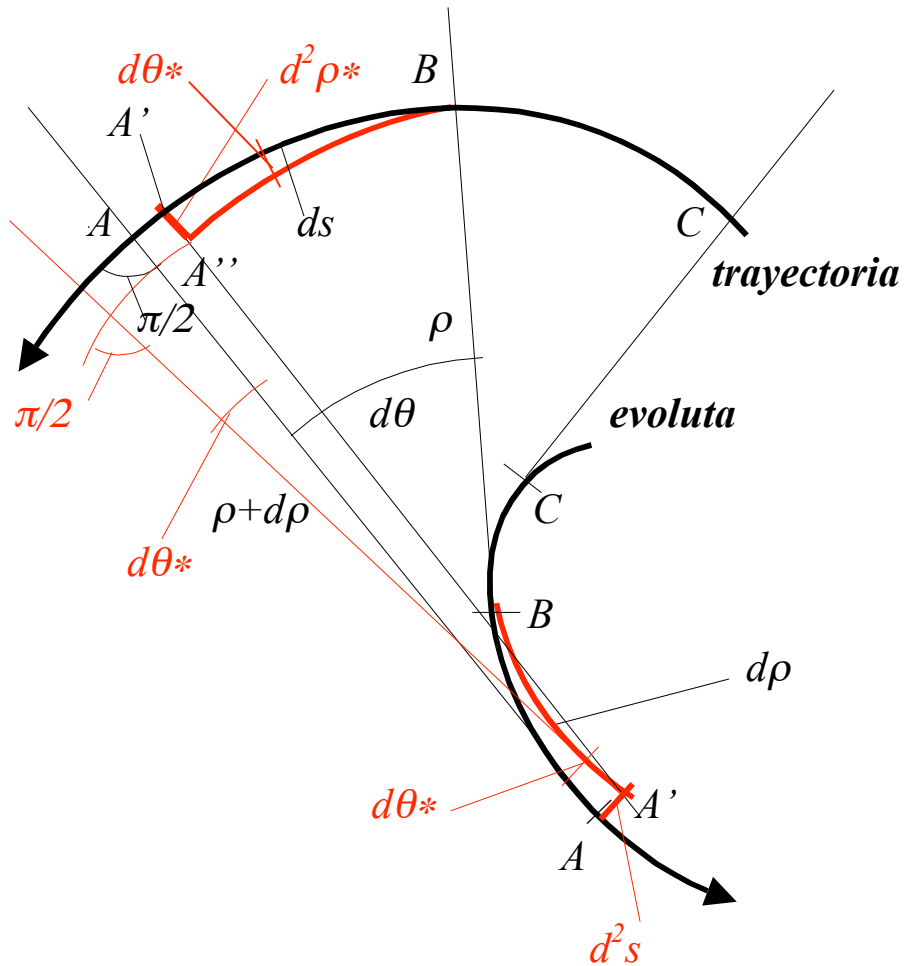


*Aceleración Normal Suplementaria* (cuando  $dv/dt > 0$ )

