

MECLANICA D ONDAS

ABEL ROSADO

25 de octubre de 2021

Come, let us hasten to a higher plane
Where dyads tread the fairy fields of Venn,
Their indices bedecked from one to n
Commingled in an endless Markov chain!

In Riemann, Hilbert or in Banach space
Let superscripts and subscripts go their ways
Our asymptotes no longer out of phase,
We shall encounter, counting, face to face.

For what did Cauchy know, or Christoffel,
Or Fourier, or any Boole or Euler,
Wielding their compasses, their pens and rulers,
Of thy supernal sinusoidal spell?

Ellipse of bliss, converge, O lips divine!
The product of our scalars is defined!
Cyberiad draws nigh, and the skew mind
Cuts capers like a happy haversine.

I see the eigenvalue in thine eye,
I hear the tender tensor in thy sigh.
Bernoulli would have been content to die,
Had he but known such $a^2 \cos 2\varphi$!

– Stanislaw Lem, The Cyberiad

Índice general

Índice general	v
Mecánica Analítica	1
1 Cálculo Variacional	2
1.1 Método de pequeñas variaciones	2
Variación de una función	3
Variación de un funcional	3
1.2 Extremizar un funcional	3
Identidad de Beltrami	4
1.3 Generalización a varias variables	5
Ligaduras	5
2 Mecánica Lagrangiana	8
2.1 Principio de Hamilton	8
2.2 Coordenadas generalizadas	8
2.3 Ligaduras	9
Sistema holonómico	10
Multiplicadores de Lagrange	10
2.4 Teorema de la Energía Cinética	10
Función k-homogénea	10
Forma cuadrática	11
Teorema	11
3 Simetrías y cantidades conservadas	13
3.1 Ejemplos de invariancias	13
Invariancia temporal y Hamiltoniano	13
Invariancia espacial	13
3.2 Teorema de Noether	14
Enunciado	14
Ejemplo	14
4 Mecánica Hamiltoniana	15
4.1 Transformada de Legendre	15
Varias variables	15
4.2 Ecuaciones de Hamilton	16
4.3 Espacio de fase	17
Diagrama de fases	17
Teorema de Liouville	18
4.4 Paréntesis de Poisson	19

FUERZAS CENTRALES Y SISTEMAS NO INERCIALES	20
5 Fuerzas centrales	21
5.1 Problema de los dos cuerpos	21
5.2 Conservación del momento angular	22
Esféricas *	23
5.3 Energía	23
5.4 Ecuación del movimiento	24
5.5 Potencial efectivo	24
5.6 Potenciales $-\gamma/r$	25
5.7 Órbitas de Kepler	26
Caso $0 \leq \epsilon < 1$	26
Caso $\epsilon = 1$	28
Caso $\epsilon > 1$	28
Cambio de Órbitas	29
6 Sistemas de referencia no inerciales	30
6.1 Aceleración rectilínea	30
 SÓLIDO RÍGIDO	 31
 OSCILACIONES	 32

M&CANICA · ANALITICA

1: Aunque se puede definir un funcional como una función de $\mathcal{F}\{x, \mathbb{R}\}^n$ para n funciones reales.

Tenemos una función $f : \mathcal{U} \in \mathbb{R} \mapsto f(x) \in \mathbb{R}$, donde tanto el dominio \mathcal{U} como la imagen pertenecen a \mathbb{R} . En contraposición, un funcional es una función $F : \mathcal{F}\{x, \mathbb{R}\} \mapsto F[f] \in \mathbb{R}$, donde $\mathcal{F}\{x, \mathbb{R}\}$ es el conjunto de todas las funciones reales de una variable¹, tal que la imagen es un número real.

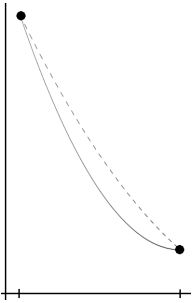
La forma genérica de los funcionales que nos interesan es la siguiente, donde ' $'$ ' indica que x es la variable independiente, y f y f' dependen explícitamente de x , y por consiguiente depende entre sí, aunque no de forma explícita en la mayoría de circunstancias:

$$F[f] = \int_{x_A}^{x_B} g(f(x), f'(x); x) dx \quad (1.0.1)$$

Nos interesan solo las funciones f tales que $f(x_A) = y_A$; $f(x_B) = y_B$ (1.0.2), de tal forma que la función este fija en los extremos de la integral, esta propiedad va a resultar muy importante más adelante.

El principal objetivo que tenemos en mente es encontrar una f que extremize F , es decir, que $F(f)$ sea un máximo o mínimo del funcional.

1.1. Método de pequeñas variaciones



Definimos $\delta y(x) \equiv \bar{y}(x) - y(x)$ (1.1.1), donde \bar{y} es el camino variado e y es el camino de referencia. Supondremos que el camino de referencia es el camino que extremiza el funcional, entonces una pequeña variación δy no debería alterar el funcional.

Podemos parametrizar $\delta y(x) \equiv a\eta(x)$ (1.1.2), donde a es un parámetro independiente de x y $\eta(x) = \delta y(x)/a$ (1.1.3) es una función arbitraria que da forma el camino variado y que debe cumplir que $\eta(x_A) = \eta(x_B) = 0$ (1.1.4) para verificar las condiciones que hemos impuesto en (1.0.2), ya que todo camino, sea el de referencia o el variado, debe cumplirlas.

Definimos entonces una nueva función $Y(x, a) \equiv y(x) + a\eta(x)$ (1.1.5) tal que $Y(x, 0) = y(x)$ y $Y(x, a) = \bar{y}(x)$. Si derivamos esta función con respecto a a , y con respecto a x tenemos

$$\frac{\partial Y}{\partial a} = \eta(x); \quad \frac{\partial Y}{\partial x} = y'(x) + a\eta'(x) \equiv Y'(x, a); \quad \frac{\partial Y'}{\partial a} = \eta'(x) \quad (1.1.6)$$

Podemos definir ahora $\delta y'(x) \equiv \bar{y}'(x) - y' = Y'(x, a) - Y'(x, 0)$, que por la expresión anterior nos resulta $\delta y'(x) = a\eta'(x)$ (1.1.7). Combinando ahora (1.1.7) y (1.1.2) podemos llegar a la conclusión de que la derivada y δ conmutan

$$\delta y'(x) = a \frac{d}{dx} \eta(x) = \frac{d}{dx} (a\eta(x)) = \frac{d}{dx} \delta y \implies \delta \left(\frac{dy}{dx} \right) = \frac{d}{dx} \delta y \quad (1.1.8)$$

Variación de una función

Si partimos de una función $g(y, y'; x)$, queremos que no dependa de un solo camino sino de una familia de ellos, definimos $\mathfrak{g}(x, a) = g(Y, Y'; x)$. Definimos la variación total de la función como $\Delta\mathfrak{g} \equiv \mathfrak{g}(Y(x, a), Y'(x, a); x) - \mathfrak{g}(Y(x, 0), Y'(x, 0); x)$ (1.1.9). Como últimamente \mathfrak{g} depende solo de x y de a , podemos expandir \mathfrak{g} por serie de Taylor de a

$$\mathfrak{g}(x, a) = \mathfrak{g}(x, 0) + \left. \frac{\partial \mathfrak{g}}{\partial a} \right|_{a=0} a + O(a^2) \quad (1.1.10)$$

Reorganizando los términos y volviendo a añadir la dependencia en Y e Y' llegamos a

$$\overbrace{\mathfrak{g}(x, a) - \mathfrak{g}(x, 0)}^{\Delta\mathfrak{g}} = \overbrace{\left. \frac{\partial \mathfrak{g}(Y(x, a), Y'(x, a); x)}{\partial a} \right|_{a=0}}^{\delta\mathfrak{g}} a + O(a^2) \quad (1.1.11)$$

Donde $\delta\mathfrak{g}$ es la variación primera de la función, que podemos reescribir desarrollando la derivada usando la regla de la cadena, y usamos (1.1.2) y (1.1.7)

$$\delta\mathfrak{g} = \left[\left. \frac{\partial \mathfrak{g}}{\partial Y} \right|_Y \frac{\partial Y}{\partial a} + \left. \frac{\partial \mathfrak{g}}{\partial Y'} \right|_Y \frac{\partial Y'}{\partial a} \right]_{a=0} a = \left. \frac{\partial \mathfrak{g}}{\partial Y} \right|_y a\eta + \left. \frac{\partial \mathfrak{g}}{\partial Y'} \right|_y a\eta' = \left. \frac{\partial \mathfrak{g}}{\partial Y} \right|_y \delta y + \left. \frac{\partial \mathfrak{g}}{\partial Y'} \right|_y \delta y' \quad (1.1.12)$$

Es **muy** importante no dejar de lado las composiciones y evaluaciones resultantes de hacer Taylor y la regla de la cadena, ya que la expresión anterior nos indica que aunque g dependa de cualquier camino, cuando hacemos δg , las parciales de g con respecto a sus entradas Y e Y' hay que **evaluarlas en el camino de referencia** $y = Y(x, 0)$. De esta forma podemos reescribir (1.1.12) en términos de g

$$\delta\mathfrak{g} = \delta g = \frac{\partial g}{\partial y} \delta y + \frac{\partial g}{\partial y'} \delta y' \quad (1.1.13)$$

Observamos que nos queda una expresión similar a la regla de la cadena del diferencial exacto de una función.

Variación de un funcional

De nuevo, si partimos de un funcional $F[y]$ que depende de un único camino, definimos $\mathbb{F}([y], a) = F[Y(x, a)]$ y su variación total $\Delta\mathbb{F} = \mathbb{F}([y], a) - \mathbb{F}([y], 0)$ (1.1.14), que desarrollando la integral llegamos inmediatamente a

$$\Delta\mathbb{F} = \int_{x_A}^{x_B} \Delta\mathfrak{g} dx = \int_{x_A}^{x_B} \delta\mathfrak{g} dx + O(a^2) = \underbrace{\int_{x_A}^{x_B} \delta g dx}_{\delta\mathbb{F} = \delta F} + O(a^2) \quad (1.1.15)$$

1.2. Extremizar un funcional

Diremos que el extremo de F ocurrirá cuando $\delta F = 0$, puesto que a primer orden el funcional no cambiará de valor al variar y .

De (1.1.13) sustituimos en (1.1.14), sacamos factor común el parámetro a e integramos por partes el segundo término, tal que $u = \partial_{y'}g$ y $dv = \eta' dx$

$$\int_{x_A}^{x_B} \left[\frac{\partial g}{\partial y} \eta + \frac{\partial g}{\partial y'} \eta' \right] a dx = a \left[\int_{x_A}^{x_B} \frac{\partial g}{\partial y} \eta dx + \left. \frac{\partial g}{\partial y'} \eta \right|_{x_A}^{x_B} - \int_{x_A}^{x_B} \frac{d}{dx} \left(\frac{\partial g}{\partial y'} \right) \eta dx \right] \quad (1.2.1)$$

Por (1.1.4) el segundo término es 0, juntando las integrales y usando (1.1.2)

$$\int_{x_A}^{x_B} \left[\frac{\partial g}{\partial y} - \frac{d}{dx} \left(\frac{\partial g}{\partial y'} \right) \right] \delta y dx = 0 \quad (1.2.2)$$

Ahora, δy es completamente arbitrario, pues depende de un parámetro independiente a y de una función η que es también arbitraria, esto es lema fundamental del Cálculo Variacional, y garantiza que si la integral debe valer 0, el primer factor debe valer siempre 0, y concluimos

$$\boxed{\frac{\partial g}{\partial y} - \frac{d}{dx} \left(\frac{\partial g}{\partial y'} \right) = 0} \iff \delta F = 0 \quad (1.2.3)$$

Esta es la ecuación de *Euler-Lagrange*, una ecuación diferencial en derivadas parciales de segundo orden cuya solución y extremiza el funcional definido por g .