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

**FIG. 2**

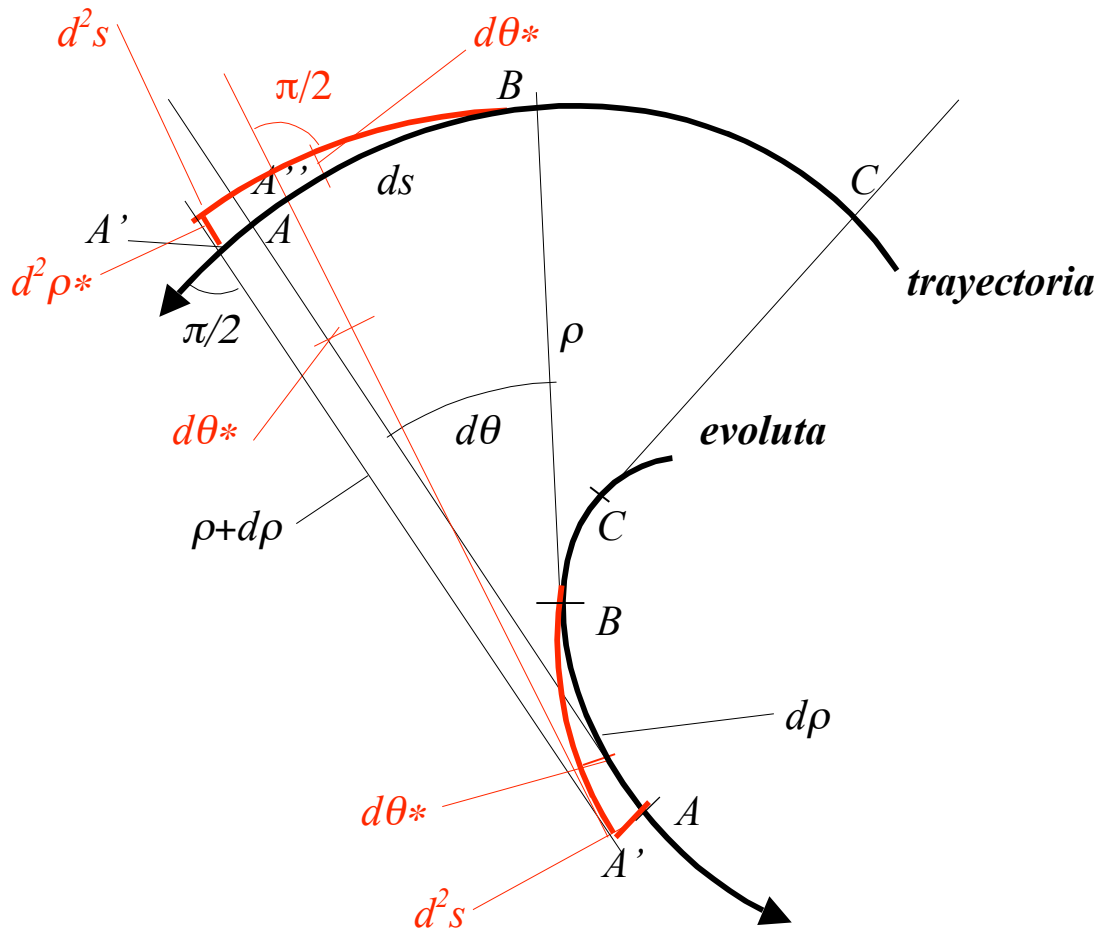




***Aceleración Normal Suplementaria***  
*(en recorrido inverso, siendo ahora  $dv/dt < 0$ )*

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

**FIG. 1'**



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

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

**FIG. 2'**

## ESTUDIO ANALÍTICO DE LA EXPRESIÓN DE LA FUERZA EN LA NUEVA DINÁMICA (ND)

1. A modo de introducción cabe decir que en esta ND no podemos partir ya de la “Ecuación Fundamental” newtoniana, que nos daba la expresión de la fuerza, pues sólo será válida en casos muy singulares, como consecuencia de la precedente crítica. Sin embargo, para construir la ND debemos sentar un punto de partida que nos permita elaborar la nueva teoría; la DC vendrá a ser un caso particular de ésta. Este punto de arranque, en el marco de las *Tres Leyes Fundamentales*, es la afirmación de que la energía cinética de un sistema de puntos materiales viene dada por la expresión:

$$U_c = (1/2)mv^2$$

siendo  $m$  la masa total del sistema y  $v$  la velocidad media cuadrática del mismo. Esta energía es la suma de las energías cinéticas de cada una de las partículas del sistema, que satisfacen expresiones análogas. No contemplamos aquí problemas relativistas en que intervienen elevadas velocidades. Como veremos más adelante, la masa del sistema en esta ND ya no es necesariamente una constante, sino que será, en general, función del tiempo. Normalmente, y mientras no se especifique de modo expreso, supondremos referido el sistema a un marco de coordenadas cartesianas e inercial.

En DC la energía potencial que posee un sistema se dice conservativa si sólo depende de la posición de las partículas, es decir, es independiente del tiempo. Esta energía no se puede escribir, en general, como suma de las energías potenciales de cada partícula –como sucede con la energía cinética total– ; su expresión es global, al depender de la posición de todas las masas del sistema, sin posibilidad de asignar a cada una de ellas una energía potencial que dependa exclusivamente de su posición. Sin embargo, sí es posible dar a cada partícula una energía potencial que sea función de su posición y del tiempo; para ello bastará poner en función del tiempo las coordenadas y las velocidades de los demás cuerpos en la expresión de la energía total. En un sistema energéticamente cerrado, para cada partícula  $m_i$  –si designamos por

$U_{pi}(P_i, t)$  su energía potencial y por  $U_{ci}(P_i, t) = (1/2)m_i v_i^2$  su energía cinética— podemos escribir en virtud de la *Primera Ley Fundamental*:

$$U_{ci}(P_i) + U_{pi}(P_i, t) = C_i \quad (i = 1, 2, 3, \dots, n) \quad (1)$$

Para el sistema de  $n$  partículas  $m_i$ , y sumando en los dos miembros de (1), resultará:

$$\sum_{i=1}^n U_{ci}(P_i) + U_{pi}(P_i, t) = U_c + \sum_{i=1}^n U_{pi}(P_i, t) =$$

$$U_c + U_p = C$$

que expresa la conservación de la energía del sistema, como era de esperar. Notemos que en la expresión:  $U_{ci}(P_i) = (1/2)m_i v_i^2$  es siempre  $v_i = v(P_i)$ , pues la velocidad implica, por su propia naturaleza, cambiar de lugar, y es por tanto función de la posición de la partícula, salvo casos triviales en que no se pueda establecer esta relación funcional. También será siempre posible poner la posición en función del tiempo, pero es preciso distinguir y recalcar que aquí el tiempo es un simple parámetro, mediante el que expresamos las variables posicionales, y no una variable independiente como lo es en la energía potencial no conservativa:  $U_{pi}(P_i, t)$ . Con esas reflexiones a la vista, podemos escribir la (1) en la forma:

$$U_{ci}(P_i) + U_{pi}(P_i, t) = C_i \Rightarrow (1/2)m_i v_i^2 + U_{pi}(P_i, t) = C_i \quad (2)$$

y resulta la paradoja de que  $U_{pi}(P_i, t)$  la podemos escribir en función de la posición  $P_i$  e independiente del tiempo. La única solución será que, en general, la masa  $m_i$  no la podremos considerar constante en esta ND, sino que deberá ser:

$$m_i = m_i(t)$$

con lo que obviamente es  $(1/2)m_i(t)v_i^2 = U_{ci}(P_i, t)$  . Está claro que esta conclusión es de la mayor importancia.

2. Estamos ya en condiciones de hallar la expresión de la fuerza que actúa sobre una partícula de masa  $m$  que describe una trayectoria referida a un marco inercial; para mayor sencillez y claridad expositiva comenzaremos por un caso idealizado en que la masa es constante y, en consecuencia, el potencial es conservativo. Puesto que se trata de un sistema cerrado, por la *Primera Ley Fundamental* se verifica:

$$(1/2)m_0v^2 + U_p(P) = C$$

en la que es  $v = v(P)$  y  $m = m_0 = constante$  . La partícula describe una determinada *trayectoria* y, conocida ésta, su energía cinética depende de una *única variable* que nos determina su posición sobre la misma; por ejemplo: el arco recorrido a partir de un punto origen, el radio de curvatura en cada punto, etc., es decir, se trata de variables *intrínsecas*. Así pues, el estudio que hacemos de la *fuerza*, que actúa sobre la partícula al describir esta trayectoria, es *local*. Supondremos un arco diferencial situado en el *plano osculador* en el punto  $P$  ; de esta forma, y sin pérdida de generalidad, podemos considerar la trayectoria como localmente plana y utilizaremos como referencial el triedro de FRENET, cuyos vectores unitarios o *versores* son:  $s$  ,  $n$  ,  $b$  , según la *tangente*, la *normal* y la *binormal*, respectivamente. Se eligen como *sentidos positivos*: el de la velocidad de la partícula para  $s$  , el dirigido hacia la convexidad de la trayectoria para  $n$  , y para  $b$  el dextrógiro tal que:

$$\mathbf{b} = \mathbf{s} \times \mathbf{n} \tag{3}$$

En estas condiciones definimos la fuerza, según una variable  $x$  de la que depende *toda* la energía cinética  $U_c$  de la partícula, así:

$$\mathbf{F}_x = (dU_c / dx)\mathbf{x} \tag{4}$$

siendo  $\mathbf{x}$  el correspondiente *versor*.

Si aplicamos esta definición a las variables intrínsecas: arco de trayectoria  $s$  y radio de curvatura  $\rho$ , en el caso particular de ser  $m = m_o = \text{constante}$  tendremos respectivamente:

$$\begin{aligned} \mathbf{f}_s &= (dU_c/ds)\mathbf{s} = (m_o v dv/ds)\mathbf{s} = (m_o dv/dt)\mathbf{s} \\ \mathbf{f}_\rho &= (dU_c/d\rho)\mathbf{n} = (m_o v dv/d\rho)\mathbf{n} \end{aligned} \quad (5)$$

puesto que la variación del radio de curvatura es según  $\mathbf{n}$ . Estas dos fuerzas dependen de cómo varía la energía cinética, y en este sentido no existen más, pues sólo podemos considerar dos variables intrínsecas en una trayectoria plana. Sin embargo, debemos tomar en consideración, además, la *fuerza centrípeta* de la DC, que no está incluida en  $\mathbf{f}_\rho$ , pues no depende de la variación de la energía cinética sino de su valor:

$$m_o \mathbf{a}_n = -m_o (v^2/\rho)\mathbf{n} = -(2U_c/\rho)\mathbf{n}$$

La *fuerza total* que actúa sobre  $m_o$  será la resultante de estas tres:

$$\begin{aligned} \mathbf{f}_o &= \mathbf{f}_s + m_o \mathbf{a}_n + \mathbf{f}_\rho = m_o \mathbf{a} + \mathbf{f}_\rho = \\ &= m_o \mathbf{a} + (m_o v (dv/d\rho))\mathbf{n} \end{aligned} \quad (6)$$

En que el *sentido positivo* de  $\mathbf{n}$ , se ha elegido hacia la *convexidad* de la trayectoria.

Podemos dar otra expresión para la fuerza  $\mathbf{f}_\rho$  (5) escribiendo:

$$\begin{aligned} \mathbf{f}_\rho &= (m_o v dv/d\rho)\mathbf{n} = (m_o dv/d\rho)\mathbf{b} \times v\mathbf{s} = \\ &= -\mathbf{v} \times (m_o dv/d\rho)\mathbf{b} \end{aligned}$$

puesto que, por la (3), es  $\mathbf{n} = \mathbf{b} \times \mathbf{s}$ . Por tener  $dv/d\rho$  las dimensiones de una velocidad angular, podemos definirla así:

$$\omega^* = (dv/d\rho)\mathbf{b} \quad (7)$$

con lo que, siendo  $v > 0$  en el sentido en que se mueve la partícula, es:

$$\mathbf{f}_\rho = -m_o\mathbf{v} \times \omega^*$$

y de la (6) resulta:

$$\begin{aligned} \mathbf{f}_o &= m_o\mathbf{a} - m_o\mathbf{v} \times \omega^* = \\ &= m_o(\mathbf{a} - \mathbf{v} \times \omega^*) \end{aligned} \quad (8)$$