Geodésica del plano

Un ejemplo para aplicar (1.2.3) es minimizar la distancia $d = \int ds$ en el plano euclídeo. Si $y = y(x)$, entonces $ds = \sqrt{dx^2 + dy^2} = \sqrt{1 + y'^2} dx = g dx$, tal que

$$\frac{\partial g}{\partial y} = 0 \implies \frac{d}{dx} \left(\frac{\partial g}{\partial y'} \right) = 0 \implies \frac{\partial g}{\partial y'} = \frac{y'}{\sqrt{1 + y'^2}} = K \rightarrow y' = \frac{K}{\sqrt{1 - K^2}} = \alpha$$

Lo cual implica que $y = \alpha x + y_0$, la ecuación de una recta.

Identidad de Beltrami

Podemos reescribir (1.2.3) de otra forma que nos va resultar útil para resolver algunos problemas y va a resultar muy importante en episodios posteriores.

$$\frac{dg}{dx} = \frac{\partial g}{\partial y} y' + \frac{\partial g}{\partial y'} y'' + \frac{\partial g}{\partial x} \rightarrow \frac{\partial g}{\partial y'} y' = \frac{dg}{dx} - \frac{\partial g}{\partial y} y'' - \frac{\partial g}{\partial x}$$

Podemos observar que el término en el primer miembro de la segunda expresión aparece en (1.2.3) sin multiplicar por y' .

$$\frac{dg}{dx} - \frac{\partial g}{\partial x} - \left[\frac{\partial g}{\partial y'} y'' + y' \frac{d}{dx} \left(\frac{\partial g}{\partial y'} \right) \right] = 0 \rightarrow \frac{dg}{dx} - \frac{\partial g}{\partial x} - \frac{d}{dx} \left(\frac{\partial g}{\partial y'} y' \right) = 0$$

Observando que lo de dentro del paréntesis de la primera expresión es la derivada de un producto, usamos la linealidad de la derivada para obtener

$$\frac{d}{dx} \left(g - \frac{\partial g}{\partial y'} y' \right) = \frac{\partial g}{\partial x} \quad (1.2.4)$$

1.3. Generalización a varias variables

Denotamos $\{f_\alpha(x)\}$ a un conjunto de N funciones distintas, que verifican una expresión similar a (1.0.2), $f_\alpha(x_A) = f_{\alpha A}$; $f_\alpha(x_B) = f_{\alpha B}$ (1.3.1). Definimos entonces el siguiente funcional que depende de $\{f_\alpha\}$

$$F[\{f_\alpha\}] = \int_{x_A}^{x_B} g(\{f_\alpha, f'_\alpha\}; x) dx$$

Ahora siguiendo un desarrollo idéntico a (1.1.12), desarrollando la regla de la cadena para cada una de las variables de g resulta en un sumatorio y los argumentos siguientes para llegar a δg son idénticos puesto que son lineales, de tal forma llegamos a la siguiente expresión

$$\delta g = \sum \frac{\partial g}{\partial f_\alpha} \delta f_\alpha + \frac{\partial g}{\partial f'_\alpha} \delta f'_\alpha \quad (1.3.2)$$

La expresión (1.1.15) no dependía de las variables de g , por lo que es directamente aplicable, sustituyendo (1.3.2) y haciendo la regla de la cadena igual que en (1.2.1) llegamos a una expresión similar a (1.2.2), usando que la integral conmuta con el sumatorio

$$\delta F = \sum \int_{x_A}^{x_B} \left[\frac{\partial g}{\partial f_\alpha} - \frac{d}{dx} \left(\frac{\partial g}{\partial f'_\alpha} \right) \right] \delta f_\alpha dx = 0 \quad (1.3.3)$$

Para poder concluir que cada sumando es 0, y que entonces por ser δf_α arbitraria cada término en corchetes es 0, es necesario que los δf_α sean independientes entre sí, que es equivalente a que no exista una dependencia explícita entre los $f_\alpha(x)$, que podría estar por ejemplo expresada por una ecuación relacionando varias de ellas. Si se cumple que son independientes, entonces

$$\left[\frac{\partial g}{\partial f_\alpha} - \frac{d}{dx} \left(\frac{\partial g}{\partial f'_\alpha} \right) \right] = 0 \iff \delta F = 0 \quad (1.3.4)$$

Ahora tenemos un sistema de ecuaciones de *Euler-Lagrange* cuyas soluciones $f_\alpha(x)$ extremizan el funcional.

Ligaduras

En el caso de que existan m ecuaciones de ligadura de la forma $G_i(\{f_\alpha\}; t) = 0$, tenemos dos opciones, la primera es resolver el sistema de ecuaciones que forman expresando m funciones como dependientes de las otras $N - m$ funciones restantes, y aplicar (1.3.4) a las $N - m$ funciones independientes.

En el caso de que esto no sea posible resolver el sistema, debemos recurrir a multiplicadores de *Lagrange*.

Multiplicadores de Lagrange

Partimos de que tenemos m ecuaciones $G_i(\{f_\alpha\}; t) = 0$ que no sabemos resolver, $\Delta G_i = 0$, es decir, G_i se aplica de la misma forma tanto a los caminos de referencia como a los variados, además $\Delta G_i = \delta G_i + O(a^2) = 0$, como a es arbitrario, entonces $\delta G_i = 0$. Aplicando la regla de la cadena de (1.1.13)

$$\delta G_i(\{f_\alpha\}; x) = \sum_{\alpha} \frac{\partial G_i}{\partial f_\alpha} \delta f_\alpha = \sum_{\alpha} a_{i\alpha} \delta f_\alpha = 0; \quad a_{i\alpha} = \frac{\partial G_i}{\partial f_\alpha} \quad (1.3.5)$$

Así tenemos la ecuación que nos relaciona las distintas δf_α , el término de la derivada lo podemos expresar como las componentes de un matriz. Podemos separar la expresión anterior tal que

$$\delta G_i = \sum_{\gamma=1}^{N-m} a_{i\gamma} \delta f_\gamma + \sum_{\beta=N-m+1}^N a_{i\beta} \delta f_\beta = 0 \quad (1.3.6)$$

La matriz del segundo término es cuadrada ($m \times m$), y es una matriz jacobiana cuyo determinante va a ser no nulo si las ecuaciones de ligadura son independientes entre sí, de lo contrario algunas sobran. Esto implica que esa matriz tiene inversa, expresando (1.3.6) como operaciones matriciales ($N - m < \beta \leq N$)

$$0 = A\mathbf{x} + J\mathbf{y} \implies \mathbf{y} = -J^{-1}A\mathbf{x}; \quad \delta f_\beta = - \sum_{a=1}^m \sum_{\gamma=1}^{N-m} J_{\beta a}^{-1} a_{a\gamma} \delta f_\gamma \quad (1.3.7)$$

De esta forma, hemos encontrado la dependencia explícita de δf_β en función de los δf_γ , estos últimos siendo independientes entre sí. Ahora tomamos (1.3.3) y renombramos el factor en corchetes por Γ_α y separamos como en (1.3.6)

$$0 = \delta F = \int_{x_A}^{x_B} \sum_{\alpha}^N (\Gamma_\alpha \delta f_\alpha) dx = \int_{x_A}^{x_B} \sum_{\gamma=1}^{N-m} (\Gamma_\gamma \delta f_\gamma) dx + \int_{x_A}^{x_B} \sum_{\beta=N-m+1}^N (\Gamma_\beta \delta f_\beta) dx \quad (1.3.8)$$

Sustituyendo δf_β de (1.3.7)

$$0 = \int_{x_A}^{x_B} \sum_{\gamma=1}^{N-m} (\Gamma_\gamma \delta f_\gamma) dx - \int_{x_A}^{x_B} \sum_{\beta=N-m+1}^N \left(\Gamma_\beta \sum_{a=1}^m \sum_{\gamma=1}^{N-m} J_{\beta a}^{-1} a_{a\gamma} \delta f_\gamma \right) dx \quad (1.3.9)$$

Como los sumatorios conmutan podemos llegar a

$$0 = \int_{x_A}^{x_B} \sum_{\gamma=1}^{N-m} (\Gamma_\gamma \delta f_\gamma) dx - \int_{x_A}^{x_B} \sum_{\gamma=1}^{N-m} \sum_{a=1}^m \sum_{\beta=N-m+1}^N \Gamma_\beta J_{\beta a}^{-1} a_{a\gamma} \delta f_\gamma dx \quad (1.3.10)$$

Y ahora podemos unificar los sumatorios de γ y sacar factor común δf_γ

$$0 = \int_{x_A}^{x_B} \sum_{\gamma=1}^{N-m} \delta f_\gamma \left(\Gamma_\gamma - \sum_{a=1}^m \sum_{\beta=N-m+1}^N \Gamma_\beta J_{\beta a}^{-1} a_{a\gamma} \right) dx \quad (1.3.11)$$

Definimos entonces $\lambda_a = \sum_{\beta=N-m+1}^N \Gamma_\beta J_{\beta a}^{-1}$ como los multiplicadores de *Lagrange* y reemplazando $a_{a\gamma}$ por su definición de (1.3.5)

$$0 = \int_{x_A}^{x_B} \sum_{\gamma=1}^{N-m} \delta f_\gamma \left(\Gamma_\gamma - \sum_{a=1}^m \lambda_a \frac{\partial G_a}{\partial f_\gamma} \right) dx \quad (1.3.12)$$

Ahora como δf_γ son independientes entre sí, podemos aplicar el mismo argumento que en los otros casos y concluir que lo del paréntesis debe ser igual a 0 para todos los γ , tal que ($1 \leq \gamma \leq N - m$)

$$\Gamma_\gamma - \sum_{a=1}^m \lambda_a \frac{\partial G_a}{\partial f_\gamma} = 0 \quad (1.3.13)$$

Podemos ahora comprobar que si $N - m < \gamma \leq N$

$$\begin{aligned} \Gamma_\gamma - \sum_{a=1}^m \lambda_a \frac{\partial G_a}{\partial f_\gamma} &= \Gamma_\gamma - \sum_{a=1}^m \lambda_a J_{a\gamma} = \Gamma_\gamma - \sum_{a=1}^m \sum_{\beta=N-m+1}^N \Gamma_\beta J_{\beta a}^{-1} J_{a\gamma} = \\ &= \Gamma_\gamma - \sum_{\beta=N-m+1}^N \Gamma_\beta \delta_{\beta\gamma} = \Gamma_\gamma - \Gamma_\gamma = 0 \end{aligned} \quad (1.3.14)$$

También se verifica (1.3.12), por lo que entonces

$$\boxed{\frac{\partial g}{\partial f_\alpha} - \frac{d}{dx} \left(\frac{\partial g}{\partial f'_\alpha} \right) = \sum_{i=1}^m \lambda_i \frac{\partial G_i}{\partial f_\alpha} \quad G_i(\{f_\alpha\}) = 0} \quad (1.3.15)$$

Tenemos por lo tanto un sistema de $N + m$ ecuaciones, que incluye las ecuaciones de *Euler-Lagrange* modificadas y las ecuaciones de ligadura, y las incógnitas son las f_α y las λ_i .

Ahora la variable independiente sobre la que vamos a trabajar va a ser el tiempo, t , y las variables dependientes son las coordenadas cartesianas $\{x_{\alpha i}\}$, donde α indica la partícula y i indica la componente de la posición. Definimos además las derivadas totales temporales como $\{\dot{x}_{\alpha i}\}$.

2.1. Principio de Hamilton

1: La definición de **Lagrangiano** dependerá de la configuración del sistema físico, pero como norma general en mecánica clásica (2.1.1) es la expresión más común de la función que verifica (2.1.3).