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

$$\mathbf{f}_{em} = q(\mathbf{E}_{em} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}_{em})$$

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 valor  $v$  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 asimismo *positivo*, al par que el de la velocidad  $v$ , al invertir el sentido del recorrido, pues su sentido se invierte cuando se invierte en la trayectoria. Sin embargo cambia el *signo* del producto vectorial  $\mathbf{v} \times \omega^* = \mathbf{s} \times \mathbf{b} v \omega^* = \mathbf{s} \times \mathbf{b} v dv/d\rho$  pues se invierte el *signo* de  $dv$  y el de  $d\rho$  resulta *inalterado* (los *versores*  $\mathbf{b}$  y  $\mathbf{s}$  en el triedro de FRENET invierten ambos su sentido al invertir el recorrido; ver los dos casos posibles en Figs. 1, 2', y 1', 2, respectivamente, en las pp. 14 – 17). En consecuencia, si un punto material describe una determinada trayectoria y se *invierte* el sentido de recorrido, ésta resulta *irreversible* en el marco de la ND, mientras es *reversible* en DC. Así la expresión (8) según sea el *signo* de  $dv/dt$ , será:

$$\begin{aligned} \mathbf{f}_o &= m_o\mathbf{a} \pm m_o\mathbf{v} \times \omega^* = \\ &= m_o(\mathbf{a} \pm \mathbf{v} \times \omega^*) \end{aligned} \quad (8 \text{ bis})$$

El **CAOS**, descubierto en muchos fenómenos físicos, es consecuencia de dicha **irreversibilidad**.

3. Vamos a estudiar ahora el caso en que sea  $m = m(t)$ , es decir, aquél en que se verifica la (4):

$$U_c(P, t) + U_p(P, t) = (1/2)mv^2 + U_p(P, t) = C \quad (9)$$

Mantenemos la misma definición dada en (4) para la fuerza que actúa sobre  $m$  dependiente de  $U_c(P, t)$ . Simplemente tomaremos en consideración que la energía cinética dependerá de la posición y del tiempo, tal como queda reflejado en (9). Determinaremos ahora las fuerzas actuantes sobre  $m$  siguiendo el precedente proceso. Tendremos:

$$\begin{aligned} \mathbf{f}_s &= (dU_c/ds)\mathbf{s} = (mvdv/ds)\mathbf{s} + (1/2)(dm/ds)v^2\mathbf{s} = \\ &= (mdv/dt)\mathbf{s} + (1/2)(dm/dt)v\mathbf{s} \end{aligned}$$

$$\mathbf{f}_\rho = (dU_c/d\rho)\mathbf{n} = (mvdv/d\rho)\mathbf{n} + (1/2)(dm/d\rho)v^2\mathbf{n}$$

y análogamente la fuerza total sobre  $m$  ahora será:

$$\begin{aligned} \mathbf{f} &= m\mathbf{a} + (1/2)(dm/dt)v\mathbf{s} + \mathbf{f}_\rho = \\ &= m\mathbf{a} + (1/2)(dm/dt)v\mathbf{s} + (mvdv/d\rho)\mathbf{n} + (1/2)(dm/d\rho)v^2\mathbf{n} \end{aligned} \quad (10)$$

y teniendo a la vista (8) podemos escribir:

$$\begin{aligned} \mathbf{f} &= m(\mathbf{a} + \mathbf{v} \times \boldsymbol{\omega}^*) + (1/2)(dm/dt)v\mathbf{s} + (1/2)(dm/d\rho)v^2\mathbf{n} = \\ &= \mathbf{f}_o + (1/2)(dm/dt)v\mathbf{s} + (1/2)(dm/d\rho)v^2\mathbf{n} = \\ &= \mathbf{f}_o + (1/2)(dm/dt)v\mathbf{s} - (1/2)(dm/d\rho)v^2\mathbf{s} \times \mathbf{b} = \\ &= \mathbf{f}_o + (1/2)(dm/dt)v\mathbf{s} - \mathbf{v} \times (1/2)(dm/d\rho)v\mathbf{b} \end{aligned}$$

De modo análogo al precedente caso en que  $m = m_0 = \text{constante}$ , se puede poner:



$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= (1/m)[\mathbf{f}_o + (1/2)(dm/dt)\mathbf{v}s] \\ \mathbf{B} &= -(1/m)(1/2)(dm/d\rho)\mathbf{v}\mathbf{b} \end{aligned} \quad (11)$$

y resulta:

$$\mathbf{f} = m(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

En que  $dm$  *no cambia de signo* al invertir el sentido de recorrido, pues es independiente de la posición:  $m = m(t)$ . Asimismo el término  $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$  tampoco *cambia de sentido*, pues  $d\rho$  mantiene asimismo su signo. En consecuencia, en (11) solamente  $\mathbf{f}_o$  varía su sentido (como en el precedente caso) y la trayectoria sigue siendo *irreversible*.