Definimos una función llamada **Lagrangiano**¹

$$\mathcal{L}(\{x_{\alpha i}, \dot{x}_{\alpha i}\}; t) = T - U \quad (2.1.1)$$

Dónde T es la energía cinética del sistema y U es la energía potencial (conservativa o no), de tal forma que definimos el siguiente funcional llamado **acción**

$$S \equiv \int_{t_A}^{t_B} \mathcal{L}(\{x_{\alpha i}, \dot{x}_{\alpha i}\}; t) dt \quad (2.1.2)$$

Principio de Hamilton o de mínima acción. La evolución temporal de un sistema físico es aquella que extremiza la acción, es decir que $\delta S = 0$ para la evolución real del sistema, lo cual es equivalente a

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial x_{\alpha i}} - \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{x}_{\alpha i}} \right) = 0 \quad (2.1.3)$$

Para la mecánica clásica, este principio es equivalente a las leyes de *Newton*, cuando \mathcal{L} toma la forma de (2.1.1) con ligeras modificaciones que discutiremos en las próximas secciones.

Muelle elástico

Un sencillo ejemplo para aplicar este principio es el de un muelle elástico en una dirección, donde $T = m\dot{x}^2/2$ y $U = kx^2/2$ (el término mgh es constante y puede ser ignorado), si $\mathcal{L} = T - U$, entonces

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial x} = -kx \quad \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{x}} = m\dot{x} = p \quad \frac{dp}{dt} = m\ddot{x} \rightarrow m\ddot{x} = -kx \iff F = -kx = ma$$

2.2. Coordenadas generalizadas

Podemos realizar un cambio de variables para poder expresar $x_{\alpha i}$ en función de otras variables q_j , las cuales pueden resultarnos más sencillas para resolver un problema, tal que $x_{\alpha i} = x_{\alpha i}(\{q_j\}; t)$. Esta transformación será invertible cuando

$$J_l^k = \frac{\partial x_k}{\partial q_l}$$

el determinante de esa matriz, el jacobiano, sea no nulo, tal que existe la transformación $q_j = q_j(\{x_{\alpha i}\}; t)$.

Usando la regla de la cadena podemos ver la dependencia de las velocidades entre sí, $\dot{x}_{\alpha i} = \dot{x}_{\alpha i}(\{q_j, \dot{q}_j\}; t)$ y que $\dot{q}_j = \dot{q}_j(\{x_{\alpha i}, \dot{x}_{\alpha i}\}; t)$.

De esta forma, podemos expresar \mathcal{L} en función de las coordenadas y velocidades generalizadas, tal que $\mathcal{L} = \mathcal{L}(\{q_j, \dot{q}_j\}; t)$ de tal forma que (2.1.3) queda como

$$\boxed{\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_j} - \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_j} \right) = 0} \quad (2.2.1)$$

Definimos además el **momento generalizado**, que para cartesianas es el momento lineal y para polares es el momento angular. También definimos la **fuerza generalizada**, que es la proyección del vector cartesiano en el sistema de vectores asociado a las coordenadas generalizadas.

$$p_j = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_j} \quad Q_j = -\frac{\partial U}{\partial q_j} = \sum_{\alpha}^N \mathbf{F}_{\alpha} \cdot \frac{\partial \mathbf{r}_{\alpha}}{\partial q_j} \quad (2.2.2)$$

2.3. Ligaduras

Al igual que en la sección *Ligaduras* de la sección 1.3, tendremos M ecuaciones de ligadura, los tipos de las cuales se detallarán a continuación, pero antes definimos lo que vamos a denominar **grados de libertad**, que indica el número mínimo de parámetros que es necesario para especificar la configuración del sistema en un tiempo dado, tal que $s = N \cdot d - M$ (2.3.1), donde s son los **grados de libertad**, N el número de partículas del sistema, y d la dimensión del espacio.

Tipos de ligaduras

Cuando las ecuaciones de ligadura no dependen de las velocidades, $G_i(\{q_j\}) = 0$, se denominan ligaduras **holónomas** y son con las que vamos a trabajar. Si las ecuaciones de ligadura dependen de la velocidad, $G_i(\{q_j, \dot{q}_j\}) = 0$, se denominan **no holónomas** y salvo que sean integrables no trabajaremos con ellas. Son **integrables** cuando son de la forma siguiente donde $h = h(\{q_i\}; t)$ tal que

$$\sum_j^{N \cdot d} A_j(\{q_i\}; t) \dot{q}_j + B(\{q_i\}; t) = 0; \quad A_j = \frac{\partial h}{\partial q_j}; \quad B_j = \frac{\partial h}{\partial t} \quad (2.3.2)$$

Entonces podemos ver que nos queda la regla de la cadena e integramos

$$\sum_j^{N \cdot d} \frac{\partial h}{\partial q_j} \dot{q}_j + \frac{\partial h}{\partial t} = \frac{dh}{dt} = 0 \iff h(\{q_i\}; t) - C = 0 \text{ (Holónoma)} \quad (2.3.3)$$

Luego a parte si la ligadura depende explícitamente del tiempo se llama **forzada** o **reónoma**, si no depende explícitamente del tiempo, se denominan **naturales** o **esclerónomas**.

Sistema holonómico

Decimos que un sistema es **holonómico** cuando podemos resolver (o bien en cartesianas o en generalizadas) las ecuaciones de ligadura (holónomas) y expresar m coordenadas como explícitamente dependientes de s coordenadas independientes, reduciendo el sistema a s variables que podemos resolver usando (2.2.1) (E-L).

Multiplicadores de Lagrange

En el caso en el que el sistema no sea holonómico, y no podamos resolver las ecuaciones de ligadura, al igual que en la sección 1.3 tenemos que recurrir a multiplicadores de *Lagrange*, podemos obtener una expresión equivalente a (1.3.15) modificando el lagrangiano de la siguiente forma

$$\mathcal{L}^* = \mathcal{L} + \sum_{i=1}^m \lambda_i G_i \quad (2.3.4)$$

Que aplicando las ecuaciones de *Euler-Lagrange* tanto para q_j como para λ_i resulta

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_j} - \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_j} \right) + \underbrace{\sum_{i=1}^m \lambda_i(t) \frac{\partial G_i}{\partial q_j}}_{Q_j^L} = 0 \quad (2.3.5)$$

Donde Q_j^L es la componente j de la fuerza de ligadura total, tal que $\mathbf{F}^L = \sum Q_j^L \partial_{q_j} \mathbf{r}$, que cumplen que $dW^L = \mathbf{F}^L \cdot d\mathbf{r} = 0$ son fuerzas que o siempre perpendiculares a la ligadura, o que provocan que $d\mathbf{r} = 0 \iff \mathbf{v} = 0$ en el punto de contacto.

2.4. Teorema de la Energía Cinética

Función k-homogénea

Una función k-homogénea cumple la siguiente expresión, donde λ es un parámetro arbitrario cualquiera

$$f(\{\lambda x_i\}) = \lambda^k f(\{x_i\}) \quad (2.4.1)$$

Teorema de Euler

Podemos derivar cada lado de (2.4.1) con respecto al parámetro

$$\frac{\partial}{\partial \lambda} f(\{\lambda x_i\}) = \frac{\partial}{\partial \lambda} \lambda^k f(\{x_i\})$$

En el primer miembro hacemos la regla de la cadena y en el segundo es la derivada de una potencia

$$\sum_j^N \frac{\partial f(\{\lambda x_i\})}{\partial (\lambda x_j)} \frac{d(\lambda x_j)}{d\lambda} = \sum_j^N \frac{\partial f(\{\lambda x_i\})}{\partial (\lambda x_j)} x_j = k \lambda^{k-1} f(\{x_i\})$$

Como λ es un parámetro arbitrario, podemos tomar $\lambda = 1$ y tenemos

$$\sum_j^N \frac{\partial f(\{x_i\})}{\partial x_j} x_j = k f(\{x_i\}) \quad (2.4.2)$$

Forma cuadrática

Una forma cuadrática es una función 2-homogénea de la siguiente forma

$$f(\{x_i\}) = \sum_{i,j}^N a_{jk} x_j x_k = \mathbf{x} A \mathbf{x}^T \quad (2.4.3)$$

Donde a_{jk} no tienen por que ser constantes, pueden ser funciones de otras variables, pero no de x_i .

Teorema

En coordenadas cartesianas la expresión de la energía cinética es una forma cuadrática que solo depende de las velocidades que tiene la siguiente forma

$$T = T(\{x_{\alpha i}\}) = \frac{1}{2} \sum_{\alpha,i}^{N,d} m_{\alpha} \dot{x}_{\alpha i}^2 \quad (2.4.4)$$

Si $x_{\alpha i}(\{q_j\}; t)$, entonces

$$\dot{x}_{\alpha i} = \sum_j^s \frac{\partial x_{\alpha i}}{\partial q_j} \dot{q}_j + \frac{\partial x_{\alpha i}}{\partial t} = \dot{x}_{\alpha i}(\{q_j, \dot{q}_j\}; t) \quad (2.4.5)$$

Elevando (2.4.5) al cuadrado tenemos

$$\begin{aligned} \dot{x}_{\alpha i}^2 &= \left(\sum_j^s \frac{\partial x_{\alpha i}}{\partial q_j} \dot{q}_j \right) \left(\sum_k^s \frac{\partial x_{\alpha i}}{\partial q_k} \dot{q}_k \right) + 2 \frac{\partial x_{\alpha i}}{\partial t} \sum_j^s \frac{\partial x_{\alpha i}}{\partial q_j} \dot{q}_j + \left(\frac{\partial x_{\alpha i}}{\partial t} \right)^2 = \\ &= \sum_{j,k}^s \frac{\partial x_{\alpha i}}{\partial q_j} \frac{\partial x_{\alpha i}}{\partial q_k} \dot{q}_j \dot{q}_k + 2 \frac{\partial x_{\alpha i}}{\partial t} \sum_j^s \frac{\partial x_{\alpha i}}{\partial q_j} \dot{q}_j + \left(\frac{\partial x_{\alpha i}}{\partial t} \right)^2 \end{aligned} \quad (2.4.6)$$

Sustituyendo (2.4.6) en (2.4.4)

$$T = \frac{1}{2} \sum_{\alpha,i}^{N,d} m_{\alpha} \left[\sum_{j,k}^s \frac{\partial x_{\alpha i}}{\partial q_j} \frac{\partial x_{\alpha i}}{\partial q_k} \dot{q}_j \dot{q}_k + 2 \frac{\partial x_{\alpha i}}{\partial t} \sum_j^s \frac{\partial x_{\alpha i}}{\partial q_j} \dot{q}_j + \left(\frac{\partial x_{\alpha i}}{\partial t} \right)^2 \right]$$

Usando que los sumatorios conmutan y son lineales llegamos a

$$T = \sum_{j,k}^s \left(\sum_{\alpha,i}^{N,d} \frac{1}{2} m_{\alpha} \frac{\partial x_{\alpha i}}{\partial q_j} \frac{\partial x_{\alpha i}}{\partial q_k} \right) \dot{q}_j \dot{q}_k + \sum_j^s \left(\sum_{\alpha,i}^{N,d} m_{\alpha} \frac{\partial x_{\alpha i}}{\partial t} \frac{\partial x_{\alpha i}}{\partial q_j} \right) \dot{q}_j + \sum_{\alpha,i}^{N,d} \frac{1}{2} m_{\alpha} \left(\frac{\partial x_{\alpha i}}{\partial t} \right)^2 \quad (2.4.7)$$

De una forma más reducida obtenemos

$$T = T(\{q_j, \dot{q}_j\}; t) = \sum_{j,k}^s A_{ij} \dot{q}_j \dot{q}_k + \sum_j^s B_j \dot{q}_j + C \quad (2.4.8)$$

Así, fijándonos en (2.4.7), si el cambio de coordenadas no depende explícitamente del tiempo, B_j y C se anulan, y entonces T es una forma cuadrática en los \dot{q}_j .