La (11) es totalmente paralela a la (8). A partir de ésta, y con algunas hipótesis complementarias, se deducen para esta ND ecuaciones *isomórficas* con las de MAXWELL, que rigen todo el electromagnetismo, y que se expondrán en el capítulo siguiente. En esta ND las fuerzas (11) ya no son *invariantes* respecto a las “transformaciones de GALILEO”, de forma análoga a lo que sucede con las fuerzas electromagnéticas.

En otro estudio<sup>1</sup> se expone, de forma totalmente distinta, la *irreversibilidad* de los sistemas mecánicos en general que, como ya se ha visto, pertenece a la esencia de esta ND, y que hemos venido en llamar *Segunda Ley Fundamental*. Se trata de establecer una *función de estado* del sistema mecánico, que denominaremos *entropía mecánica* del mismo, que nos permita estudiar las posibles situaciones de *equilibrio estable* alcanzables.

---

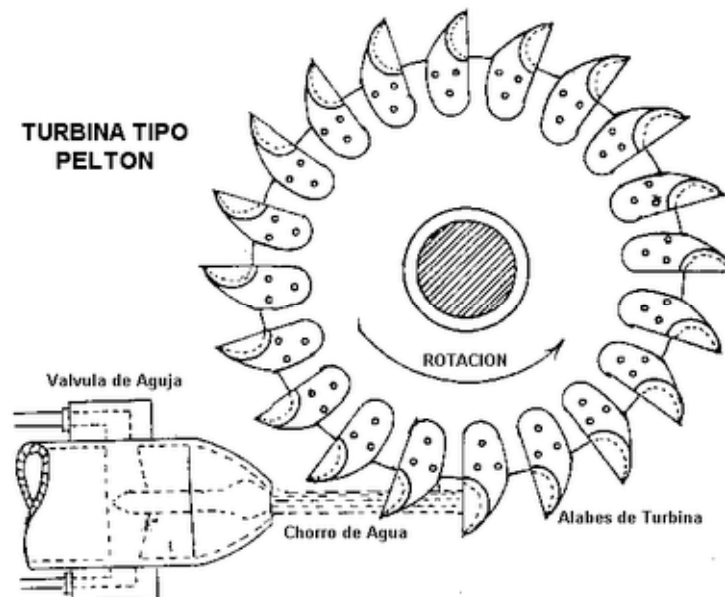
<sup>1</sup> JUAN RIUS-CAMPS, *Formulación Mecánica de la Entropía de un Sistema*. Barcelona. 1996.

# ESTUDIOS COMPLEMENTARIOS DE LA PROPULSIÓN DEL TIBURÓN

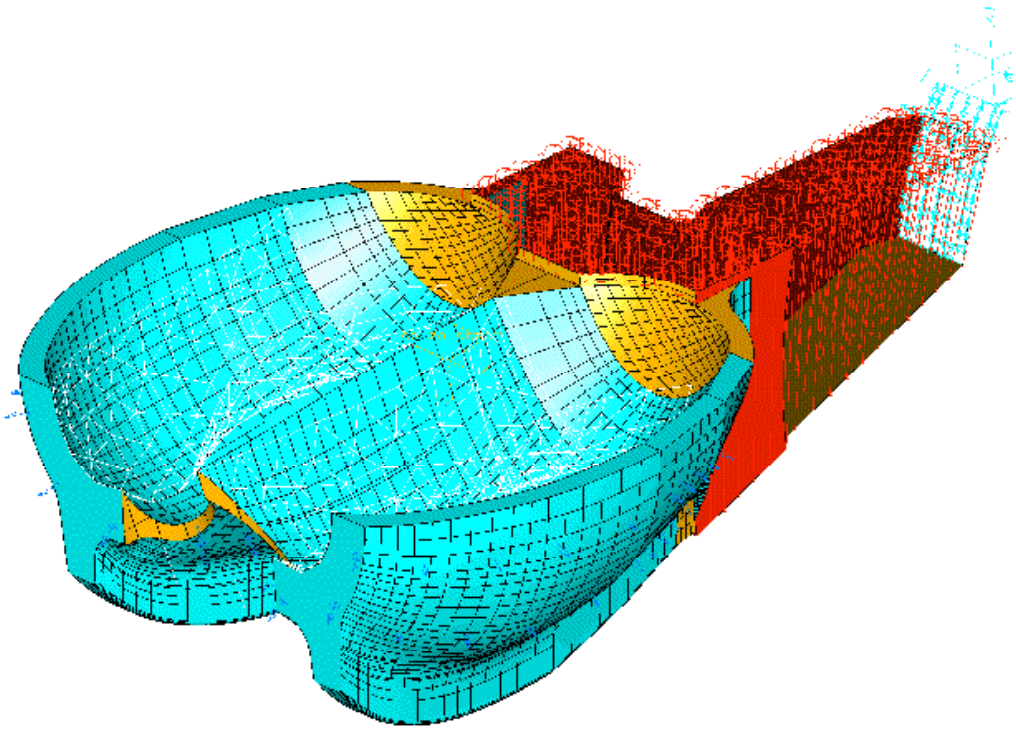
## TURBINA PELTON RODETE Y CUCHARAS

Costa de una rueda con cucharas alrededor, a las que podemos llamar también alabes y/o cucharas sobre las que actúa el chorro inyector. El tamaño y número de cucharas dependen de las características de la instalación y/o de la velocidad específica. Cuanto menor sea el caudal y mayor la altura del salto, menor será el diámetro del chorro. Las dimensiones de la cuchara vienen ligadas directamente por el diámetro del chorro.