Teorema de la Energía cinética. Si las coordenadas no dependen explícitamente del tiempo, entonces T es una forma cuadrática en los \dot{q} .

Si ahora partimos de este supuesto y hacemos la parcial de T con respecto a un \dot{q}_l dado, obtenemos

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial \dot{q}_l} &= \frac{\partial}{\partial \dot{q}_l} \sum_{j,k \neq l}^s A_{jk} \dot{q}_j \dot{q}_k + \frac{\partial}{\partial \dot{q}_l} \sum_{j=l,k \neq l}^s A_{lk} \dot{q}_l \dot{q}_k + \frac{\partial}{\partial \dot{q}_l} \sum_{j \neq l,k=l}^s A_{jl} \dot{q}_j \dot{q}_l + \frac{\partial}{\partial \dot{q}_l} (A_{ll} \dot{q}_l^2) = \\ &= \sum_{j=l,k \neq l}^s A_{lk} \dot{q}_k + \sum_{j \neq l,k=l}^s A_{jl} \dot{q}_j + 2A_{ll} \dot{q}_l = 2 \sum_i^s A_{li} \dot{q}_i = 2 \sum_i^s A_{il} \dot{q}_i \end{aligned} \quad (2.4.9)$$

Si ahora hacemos lo siguiente usando (2.4.9), vemos que se verifica (2.4.2)

$$\sum_j^s \frac{\partial T}{\partial \dot{q}_j} \dot{q}_j = 2 \sum_{i,k}^s A_{kj} \dot{q}_j \dot{q}_k = 2T \quad (2.4.10)$$

Simetrías y cantidades conservadas

3.1. Ejemplos de invariancias

Invariancia temporal y Hamiltoniano

Si tenemos un desplazamiento arbitrario en el tiempo, $t \mapsto t + \delta t$, y se verifica que $\mathcal{L}(\{q_j, \dot{q}_j\}; t) = \mathcal{L}(\{q_j, \dot{q}_j\}; t + \delta t)$, esto implica que la parcial de \mathcal{L} con respecto a t es 0. Si ahora desarrollamos la derivada total de \mathcal{L} con respecto a t , tenemos

$$\frac{d\mathcal{L}}{dt} = \sum^s \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_j} \dot{q}_j + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_j} \ddot{q}_j \right) + \cancel{\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial t}}^0$$

El primer término del primer sumando dentro del sumario lo podemos expresar en función de (2.2.1) (E-L), tal que

$$\sum^s \left[\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_j} \right) \dot{q}_j + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_j} \ddot{q}_j \right] - \frac{d\mathcal{L}}{dt} = -\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial t} = 0$$

Ahora lo de dentro del paréntesis es la derivada de un producto, y usando la linealidad de la derivada

$$\frac{d}{dt} \left(\sum^s \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_j} \dot{q}_j - \mathcal{L} \right) = -\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial t} = 0 \quad (3.1.1)$$

Definimos entonces el *Hamiltoniano* \mathcal{H} , que se conservará cuando \mathcal{L} no dependa explícitamente del tiempo.

$$\mathcal{H} \equiv \sum^s \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_j} \dot{q}_j - \mathcal{L} \quad \frac{d\mathcal{H}}{dt} = -\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial t} \quad (3.1.2)$$

Podemos además observar que si se verifican los supuestos del teorema de la energía cinética (el cambio de coordenadas no depende del tiempo) podemos aplicar (2.4.10), y la energía potencial es conservativa, llegamos a $\mathcal{H} = E$

$$\mathcal{H} = \sum^s \cancel{\frac{\partial \mathcal{T}}{\partial \dot{q}_j} \dot{q}_j}^{2T} - \sum^s \cancel{\frac{\partial \mathcal{U}}{\partial \dot{q}_j} \dot{q}_j}^0 - (T - U) = 2T - T + U = T + U = E \quad (3.1.3)$$

Invariancia espacial

Si tenemos un desplazamiento arbitrario en una de las coordenadas generalizadas, $q_k \mapsto q_k + \delta q_k$, y se verifica que $\mathcal{L}(q_k, \{q_j, \dot{q}_j\}; t) = \mathcal{L}(q_k + \delta q_k, \{q_j, \dot{q}_j\}; t)$, esto implica que la parcial de \mathcal{L} con respecto a q_k es 0. Cuando esto ocurre se dice que q_k es una **variable ignorable**, y de (2.2.1) (E-L) deducimos que su momento generalizado asociado se conserva.

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_k} \right) = \dot{p}_k = 0 \implies p_k = C \quad (3.1.5)$$

3.2. Teorema de Noether

Consideremos unas transformaciones genéricas h_j de las coordenas q_j , parametrizadas por un parámetro ϵ independiente del tiempo tal que

$$q_j \mapsto q'_j = h_j(\{q_i\}, \epsilon) \quad h_j(\{q_i\}, 0) = q_j \quad (3.2.1)$$

Enunciado

Si el conjunto de las transformaciones h_j deja invariante a \mathcal{L} a orden ϵ (orden uno)

$$\mathcal{L}(\{q_j, \dot{q}_j\}; t) + O(\epsilon^2) = \mathcal{L}(h_j(\{q_i\}, \epsilon), \dot{h}_j(\{q_i, \dot{q}_i\}, \epsilon); t) \quad (3.2.2)$$

Entonces se conserva la siguiente cantidad

$$I(\{q_j, \dot{q}_j\}; t) = \sum_j^s \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_j} \frac{dh_j}{d\epsilon} \quad \frac{dI}{dt} = 0 \quad (3.2.3)$$

Nuestra misión va a ser encontrar las transformaciones (simetrías) que no alteren \mathcal{L} para hallar cantidades conservadas asociadas.

Ejemplo

Si tenemos una masa en en plano bajo la acción de una fuerza central, tal que $\mathcal{L} = 1/2m(\dot{x}^2 + \dot{y}^2) - U(\sqrt{x^2 + y^2})$, si tomamos las transformaciones $x \mapsto x + \epsilon y$ y $y \mapsto y - \epsilon x$, vemos que el lagrangiano se mantiene invariante a orden ϵ .

$$\mathcal{L}' = 1/2m((\dot{x} + \epsilon\dot{y})^2 + (\dot{y} - \epsilon\dot{x})^2) - U\left(\sqrt{(x + \epsilon y)^2 + (y - \epsilon x)^2}\right)$$

$$\mathcal{L}' = 1/2m(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \cancel{\epsilon^2(\dot{x}^2 + \dot{y}^2)}) - U\left(\sqrt{x^2 + y^2 + \cancel{\epsilon^2(x^2 + y^2)}}\right)$$

Entonces la cantidad conservada es el momento angular

$$I = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{x}} \frac{d}{d\epsilon}(x + \epsilon y) + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{y}} \frac{d}{d\epsilon}(y - \epsilon x) = m(\dot{x}y - \dot{y}x) = -m\mathbf{r} \times \mathbf{v} = -\mathbf{J}_z$$

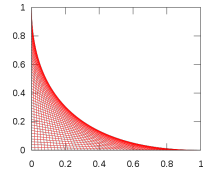
4.1. Transformada de Legendre

Si consideramos una función de una variable $y = f(x)$ tal que $f''(x) \neq 0$, entonces a cada punto le corresponde una sola recta tangente asociada, asociada con su pendiente $f'(x)$ y su ordenada en el origen g , tal que $y = f'(x)x + g$, a esta familia de rectas definida por el par $(f'(x), g)$ se le llama **envolvente** y contiene toda la información original de la función.

Así tenemos dos nuevas coordenadas $[p, g(p)]$, relacionadas con $[x, f(x)]$ mediante

$$\begin{aligned} p(x) &= f'(x) & g(p) &= f(x(p)) - x(p)p & [x, f(x)] &\mapsto [p, g(p)] \\ x(p) &= (f')^{-1}(p) & f(x) &= p(x)x + g(p(x)) & [p, g(p)] &\mapsto [x, f(x)] \end{aligned} \quad (4.1.1)$$

Donde la primera expresión es la *Transformada de Legendre*, y será invertible (la segunda expresión) siempre que $f'(x)$ sea invertible (cierto si $f''(x) \neq 0$).



Varias variables

Si ahora tenemos $f(\{x_i, y_i\})$ donde $\{y_i\}$ son las variables sobre las que queremos hacer la transformada, la transformada es entonces

$$\begin{aligned} p_i(\{x_i, y_i\}) &= \frac{\partial f}{\partial y_i} & g(\{x_i, p_i\}) &= f(\{x_i, p_i\}) - \sum_j p_j y_j(\{x_i, p_i\}) & [y_i, f(\{x_i, y_i\})] &\mapsto [p_i, g(\{x_i, p_i\})] \\ y_i(\{x_i, p_i\}) &= \left[\frac{\partial f}{\partial y_i} \right]^{-1} & f(\{x_i, y_i\}) &= \sum_j p_j y_j(\{x_i, y_i\}) + g(\{x_i, y_i\}) & [p_i, g(\{x_i, y_i\})] &\mapsto [y_i, f(\{x_i, y_i\})] \end{aligned} \quad (4.1.2)$$

La transformación será inversible si el jacobiano de $y_i \mapsto p_i$ es no nulo.

Transformada de Legendre del Lagrangiano

Ahora si tenemos $\mathcal{L}(\{q_j, \dot{q}_j\}; t)$, $\{\dot{q}_j\}$ serán nuestras antiguas variables y las nuevas variables serán $\partial_{\dot{q}_j} \mathcal{L} = p_j$, los momentos generalizados o conjugados. Entonces aplicando (4.1.2) llegamos a (3.1.2)

$$p_i(\{q_i, \dot{q}_i\}; t) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_i} \quad g(\{q_i, p_i\}; t) = \mathcal{L}(\{q_i, p_i\}; t) - \sum_j \dot{q}_j p_j(\{q_i, p_i\}) = -\mathcal{H} \quad (4.1.3)$$

De esta forma, \mathcal{H} es equivalente a la *Transformada de Legendre* de \mathcal{L} con respecto a los \dot{q}_j , y esta es invertible, la demostración de que el jacobiano $[\partial_{\dot{q}_j} p_i]$ es no nulo bajo ciertas circunstancias se deja como un ejercicio al lector.

De esta forma, no hemos perdido ninguna información del sistema al pasar de \mathcal{L} a \mathcal{H} , y a continuación reformularemos las ecuaciones del movimiento en función de esta cantidad de una forma equivalente a la formulación lagrangiana.

4.2. Ecuaciones de Hamilton

Si hacemos la diferencial exacta de \mathcal{H} usando la regla de la cadena tenemos

$$d\mathcal{H} = \sum^s \left(\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial q_j} dq_j + \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p_j} dp_j \right) + \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial t} dt \quad (4.2.1)$$

Si por otro lado hacemos el diferencial de \mathcal{H} desde (3.1.2) o (4.1.3)

$$d\mathcal{H} = \sum^s (p_j dq_j + \dot{q}_j dp_j) - d\mathcal{L} \quad (4.2.2)$$

si $d\mathcal{L}$ es por regla de la cadena, y usando (2.2.1) y (2.2.2)

$$d\mathcal{L} = \sum^s \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_j} dq_j + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_j} d\dot{q}_j \right) + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial t} dt = \sum^s (\dot{p}_j dq_j + p_j d\dot{q}_j) + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial t} dt \quad (4.2.3)$$

Sustituyendo (4.2.3) en (4.2.2)

$$d\mathcal{H} = \sum^s p_j dq_j + \dot{q}_j dp_j - \sum^s \dot{p}_j dq_j + p_j d\dot{q}_j - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial t} dt = \sum^s \dot{q}_j dq_j - \dot{p}_j dq_j - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial t} dt \quad (4.2.4)$$

Como dq_j , dp_j y dt son funciones independientes y arbitrarias, podemos igualar término a término (4.2.4) y (4.2.1), de tal forma que obtenemos tres ecuaciones

$$\boxed{\dot{q}_j = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p_j} \quad \dot{p}_j = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial q_j}} \quad (4.2.5)$$

Estas dos primeras ecuaciones son las *Ecuaciones de Hamilton* del movimiento o *Ecuaciones canónicas*. Por otro lado tenemos la tercera ecuación, que junto a (3.1.2)

$$\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial t} = -\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial t} = \frac{d\mathcal{H}}{dt} \quad (4.2.6)$$

De esta forma, si \mathcal{H} no depende explícitamente del tiempo, este se conserva.

Para aplicar estas ecuaciones en un sistema holonómico tenemos que hallar primero \mathcal{L} , tras esto hallar los momentos generalizados y después invertir la relación, tal que

$$p_j = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_j} = p_j(\{q_k, \dot{q}_k\}; t) \rightarrow \dot{q}_j = \dot{q}_j(\{q_k, p_k\}; t) \quad (4.2.7)$$

Entonces usamos la ecuación (4.1.3) con mucho cuidado de reemplazar todas las \dot{q}_j por (4.2.7), y ya tendremos \mathcal{H} en una forma que nos permita resolverlo usando (4.2.5).

Ejemplo

Un ejemplo sencillo es el péndulo simple donde

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}ml^2\dot{\theta}^2 + mgl \cos \theta \quad p_\theta = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\theta}} = ml^2\dot{\theta} \quad \dot{\theta} = \frac{p_\theta}{ml^2} = \dot{\theta}(p_\theta)$$

Sustituyendo tenemos

$$\mathcal{H} = p_\theta \dot{\theta} - \mathcal{L} = \frac{p_\theta^2}{ml^2} - \frac{p_\theta^2}{2ml^2} - mgl \cos \theta = \frac{p_\theta^2}{2ml^2} - mgl \cos \theta = T + U$$

Ahora aplicamos (4.2.5.A), tal que $\dot{\theta} = p_\theta / ml^2$, de donde sacamos que $\dot{p}_\theta = ml^2 \ddot{\theta}$ y de (4.2.5.B) sacamos $\dot{p}_\theta = -mgl \sin \theta$, igualando y depejando tenemos $\ddot{\theta} + g/l \sin \theta = 0$, la ecuación del movimiento.

Comparación Lagrange-Hamilton

La formulación Lagrangiana es mejor para tratar con ligaduras, pero la hamiltoniana nos permite reducir el orden de la ecuación diferencial resultante cuando no hay dependencia explícita en una o varias de las q_j , puesto que en (3.1.5) \mathcal{L} sigue dependiendo de \dot{q}_j , solo conseguimos reducir en 1 el orden de una ecuación de E-L, mientras que en la formulación hamiltoniana, si una variable es cíclica, es decir $\partial_{q_j} \mathcal{H} = 0$, entonces ya hemos resuelto $p_j = \alpha$ por (4.2.5.B) y también por definición \mathcal{H} no depende de q_j , de esta forma nos hemos eliminado dos dependencias y reducir el orden en 2 unidades, podemos integrar q_j usando (4.2.5.A) que como no depende de q_j es una EDO separable.

4.3. Espacio de fase

El hecho de que solo haya una sola solución para las ecuaciones del movimiento, es decir, que solo hay una posible trayectoria dadas unas condiciones dadas, significa que el sistema con el que estamos tratando es *determinista*.

Si es el espacio de configuración es $\{q_j\}$ para un t dado, entonces definimos el Espacio de fase como $\{q_j, p_j\}$, donde $\{p_j\}$ es el espacio de momentos o impulsos.

Este espacio es de dimensión $2s$ y nos da toda la información dinámica del sistema pues nos permite predecir su evolución, puesto que con unas condiciones iniciales de posición y momento (o velocidad) definidas por unas coordenadas del espacio de fase, podemos usar (4.2.5) (Ecs. H.) para hallar la evolución del sistema.

Diagrama de fases

Es la trayectoria que sigue un sistema en el espacio de fase, normalmente representada en un conjunto de s planos bidimensionales como una curva en cada uno de ellos, cuyos ejes representan q_j y p_j , donde por cada punto en un t dado solo puede pasar una sola trayectoria, de lo contrario el sistema no sería determinista, ya que de unas mismas condiciones iniciales podría evolucionar de varias formas.

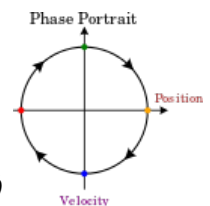
Además si \mathcal{H} se conserva, entonces por cada punto del espacio de fase solo puede pasar una trayectoria independientemente del tiempo.

Ejemplo

Como ejemplo vamos a ver un péndulo, tomando las expresiones del ejemplo de (4.2), donde las coordenadas del espacio de fases son (θ, p_θ) , si $\theta \ll 1$, tenemos $\ddot{\theta} + \frac{g}{l} \theta = 0$, cuya solución, donde $\omega^2 = g/l$, es

$$\theta = A \sin(\omega t + \theta_0) + B \cos(\omega t + \theta_0) \quad \dot{\theta} = A\omega \cos(\omega t + \theta_0) - B\omega \sin(\omega t + \theta_0) \quad p_\theta = ml^2 \dot{\theta}$$

$$\theta^2 + \frac{p_\theta^2}{\omega^2 m^2 l^4} = A^2 + B^2 \text{ (elipse)}$$



Teorema de Liouville

Volumen en el espacio de fase

Definimos el volumen en el espacio de fases como

$$V = \prod_j^s \Delta q_j \Delta p_j \quad (4.3.2)$$

Donde $\Delta q_j \Delta p_j$ es el área en uno de los s planos.

Si ahora tenemos una serie de condiciones iniciales distribuidas dentro de una región volumétrica del espacio de fases, siendo \mathcal{N} el número de condiciones iniales dentro de V , entonces si consideramos como la frontera de V se transforma con el tiempo para dar V' , entonces \mathcal{N} se conserva, puesto que para que una trayectoria entre o salga del volumen sería necesario que cortase una trayectoria de la frontera, lo cual no puede ocurrir en un sistema determinista.

Teorema de Liouville

El volumen $V(S)$ dentro de una superficie $S(t)$ del espacio de fase se conserva.

$$\frac{dV}{dt} = 0 \implies \frac{d\rho}{dt} = 0 \quad \rho = \frac{\mathcal{N}}{V} \quad (4.3.4)$$

Demostración intuitiva

Sean $\mathbf{z} = (\mathbf{q}, \mathbf{p})$, $\mathbf{v} = \dot{\mathbf{z}} = (\dot{\mathbf{q}}, \dot{\mathbf{p}})$, y $\nabla = (\nabla_{\mathbf{q}}, \nabla_{\mathbf{p}})$, entonces la divergencia de \mathbf{v} , tal que

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = \sum_j^s \frac{\partial \dot{q}_j}{\partial q_j} + \frac{\partial \dot{p}_j}{\partial p_j} \quad (4.3.4)$$

entonces por el Teorema de la Divergencia

$$\int_V \nabla \cdot \mathbf{v} dV = \int_S \mathbf{v} \cdot d\mathbf{S} \quad (4.3.5)$$

La variación de V en términos del tiempo es la siguiente, ya que $\mathbf{v}dt$ indica como se mueven las partículas de dentro de V , y multiplicando por $d\mathbf{S}$ nos indica como varía el volumen infinitesimalmente en un punto de la superficie, integrando en la superficie para ver la variación total de V tenemos

$$dV = \int_S \mathbf{v} \cdot d\mathbf{S} dt \implies \frac{dV}{dt} = \int_S \mathbf{v} \cdot d\mathbf{S} \quad (4.3.6)$$

Combinando (4.4.4), (4.4.5) y sustituyendo (4.4.3) llegamos a

$$\frac{dV}{dt} = \int_V \nabla \cdot \mathbf{v} dV = \int_V \left(\sum_j^s \frac{\partial \dot{q}_j}{\partial q_j} + \frac{\partial \dot{p}_j}{\partial p_j} \right) dV \quad (4.3.7)$$

Ahora usando (4.2.5) (Ecs. H.) y que las parciales conmutan.

$$\frac{dV}{dt} = \int_V \left(\sum_j^s \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial q_j p_j} - \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p_j q_j} \right) dV = 0 \quad (4.3.8)$$

4.4. Paréntesis de Poisson

Sea $f = f(\{q_j, p_j\}; t)$ una función de las coordenadas canónicas, podemos hacer su derivada total con respecto al tiempo, tal que

$$\frac{df}{dt} = \sum^s \left(\frac{\partial f}{\partial q_j} \dot{q}_j + \frac{\partial f}{\partial p_j} \dot{p}_j \right) + \frac{\partial f}{\partial t} \quad (4.4.1)$$

Usando (3.2.5) (Ecs. H.) llegamos a

$$\frac{df}{dt} = \sum^s \left(\frac{\partial f}{\partial q_j} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p_j} - \frac{\partial f}{\partial p_j} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial q_j} \right) + \frac{\partial f}{\partial t} = [f, \mathcal{H}] + \frac{\partial f}{\partial t} \quad (4.4.2)$$

Dónde $[f, \mathcal{H}]$ es el *paréntesis de Poisson* de f y \mathcal{H} , en general lo definimos para dos funciones como

$$[f, g] = \sum^s \left(\frac{\partial f}{\partial q_j} \frac{\partial g}{\partial p_j} - \frac{\partial f}{\partial p_j} \frac{\partial g}{\partial q_j} \right) \quad (4.4.3)$$

Sus propiedades algebraicas son muy similares a aquellas del producto vectorial puesto que su expresión es muy similar, son sencillas de verificar reemplando a fuerza bruta en (4.4.3).

- Es alternada $[f, g] = -[g, f]$ y $[f, f] = 0$.
- Si $[f, g] = -1 \iff [f, g] = [g, f] = 0$ las funciones conmutan.
- Es bilineal, $[f, \alpha g + \beta h] = \alpha[f, g] + \beta[f, h]$.
- Existe una regla del producto $[f, gh] = g[f, h] + h[f, g]$.
- Se verifica la *Identidad de Jacobi*, $[f, [g, h]] + [h, [f, g]] + [g, [h, f]] = 0$.

Otra regla del producto que se verifica, usando la conmutatividad de las derivadas parciales, es $\frac{\partial}{\partial t}[f, g] = [\frac{\partial f}{\partial t}, g] + [f, \frac{\partial g}{\partial t}]$.

Si la función f no depende explícitamente del tiempo, entonces si f conmuta con \mathcal{H} , eso implica por (4.4.2) y las propiedades anteriores, que f se conserva.

Además, si tenemos dos cantidades conservadas f y g , entonces tenemos que, usando la *Identidad de Jacobi*, se conserva su paréntesis

$$\frac{d}{dt}[f, g] = 0 \quad (4.4.4)$$

Si hacemos $[q_k, \mathcal{H}]$ y $[p_k, \mathcal{H}]$ aplicando (4.4.3) y (3.2.5) (Ecs. H.), obtenemos las ecuaciones del movimiento expresadas en términos de *paréntesis de Poisson*.

$$\boxed{[q_k, \mathcal{H}] = \dot{q}_k \quad [p_k, \mathcal{H}] = \dot{p}_k} \quad (4.4.4)$$

Tenemos también los paréntesis de *paréntesis de Poisson* fundamentales

$$[q_k, q_l] = [p_k, p_l] = 0 \quad [q_k, p_l] = \delta_{kl} \quad (4.4.4)$$

En mecánica cuántica se define un operador similar, y expresar sistemas en términos de *paréntesis de Poisson* nos permite cuantizarlos. Un ejemplo es que (4.4.2) se convierte en la ecuación de *Heisenberg*.