Cada vez que va a entrar una cuchara en el campo de acción del chorro sufriría un rechazo, por lo que a esta se le practica una mella de aproximadamente un 10% mayor a diámetro del chorro. La cuchara tiene forma elíptica dividida por una cresta afilada en dos partes simétrica. Al estar dividida en dos la componente axial de la fuerza se contrarresta y de esta forma no sufren los cojinetes. La longitud de la cuchara es de 2.1 veces el diámetro del chorro y la anchura de la cuchara es de 2.5 veces el mismo diámetro. (Ver figuras A, B).



**FIGURA A**



**CUCHARA DE LA TURBINA PELTON**

**FIGURA B**



**ESCAMAS o DENTÍCULOS DEL TIBURÓN**

**FIGURA C**

En esta última **FIGURA C**, se puede observar la analogía entre estas escamas y las cucharas de la turbina Pelton, sobre todo en la pared o cresta central de división del flujo. Estos denticulos pueden levantarse hasta formar un ángulo de  $60^\circ$  con la superficie de la piel y es entonces cuando se produce el "efecto martillo" sobre los mismos. En la figura, el flujo es hacia abajo. Las dimensiones de las escamas son del orden de 200 micrones, perceptibles al tacto como un papel de lija (así fue usada esta piel en la ebanistería fina del siglo XIX).

## **BIOGRAFÍA BREVE DE LESTER ALLER PELTON**

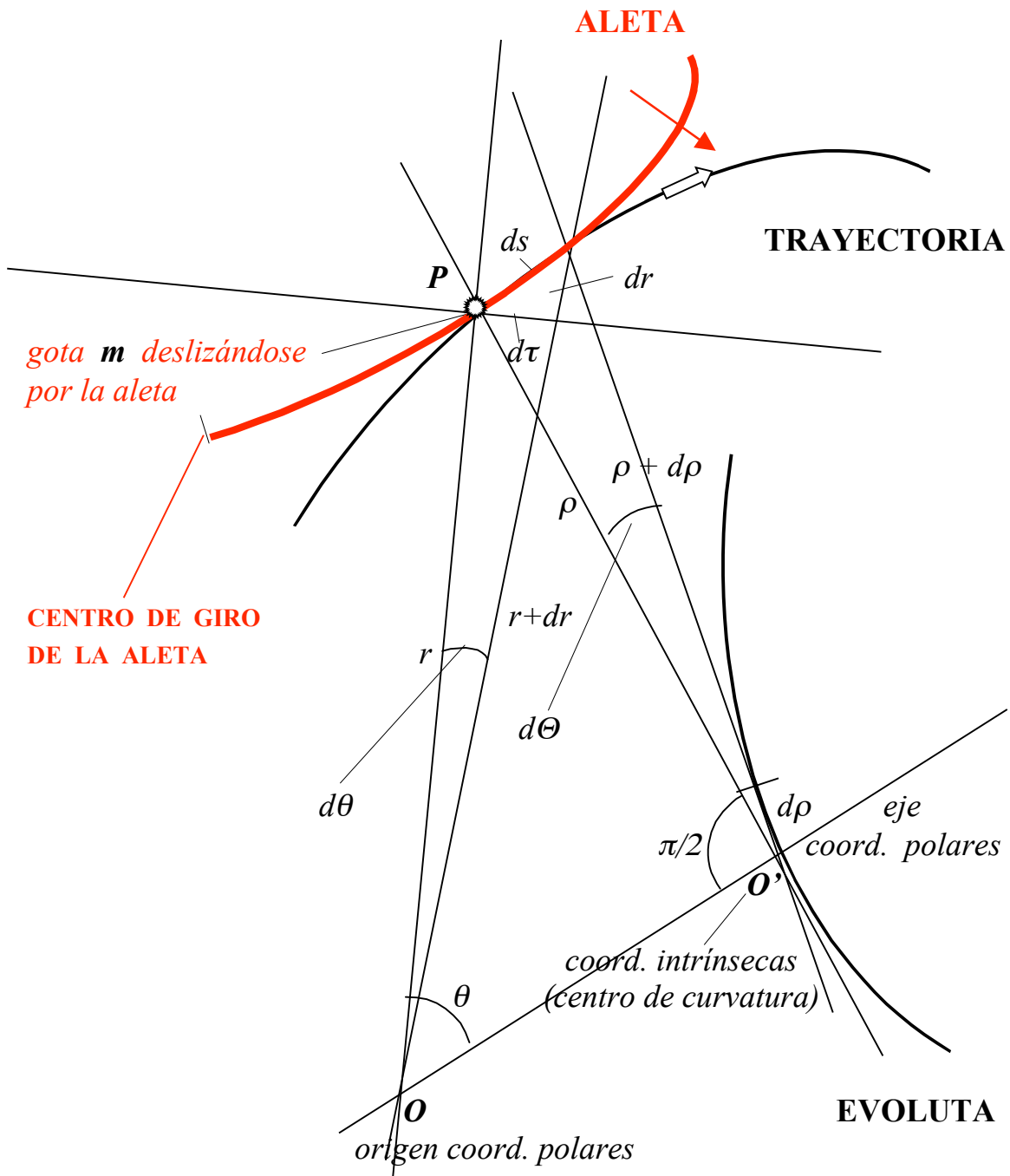
(Vermilion, 1829 - Oakland, 1918) Inventor estadounidense que ideó las modernas turbinas usadas en la generación de energía hidroeléctrica. Nacido en el seno de una familia humilde, a los veinte años emigró a California, donde recientemente se había descubierto oro. Tras un período como pescador en el río Sacramento, en 1853 pasó a trabajar en las minas de oro de Camptonville, Nevada City y Grass Valley.