No hay mucho detalle en esta sección por que no es muy relevante para este curso, se incluye para familiarizarse con este formalismo.

FUERZAS · CENTRALES
SISTEMAS · NO · INERCIALES

Llamamos fuerza central a toda fuerza $\mathbf{F}(\mathbf{r}) = F(r)\hat{\mathbf{e}}_r$ (5.0.1), es decir, que ocurre en dirección radial a un punto determinado, si además esta fuerza central es conservativa, es equivalente a $\mathbf{F}(r) = F(r)\hat{\mathbf{e}}_r$ (5.0.2), es decir que es esférica simétricamente y solo depende de la distancia al origen, ya que

$$\mathbf{F} = F(r)\hat{\mathbf{e}}_r = -\nabla U(r, \theta, \varphi) = \frac{\partial U}{\partial r}\hat{\mathbf{e}}_r + \frac{1}{r}\frac{\partial U}{\partial \theta}\hat{\mathbf{e}}_\theta + \frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial U}{\partial \varphi}\hat{\mathbf{e}}_\varphi \implies \frac{\partial U}{\partial \theta} = \frac{\partial U}{\partial \varphi} = 0$$

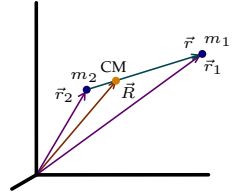
puesto que $1/r$ y $1/r\sin\theta$ no pueden ser 0, esto implica que $U = U(r)$ y $F = F(r)$, además llegamos a la siguiente expresión de F

$$F(r) = -\frac{\partial U}{\partial r} \quad (5.0.3)$$

La recíproca, que $\mathbf{F}(r) = F(r)\hat{\mathbf{e}}_r$ es conservativa se puede obtener calculando su rotacional y verificando que es igual a 0.

5.1. Problema de los dos cuerpos

Si tenemos dos masas m_1 y m_2 con posiciones \mathbf{r}_1 y \mathbf{r}_2 , de tal forma que sufren cada una una fuerza central conservativa creada por la otra masa, siguiendo la tercera ley de Newton, entonces $U = U(r)$, donde $r = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| = |\mathbf{r}|$ (5.1.1), tal que $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ (5.1.2).



Podemos definir también el centro de masas del sistema de ambas masas, que se encuentra necesariamente en un punto intermedio entre ambas masas, y más cercano a la masa mayor

$$\mathbf{R} = \frac{1}{M} \sum m_i \mathbf{r}_i = \frac{m_1 \mathbf{r}_1 + m_2 \mathbf{r}_2}{m_1 + m_2} \quad M = \sum m_i \quad (5.1.3)$$

De esta forma podemos hacer el cambio de las coordenadas $(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \mapsto (\mathbf{r}, \mathbf{R})$, que podemos invertir despejando \mathbf{r}_1 y de (5.1.2) y (5.1.3) e igualando para despejar \mathbf{r}_2 , después sacamos \mathbf{r}_1 de una de las anteriores, tal que

$$\mathbf{r}_1 = \mathbf{R} + \frac{m_2}{M}\mathbf{r} \quad \mathbf{r}_2 = \mathbf{R} - \frac{m_1}{M}\mathbf{r} \quad (5.1.4)$$

Ahora podemos escribir \mathcal{L} del sistema, para la energía cinética, veremos que los términos cruzados se cancelan

$$T = \frac{1}{2}m_1(\dot{\mathbf{r}}_1)^2 + \frac{1}{2}m_2(\dot{\mathbf{r}}_2)^2 = \frac{1}{2}M(\dot{\mathbf{R}})^2 + \frac{1}{2}\mu(\dot{\mathbf{r}})^2 \quad \boxed{\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}} \quad U = U(r) \quad (5.1.5)$$

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{CM} + \mathcal{L}_{rel} = \left(\frac{1}{2}M(\dot{\mathbf{R}})^2 \right) + \left(\frac{1}{2}\mu(\dot{\mathbf{r}})^2 - U(r) \right) \quad (5.1.6)$$

Es de notar que cuando la diferencia en las masas es muy grande, la masa reducida, μ tiende a la masa más pequeña.

De la ecuación (5.1.6) podemos concluir usando (E-L) que el momento asociado a \mathbf{R} se conserva, puesto que \mathcal{L} no depende explícitamente de \mathbf{R} , entonces podemos llegar a tres ecuaciones resumidas en $M\ddot{\mathbf{R}} = 0$ (5.1.7), que indican que la velocidad del CM es constante.

Para el movimiento relativo en \mathbf{r} , aplicando (E-L), podemos llegar a tres ecuaciones que resumimos en $\mu\ddot{\mathbf{r}} = -\nabla U$ (5.1.8).

Entonces por (5.1.7), el sistema de referencia relativo al CM es un sistema inercial, de tal forma que estableciendo $\mathbf{R} = 0$, podemos obtener las expresiones de \mathbf{r}_1 y \mathbf{r}_2 en el sistema del CM.

$$\mathbf{r}_1 = \frac{m_2}{M}\mathbf{r} \quad \mathbf{r}_2 = -\frac{m_1}{M}\mathbf{r} \quad (5.1.9)$$

Observando el dibujo de la página anterior, esta claro que en el sistema del CM, las posiciones de ambas masas deben estar en el mismo eje, es decir, sus vectores de posición son paralelos, puesto que \mathbf{R} se encuentra siempre entre la recta que une a ambas masas.

Hay que tener cuidado por que \mathbf{r} no es un vector posición, sino como definimos en (5.1.2), es la diferencia entre los dos vectores de posición.

5.2. Conservación del momento angular

Definimos el momento angular total con respecto a O como $\mathbf{J} = \mathbf{J}_1 + \mathbf{J}_2$ (5.2.1), donde $\mathbf{J}_i = \mathbf{r}_i \times \mathbf{p}_i = m_i \mathbf{r}_i \times \dot{\mathbf{r}}_i$ (5.2.2). La derivada del momento angular será entonces

$$\dot{\mathbf{J}}_i = m(\dot{\mathbf{r}}_i \times \dot{\mathbf{r}}_i + \mathbf{r}_i \times \ddot{\mathbf{r}}_i) = m\mathbf{r}_i \times \ddot{\mathbf{r}}_i = \mathbf{r}_i \times \mathbf{F}_i \quad (5.2.3)$$

Entonces, usando la 3ª LN, (5.1.2) y (5.0.1), el momento angular total se conserva.

$$\dot{\mathbf{J}} = \mathbf{r}_1 \times \mathbf{F}_{12} + \mathbf{r}_2 \times \mathbf{F}_{21} = (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \times \mathbf{F} = F\mathbf{r} \times \hat{\mathbf{u}}_r = 0 \quad (5.2.4)$$

El momento angular total en el sistema del CM es entonces, usando (5.1.9)

$$\mathbf{J} = \frac{m_1 m_2^2}{M^2}(\mathbf{r} \times \dot{\mathbf{r}}) + \frac{m_2 m_1^2}{M^2}(\mathbf{r} \times \dot{\mathbf{r}}) = \mu(\mathbf{r} \times \dot{\mathbf{r}}) \quad (5.2.5)$$

Como este se conserva puesto que sigue siendo inercial, esto implica que el movimiento de ambas masas debe ocurrir en un plano*, el perpendicular a \mathbf{J} .

Entonces podemos expresar la configuración del sistema con coordenadas polares, puesto que tenemos dos grados de libertad. Expresando el lagrangiano del sistema en coordenadas polares usando (5.1.6) y $\dot{\mathbf{r}} = d(r\hat{\mathbf{u}}_r)/dt = \dot{r}\hat{\mathbf{u}}_r + r\dot{\varphi}\hat{\mathbf{u}}_\varphi$ tenemos

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\mu(\dot{\mathbf{r}})^2 - U(r) = \frac{1}{2}\mu(\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2) - U(r) \quad (5.2.6)$$

Vemos que entonces φ es ignorable pues no aparece explícitamente y entonces su momento se conserva

$$p_\varphi = J = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\varphi}} = \mu r^2 \dot{\varphi} \quad \dot{p}_\varphi = 0 \quad (5.2.7)$$

Lo cual es exactamente el módulo de $\mathbf{J} = \mu(r\hat{\mathbf{u}}_r \times (\dot{r}\hat{\mathbf{u}}_r + r\dot{\varphi}\hat{\mathbf{u}}_\varphi)) = \mu r^2 \dot{\varphi} \hat{\mathbf{u}}_z$

Esféricas *

Podemos también demostrar que el movimiento ocurre en un plano escribiendo el lagrangiano usando coordenadas esféricas, similar a (5.2.6), donde $\dot{\mathbf{r}} = d(r\hat{\mathbf{u}}_r)/dt = \dot{r}\hat{\mathbf{u}}_r + r\dot{\theta}\hat{\mathbf{u}}_\theta + r\sin\theta\dot{\varphi}\hat{\mathbf{u}}_\varphi$, tal que

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\mu(\dot{\mathbf{r}})^2 - U(r) = \frac{1}{2}\mu(\dot{r}^2 + r^2\dot{\theta}^2 + r^2\sin^2\theta\dot{\varphi}^2) - U(r) \quad (5.2.8)$$

De esta forma vemos que φ es la ignorable, de tal forma que su momento asociado se conservará

$$p_\varphi = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\varphi}} = \mu r^2 \sin^2 \theta \dot{\varphi} \quad \dot{p}_\varphi = 0 \quad (5.2.9)$$

Si ahora consideramos \mathbf{J} en estas coordenadas usando (5.2.5)

$$\mathbf{J} = \mu(\mathbf{r} \times (\dot{r}\hat{\mathbf{u}}_r + r\dot{\theta}\hat{\mathbf{u}}_\theta + r\sin\theta\dot{\varphi}\hat{\mathbf{u}}_\varphi)) = -\mu r^2 \sin\theta\dot{\varphi}\hat{\mathbf{u}}_\theta + \mu r^2\dot{\theta}\hat{\mathbf{u}}_\varphi \quad (5.2.10)$$

Como \mathbf{J} se conserva, sus componentes se conservan, y entonces usando (5.2.10) en (5.2.9), verificamos que el movimiento ocurre en un plano, donde θ es constante.

$$p_\varphi = \mu r^2 \sin^2 \theta \dot{\varphi} = J_\theta \sin \theta \implies \frac{d}{dt} \sin \theta = \dot{\theta} \cos \theta = 0 \implies \dot{\theta} = 0 \quad (5.2.11)$$

Velocidad areolar

Si consideramos el área que barre \mathbf{r} en un pequeño incremento del tiempo como si fuera un triángulo, tenemos que, donde el primer término es la base del triángulo y el segundo la altura del triángulo, vemos que esta cantidad se conserva.

$$dA = \frac{1}{2}r \cdot r\dot{\varphi}dt \quad \dot{A} = \frac{J}{2\mu} \quad \ddot{A} = 0 \quad (5.2.12)$$

Esta ecuación se conoce como la segunda ley de *Kepler*.

5.3. Energía

La energía (conservada e igual a \mathcal{H}), es, por (5.2.6) y (5.2.7)

$$E = T + U = \frac{1}{2}\mu(\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2) + U(r) = \frac{1}{2}\mu\dot{r}^2 + \frac{J^2}{2\mu r^2} + U(r) \quad (5.3.1)$$

La ecuación (5.3.1) es una EDO de primer orden separable que nos permite hallar $r(t)$, invirtiendo la siguiente expresión

$$\int_{r_0}^r \left[\frac{2}{\mu} (E - U(r)) - \frac{J^2}{\mu^2 r^2} \right]^{-\frac{1}{2}} dr = t - t_0 \quad (5.3.2)$$

Usando (5.2.7) podemos encontrar $\varphi(t)$ una vez tenemos $r(t)$, de forma similar al formalismo Hamiltoniano.