Dotado para la observación y el estudio a pesar de su escasa formación, durante su etapa como minero aprendió las técnicas empleadas en la época para generar la energía necesaria en el proceso de trituración del mineral y en el bombeo de aire al interior de la mina. El primer mecanismo utilizado fueron las ruedas de agua, similares al molino de cereal convencional, y después las máquinas de vapor, pero los inconvenientes que presentaban ambos métodos llevó a la introducción de turbinas, consistentes en unas ruedas hidráulicas con álabes o paletas sobre las que incidía un chorro de agua lanzado a gran velocidad.

Observando el funcionamiento de una de estas turbinas, Pelton dio por casualidad con un método que hacía mucho más eficaz el mecanismo de la turbina: si el chorro, en vez de golpear en el centro de las paletas, lo hacía en su borde, el flujo de agua salía de nuevo en dirección inversa y hacía que la turbina adquiriese mayor velocidad; este hecho se basaba en el principio por el cual toda la energía cinética producida por el chorro se conserva y puede ser utilizada después en la generación de electricidad.

# ESTUDIO DE LA PROPULSIÓN MEDIANTE ALETAS “PIES DE PATO”

(cuya esencia aparece en la propulsión de peces y escualos;  
hélices y turbinas; etc.)



**FIGURA D**

En la anterior figura **D** La *trayectoria* y su *evoluta*, corresponden a la *gota m* de agua, forzada a deslizarse por la superficie inferior de la *aleta* y se halla en el punto **P** moviéndose en el sentido de la flecha. Se ha escogido como eje de coordenadas polares la recta que une su origen **O** con el centro de curvatura **O'** en el instante en que *m* se halla en el punto **P** de la aleta, formando un ángulo  $\pi/2$  con el radio  $\rho$ . De esta forma ambas trayectorias son espirales logarítmicas, para mayor sencillez.

### FUERZAS SOBRE LA MASA *m*

A la vista de la precedente figura **D**, sobre la *gota de agua m* en el punto **P** de su trayectoria actúan las siguientes fuerzas que según la ND son (página 8):

$$F = F_s + F_n$$

y la fuerza tangente a la trayectoria es:

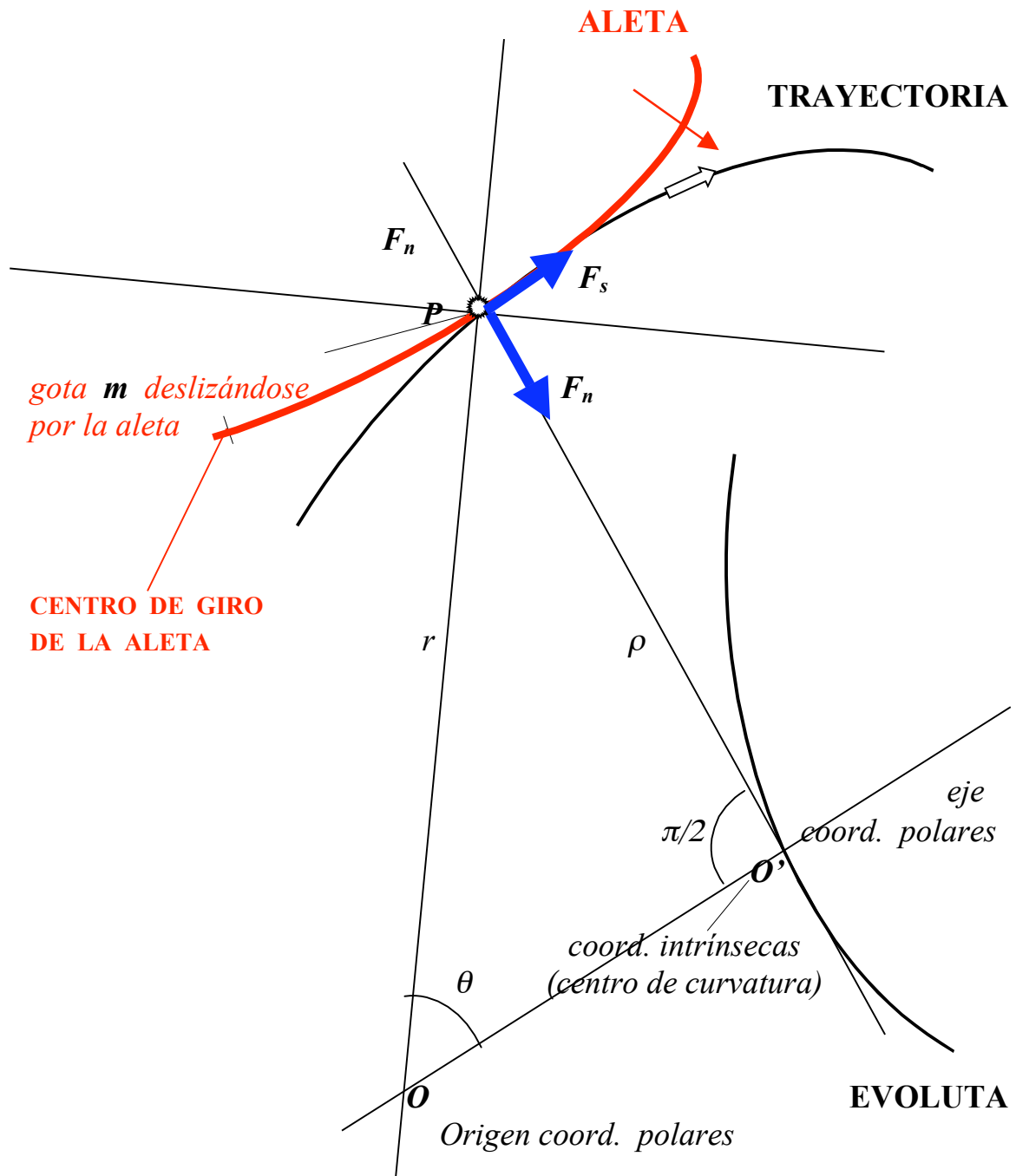
$$F_s = [md^2s/dt^2 + (1/2)(dm/dt)v]s \quad (12)$$

y la normal a la misma,

$$F_n = [-mv(d^2s/dt^2)/(d\rho/dt) - mv^2/\rho - (1/2)(dm/dt)v^2/(d\rho/dt)]n$$

El segundo término de (12)  $(1/2)(dm/dt)vs$ , corresponde al “efecto martillo” de la ND. Simplificando la figura **D**, sobre la aleta actúan esas dos fuerzas, y la *reacción* a las mismas, propulsa al nadador (ver fig. **E**).

Esas mismas fuerzas aumentan la eficacia de la *turbina Pelton* y la *propulsión del tiburón*. También serían responsables de incrementar, en gran manera, la *cavitación* de las hélices, etc.



**FIGURA E**

Para calcular las fuerzas  $F_s$  y  $F_\rho$  partiríamos de la energía cinética de  $m$  en el punto  $P$  :  $(1/2)mv^2$ , generada por el momento  $M_0$ , aplicado a la aleta para que gire alrededor de  $O$ , siendo  $v = ds/dt$  la velocidad, tangente a la trayectoria, de  $m$  en  $P$  en la dirección de la flecha (ver

figura **D**) . Esta masa disminuye su energía por rozamiento con la superficie de la aleta, pero esta pérdida es muy rápida y debe transformarse –en parte– en calor, sin embargo este cambio es más lento que la variación de energía cinética por pérdida de velocidad por rozamiento; y la única manera que conserve la *energía total* en este proceso es que la masa de la partícula *aumente*, es decir, que no sea constante sino función del tiempo  $t$ :  $m = m(t)$ , dando lugar al "efecto martillo" de la ND, apareciendo las fuerzas (12) para explicar la propulsión, mayor que la prevista en DC.

Las cazoletas de la turbina PELTON son dobles, con un tabique longitudinal que las separa; el flujo entrante se divide en dos y sale oblicuamente por ambos lados del rodete y su roce con la superficie interior de la cazoleta produce el "efecto martillo", aumentando el rendimiento de la turbina que pasa del 60 % con cazoletas simples al 90 % con las dobles. Esto lo observó PELTON por la deformación casual de las cazoletas hacia un lado del rodete, aumentando su rendimiento; el paso siguiente fue construirlas dobles para conservar la simetría del rodete (ver figuras **A** y **B**).

Lo mismo ocurre con las aletas y la cola de peces y grandes cetáceos. En el caso del tiburón se observa además que sus escamas duras, en forma de denticulos, se pueden levantar sobre la superficie de su piel hasta formar un ángulo de 60 grados. En el serpenteo del escualo tienen una doble función: forman una "capa límite" cuando se mantienen planas, facilitando el deslizamiento en la primera fase del serpenteo y, cuando se invierte la curvatura en la segunda fase del movimiento, se levantan 60°, a contra corriente, produciéndose el "efecto martillo". Así, con este movimiento *alternante* se puede incrementar mucho la propulsión.

En la *cavitación* de las hélices intervienen esas fuerzas de la ND, como ya se apuntó al principio.. También es muy posible que actúen en la propulsión de naves y aviones, aumentando la eficacia de las hélices y turbinas.







R.P.I. N°

Juan RIUS – CAMPS

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

Dirección:

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

E-mail [jsriuscamps@coac.net](mailto:jsriuscamps@coac.net)

E-mail [john@irreversiblesystems.com](mailto:john@irreversiblesystems.com)

Página web: [irreversiblesystems.com](http://irreversiblesystems.com)

T. 933 301 069

móvil 659 275 089

BARCELONA, 1 de Noviembre de 2011