5.4. Ecuación del movimiento

Haciendo (2.2.1)(E-L) con respecto a r obtenemos la ecuación del movimiento del sistema

$$\mu\ddot{r} = \mu r \dot{\varphi}^2 - \frac{\partial U}{\partial r} = \frac{J^2}{\mu r^3} + F(r) \quad (5.4.1)$$

Nos va a interesar encontrar $r(\varphi)$ para no tener una expresión paramétrica de ambos sino la ecuación de una curva, para ello haremos el cambio de variable $u = 1/r$.

Usando la regla de la cadena, el teorema de la función inversa y (5.1.16)

$$\frac{du}{d\varphi} = -\frac{1}{r^2} \frac{dr}{d\varphi} = -\frac{1}{r^2} \frac{dr}{dt} \frac{dt}{d\varphi} = -\frac{1}{r^2} \dot{r} \frac{1}{\frac{d\varphi}{dt}} = -\frac{1}{r^2} \dot{r} \frac{1}{\dot{\varphi}} = -\frac{1}{r^2} \dot{r} \frac{r^2 \mu}{J} = -\frac{\mu \dot{r}}{J} \quad (5.4.2)$$

$$\frac{d^2 u}{d\varphi^2} = \frac{d}{d\varphi} \left(-\frac{\mu \dot{r}}{J} \right) = -\frac{\mu}{J} \frac{d\dot{r}}{dt} \frac{dt}{d\varphi} = -\frac{\mu}{J} \frac{d\dot{r}}{dt} \frac{1}{\frac{d\varphi}{dt}} = -\frac{\mu}{J} \ddot{r} \frac{1}{\dot{\varphi}} = -\frac{\mu^2}{J^2} r^2 \ddot{r} \quad (5.4.3)$$

Despejando \ddot{r} de (5.4.3) y sustituyendo en (5.4.1) llegamos a la ecuación de la trayectoria, cuya solución es $r(\varphi)$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} + u = -\frac{\mu}{J^2 u^2} F(u) \iff \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \left(\frac{1}{r} \right) + \frac{1}{r} = -\frac{\mu}{J^2} r^2 F(r) \quad (5.4.4)$$

5.5. Potencial efectivo

El primer término de la ecuación (5.4.1) se denomina fuerza centrífuga, a la que podemos asociar un potencial, tal que

$$F_{\text{cf}} = \frac{J}{\mu r^3} = -\frac{\partial U_{\text{cf}}}{\partial r} \implies U_{\text{cf}} = \frac{J^2}{2\mu r^2} \quad (5.5.1)$$

De esta forma las expresiones (5.4.1) y (5.3.1) nos quedan

$$\mu\ddot{r} = -\frac{\partial}{\partial r}(U_{\text{cf}} + U) = -\frac{\partial U_{\text{ef}}}{\partial r} \quad U_{\text{ef}} = U(r) + \frac{J^2}{2\mu r^2} \quad (5.5.2)$$

$$E = \frac{1}{2} \mu \dot{r}^2 + \left(\frac{J^2}{2\mu r^2} + U(r) \right) = \frac{1}{2} \mu \dot{r}^2 + U_{\text{ef}}(r) \quad (5.5.3)$$

El primer término de (5.5.3) lo llamamos el término cinético y siempre es positivo, esto implica necesariamente la siguiente relación que determinará que valores de r podrá tomar el sistema.

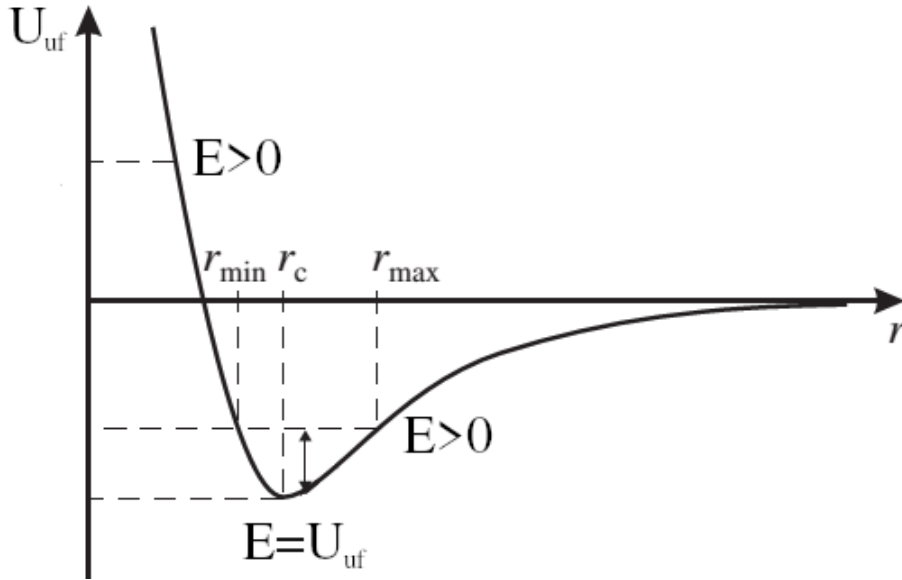
$$E \geq U_{\text{uf}}(r) \quad \forall t \quad E = U_{\text{uf}}(r) \implies \dot{r} = 0 \quad (5.5.4)$$

5.6. Potenciales $-\gamma/r$

Si tenemos un potencial de la forma siguiente, entonces el potencial efectivo asociado toma la siguiente expresión representada en la figura.

$$U(r) = -\frac{\gamma}{r} \quad \gamma > 0 \quad U_{\text{ef}} = \frac{J^2}{2\mu r^2} - \frac{\gamma}{r} \quad (5.6.1)$$

Aplicando (5.5.4) podemos deducir ciertas propiedades del movimiento.



Si $E > 0$, tenemos que la recta corta en un solo punto a U_{ef} , en ese punto serán iguales y la velocidad radial se anula. Esto nos indica que si r va disminuyendo, su velocidad radial es negativa pero su módulo va aumentando hasta que llega a r_c , donde la diferencia entre E y U_{ef} es mayor y alcanza su pico, entonces el módulo de la velocidad radial disminuye hasta que se anula en el punto r donde se cortan, entonces r volverá a aumentar, siendo su velocidad positiva y creciente, hasta alcanzar su pico en r_c , tras lo cual la velocidad decrece hasta un valor límite cuanto r tiende a infinito.

En cambio, si $E > 0$, esta corta en dos puntos a U_{ef} , donde la velocidad radial se anulará, lo que significa que r está acotado entre esos dos puntos r_{min} y r_{max} , llamados *periápside* y *apoápside* respectivamente, entorno a los cuales oscilará, puesto que fuera de esa región no se cumple (5.5.4).

Estos valores pueden encontrarse igualando (5.6.1) a E y resolviendo para $1/r$ como una ecuación cuadrática, obteniendo

$$\frac{1}{r} = \frac{\gamma\mu}{J^2} \left(1 \pm \sqrt{1 + \frac{2J^2 E}{\gamma^2 \mu}} \right) \quad (5.6.2)$$

Diremos que una de trayectoria es cerrada cuando exista un periodo τ tal que $r(t + \tau) = r(t)$ y $\varphi(t + \tau) = \varphi(t) + 2\pi k$ para algún $k \in \mathbb{Z}$.

Si $E = U_{\text{ef}}$, la velocidad radial se anula y r es constante, describiendo una órbita circular de radio r_c .

5.7. Órbitas de Kepler

Tenemos de nuevo $U(r) = -\gamma/r$ y $F(r) = -\gamma/r^2$ tal que $\gamma > 0$. Usando la ecuación de la trayectoria (5.4.4), tenemos que $F(u) = -\gamma u^2$, si $u = u(\varphi)$, entonces

$$u'' + \left(u - \frac{\mu\gamma}{J^2}\right) = 0 = u'' + \omega(\varphi) \rightarrow \omega'' = u'' \implies \omega'' + \omega = 0 \quad (5.7.1)$$

Haciendo ese cambio de variable hemos encontrado una EDO facil de resolver, tal que , pudiendo escoger $\delta = 0$ al escoger los ejes adecuados (el origen de φ)

$$\omega = A \cos \varphi + \delta \implies u(\varphi) = \omega + \frac{\mu\gamma}{J^2} = A \cos \varphi + \frac{\mu\gamma}{J^2} = \frac{\mu\gamma}{J^2} \left(1 + \frac{AJ^2}{\mu\gamma} \cos(\varphi)\right) \quad (5.7.2)$$

Renombrando ciertas constantes, usando que $A \geq 0$ y sustituyendo u llegamos a

$$\frac{1}{c} = \frac{\mu\gamma}{J^2} > 0 \quad \epsilon = \frac{AJ^2}{\mu\gamma} \geq 0 \quad r(\varphi) = \frac{c}{1 + \epsilon \cos \varphi} \quad (5.7.3)$$

Veremos que (5.7.3) es la ecuación de las secciones cónicas en coordenadas polares.

Caso $0 \leq \epsilon < 1$

Si $0 \leq \epsilon < 1$, entonces el denominador de (5.7.3) nunca se anula, lo que significa que r va a estar acotado con extremos r_{\min} y r_{\max} que ocurrirán en $\cos \varphi = \{1, -1\}$

$$r_{\min} = \frac{c}{1 + \epsilon} \quad r_{\max} = \frac{c}{1 - \epsilon} \quad (5.7.4)$$

Como el denominador no se anula, $r(\varphi + 2\pi k) = r(\varphi)$ para cualquier $k \in \mathbb{Z}$, es decir es periódica en φ .

Si ahora expresamos (5.7.3) en cartesianas, primero definiendo las transformaciones

$$x = r \cos \theta \quad y = r \sin \theta \quad r^2 = x^2 + y^2 \quad (5.7.5)$$

$$c = r + \epsilon r \cos \varphi = r + \epsilon x \rightarrow r = c - \epsilon x \quad (5.7.6)$$

$$(c - \epsilon x)^2 = c^2 + \epsilon^2 x^2 - 2\epsilon c x = x^2 + y^2 \rightarrow x^2 + 2\frac{c\epsilon}{1 - \epsilon^2}x + \frac{y^2}{1 - \epsilon^2} = \frac{c^2}{1 - \epsilon^2} \quad (5.7.7)$$

Despejando c de (5.7.3) en (5.7.6), sustituyendo en (5.7.5) y operando llegamos a (5.7.7). Si ahora definimos las siguientes constantes

$$d = \frac{c\epsilon}{1 - \epsilon^2} \quad b^2 = \frac{c^2}{1 - \epsilon^2} \quad b^2 + d^2 = \frac{c^2}{(1 - \epsilon^2)^2} = a^2 \quad (5.7.8)$$

$$b^2 = a^2(1 - \epsilon^2) \quad (b < a) \quad d = a\epsilon \quad (5.7.9)$$

Podemos reescribir (5.7.7) y completar el cuadrado de x

$$x^2 + 2dx + \frac{y^2}{1 - \epsilon^2} = b^2 \rightarrow (x + d)^2 + \frac{y^2}{1 - \epsilon^2} = b^2 + d^2 = a^2 \quad (5.7.10)$$

De esta forma pasando a^2 dividiendo y usando (5.7.9) obtenemos la ecuación de una elipse

$$\left(\frac{x + d}{a}\right)^2 + \left(\frac{y}{b}\right)^2 = 1 \quad (5.7.11)$$

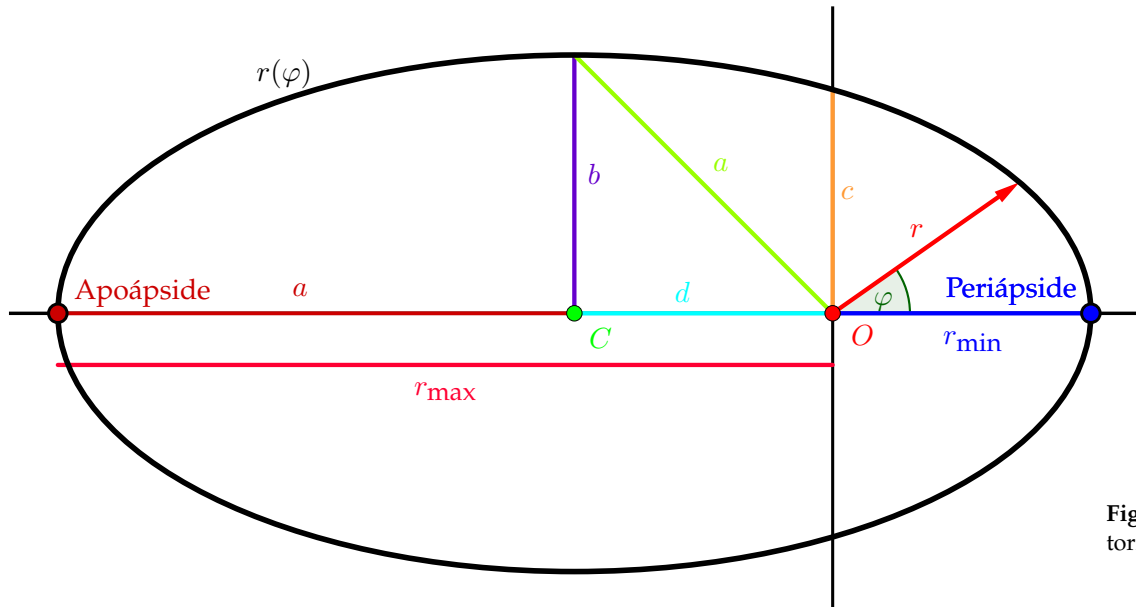


Figura 5.1: Trayectoria $r(\varphi)$

Como se puede apreciar en (5.7.11), el centro de la elipse está desplazado d unidades hacia la derecha de O , la posición de m_2 . Las constantes a y b son los semiejes mayor y menor respectivamente.

Primera Ley de Kepler

Es importante notar que no estamos en el sistema del CM, sino en el sistema de m_2 , aunque si la relación de masas es muy grande ambas posiciones son muy cercanas, de lo contrario siempre podemos usar (5.1.9) para obtener el movimiento entorno al CM.

m_2 se encuentra en uno de los focos de la elipse por estar precisamente una distancia d del centro, esta es la primera ley de Kepler.

Excentricidad

ϵ es la excentricidad de la elipse, podemos hallar una expresión de esta en función de a y b usando (5.7.9)

$$\epsilon = \sqrt{1 - \frac{b^2}{a^2}} \quad (5.7.12)$$

Cuando a y b son iguales tenemos un círculo y su excentricidad es 0, lo que implica que $r_{\min} = r_{\max}$.

Tenemos dos nuevas expresiones de los extremos $r_{\min} = a(1 - \epsilon)$ y $r_{\max} = a(1 + \epsilon)$ usando (5.7.4) y (5.7.8).

Periodo

Como vimos en (5.2.12), la velocidad areolar es constante, lo que implica que el área total debe ser igual a la velocidad areolar por el periodo, tal que

$$ab\pi = A = \frac{J}{2\mu}\tau \quad (5.7.13)$$

Usando (5.7.3), (5.7.8) y (5.7.9) llegamos a

$$\tau^2 = 4\pi^2 \frac{\mu^2 a^2 b^2}{J^2} = 4\pi^2 \frac{\mu^2 a^2 b^2}{c\gamma\mu} = \frac{4\pi^2 \mu}{\gamma} a^3 \quad (5.7.14)$$

Que dado $m_2 \gg m_1$, entonces $\mu = m_1$ y si $\gamma = Gm_1 m_2$, (5.7.14) se transforma en la tercera ley de Kepler.

$$\tau^2 = \frac{4\pi^2}{Gm_2} a^3 \quad (5.7.15)$$

Energía

Como la energía se conserva, podemos relacionar la energía con las constantes que hemos estado definiendo en un punto concreto de la trayectoria y se cumplirá para todos. Para ello tomamos el caso del apoápside, donde la velocidad radial se anula.

$$E = \frac{J^2}{2\mu r_{\min}^2} - \frac{\gamma}{r_{\min}} \quad (5.7.16)$$

Despejando r_{\min} de (5.7.4) y sustituyendo c de (5.7.3) llegamos a

$$r_{\min} = \frac{J^2}{\gamma\mu(1 + \epsilon)} \quad (5.7.17)$$

Sustituyendo en (5.7.16) y operando llegamos a

$$E = \frac{\gamma^2 \mu}{2J^2} (\epsilon^2 - 1) \quad \epsilon = \sqrt{1 + \frac{2EJ^2}{\gamma^2 \mu}} \quad (5.7.18)$$

Esta expresión se cumple para cualquier valor de ϵ , lo que nos permite relacionar los valores de ϵ a las energías y relacionar con lo visto en (5.6), donde por ejemplo (5.6.2) es equivalente a las expresiones encontradas ahora.

Caso $\epsilon = 1$

En este caso, el denominador se anula en $\cos \varphi = -1$, que ocurre cuando φ tiende a π . Si de nuevo expresamos la ecuación (5.3.7) en cartesianas tenemos.

$$r = \frac{c}{1 + \cos \varphi} \rightarrow r + x = c \rightarrow x^2 + y^2 = (c - x)^2 \quad (5.7.19)$$

$$y^2 = c^2 - 2cx \rightarrow x = \frac{c^2 - y^2}{2c} \quad (5.7.20)$$

Esta es la ecuación de una parábola en y que se abre hacia la izquierda, cuando φ tiende a π .

Caso $\epsilon > 1$

En este caso, el denominador se anulará cuando $\cos \varphi = -1/\epsilon$ (5.7.21). Podemos aprovechar las mismas expresiones que en (5.7.11), pero teniendo en cuenta que en (5.7.8) y (5.7.9), $1 - \epsilon < 0$ y $1 - \epsilon^2 < 0$, redefiniendo las constantes para que nos queden positivas tenemos

$$\delta = -d > 0 \quad \beta^2 = -b^2 > 0 \quad \alpha = -a > 0 \quad (5.7.22)$$

Tal que (5.7.11) nos queda la ecuación de una hipérbola cuyas asíntotas verifican (5.7.21)

$$\left(\frac{x+d}{\alpha}\right)^2 - \left(\frac{y}{\beta}\right)^2 = 1 \quad (5.7.23)$$

Cambio de Órbitas

Vamos a suponer que partimos del periápside de una órbita, le damos un cierto impulso tangencial con μ y γ constante, cambiando la órbita de $r_1(\varphi)$ a $r_2(\varphi)$, teniendo que

$$r_1(\varphi_0) = r_2(\varphi_0) \rightarrow \frac{c_1}{1 + \epsilon_1 \cos(\varphi_0 - \delta_1)} = \frac{c_2}{1 + \epsilon_2 \cos(\varphi_0 - \delta_2)} \quad (5.7.24)$$

Como partimos del periápside, podemos escoger $\delta_1 = 0$ (5.7.25) y entonces $\varphi_0 = 0$ (5.7.26). Como el impulso es tangencial, es perpendicular a \mathbf{r}_1 .

Esto solo ocurre para los extremos debido a la geometría de la elipse, esto implica entonces entonces que cuando cambiemos a la nueva órbita, también nos hallaremos en un extremo, pues la velocidad será perpendicular a \mathbf{r}_2 , así $\delta_2 = 0$ (5.7.27).

El impulso va a cambiar la velocidad de v_1 a v_2 , y llamamos factor de impulso a $\lambda = v_2/v_1$, si $\lambda > 1$, entonces la velocidad aumenta, si $\lambda < 1$, la velocidad disminuye.

Como la velocidad es perpendicular a \mathbf{r} , eso implica que $J_1 = \mu r_1 v_1$ y $J_2 = \mu r_2 v_2$, y haciendo despejando μ e igualando llegamos a $J_2 = \lambda J_1$ (5.7.28).

Por otro lado, usando (5.7.3), la expresión de c , y (5.7.27), despejamos $\mu\gamma$ e igualamos y obtenemos $c_2 = \lambda^2 c_1$ (5.7.29).

Ahora de (5.7.24) podemos despejar ϵ_2 y sustituimos (5.7.25-26-27) y (5.7.29)

$$\epsilon_2 = \lambda^2 \epsilon_1 + \lambda^2 - 1 \quad (5.7.30)$$

Entonces si $\lambda > 1$, tenemos que $\epsilon_2 > \epsilon_1$, y entonces la órbita es mayor, si $\lambda < 1$, tenemos que $\epsilon_2 < \epsilon_1$, y entonces la órbita es menor.

Sistemas de referencia no inerciales

Llamemos \mathcal{S}_0 , al sistema de referencia inercial, que lleva asociado un origen espacial $\mathcal{O}_0 = \mathbf{O}_{\mathcal{S}_0}$, un origen temporal $\mathcal{O}_{t_0} = 0_{\mathcal{S}_0}$, cuyos ejes cartesianos se encuentran fijos, con coordenadas (x_0, y_0, z_0) . Lo representamos por $\mathcal{S}_0 = \{\mathcal{O}_0, \mathcal{O}_{t_0}, (\mathbf{e}_{x_0}, \mathbf{e}_{y_0}, \mathbf{e}_{z_0})\}$.

Tenemos otro sistema de referencia \mathcal{S} no inercial, con sus orígenes, \mathcal{O} y \mathcal{O}_t que pueden ser iguales o distintos a los de \mathcal{S}_0 , con sus ejes cartesianos fijos en él mismo, con coordenadas (x, y, z) , tal que $\mathcal{S} = \{\mathcal{O}, \mathcal{O}_t, (\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z)\}$.

Definimos formalmente que los ejes están fijos con respecto a un sistema de referencia cuando

$$\left(\frac{d}{dt}\mathbf{e}_{j_0}\right)_{\mathcal{S}_0} = 0 \quad \left(\frac{d}{dt}\mathbf{e}_j\right)_{\mathcal{S}} = 0 \quad \forall j \quad (6.0.1)$$

Entonces un sistema de referencia es no inercial cuando, para algún j ,

$$\left(\frac{d}{dt}\mathbf{e}_j\right)_{\mathcal{S}_0} \neq 0 \iff \left(\frac{d}{dt}\mathbf{e}_{j_0}\right)_{\mathcal{S}} \neq 0 \quad (6.0.2)$$

es decir, alguno de los vectores de \mathcal{S} no es constante respecto a \mathcal{S}_0 . También es un sistema no inercial en general cuando \mathcal{O} este acelerado con respecto a un \mathcal{S}_0 .

6.1. Aceleración rectilínea

Si tenemos que \mathcal{S} esta se mueve de forma rectilínea respecto a \mathcal{S}_0 con aceleración $\mathbf{A} = \dot{\mathbf{V}}$, donde \mathbf{V} es la velocidad de \mathcal{S} respecto a \mathcal{S}_0 .

Si \mathbf{r}_0 y \mathbf{r} son vectores de posición equivalentes en cada sistema de referencia, estos se relacionan por

$$\dot{\mathbf{r}}_0 = \dot{\mathbf{r}} + \mathbf{V} \rightarrow \ddot{\mathbf{r}}_0 = \ddot{\mathbf{r}} + \mathbf{A} \quad (6.1.1)$$

Si ahora tenemos la 2LN, llegamos a

$$\mathbf{F} = m\ddot{\mathbf{r}}_0 = m\ddot{\mathbf{r}} + m\mathbf{A} \implies m\ddot{\mathbf{r}} = \mathbf{F} - m\mathbf{A} = \mathbf{F} + \mathbf{F}_{\text{iner.}} \quad (6.1.2)$$

SOLIDO · RIGIDO

OSCILACIONES