

TRABAJO DE FIN DE GRADO, JUNIO 2018

# INTRODUCCIÓN A LA GEOMETRÍA SIMPLÉCTICA Y LOS SISTEMAS INTEGRABLES

DEPARTAMENTO DE GEOMETRÍA Y TOPOLOGÍA  
FACULTAD DE CIENCIAS MATEMÁTICAS, UCM  
DIRIGIDO POR JESÚS M. RUIZ

GUILLERMO GALLEGO

**RESUMEN.** El objetivo principal de este trabajo es demostrar el teorema de Arnold-Liouville, que da una condición suficiente para saber si un *sistema mecánico hamiltoniano* es *integrable por cuadraturas*. Con este propósito, definimos y desarrollamos todos los conceptos necesarios para el estudio del teorema, dando unas nociones elementales sobre *geometría simpléctica* y su aplicación a la Mecánica Clásica.

*Palabras clave:* Geometría simpléctica, sistemas integrables, Teorema de Arnold-Liouville, flujos hamiltonianos, ecuaciones de Hamilton, derivada de Lie, campos dependientes del tiempo.

**ABSTRACT.** The main goal of this work is to prove the Arnold-Liouville theorem, which gives a sufficient condition for a *hamiltonian mechanical system* to be *integrable by quadratures*. To that end we define and develop all the concepts involved in the study of the theorem, giving some elementary notions of *symplectic geometry* and its application to Classical Mechanics.

*Keywords:* Symplectic geometry, integrable systems, Arnold-Liouville theorem, hamiltonian flows, Hamilton's equations, Lie derivative, time-dependent vector fields.

---

*Date:* 8 de abril de 2018.

2010 *Mathematics Subject Classification.* Primary 37J05, 37J35, 53D05, 58A05, 70H05.

## ÍNDICE

Introducción	2
1. Motivación física. De Newton a Hamilton	3
2. Derivada de Lie y fórmulas de Cartan	9
3. Campos y formas dependientes del tiempo	13
4. Espacios vectoriales simplécticos	15
5. Variedades simplécticas	17
6. Campos simplécticos y campos hamiltonianos	20
7. Corchete de Poisson	22
8. Mecánica en variedades simplécticas	24
9. Simetrías y leyes de conservación	27
10. Teorema de Arnold-Liouville	30
11. Variables de acción-ángulo	37
12. Osciladores armónicos	39
13. Movimiento condicionalmente periódico	43
14. Sistemas con un grado de libertad	46
15. Más sistemas integrables	48
Referencias	50

## INTRODUCCIÓN

Una *variedad simpléctica* es una variedad diferenciable de dimensión par en la que se define una forma diferencial  $\omega$  cerrada y no degenerada. La *geometría simpléctica* es el estudio de las variedades simplécticas y es interesante tanto por sus problemas fundamentales como por su aplicación a la Mecánica Clásica (y por extensión al resto de la Física). La forma  $\omega$  induce una correspondencia entre campos y 1-formas, que nos permite obtener campos tangentes a partir de funciones definidas sobre la variedad. Las variedades simplécticas constituyen entonces una forma natural de visualizar los sistemas mecánicos ya que las *ecuaciones de Hamilton* interpretan las leyes del movimiento como campos tangentes y, por tanto, intrínsecos a la variedad.

Un *sistema mecánico integrable por cuadraturas* es aquel en el que las ecuaciones del movimiento pueden ser resueltas salvo el cálculo de integrales (cuadraturas) de funciones conocidas, de forma que el problema de estudiar el comportamiento del sistema queda (al menos numéricamente) resuelto. El *teorema de Arnold-Liouville* nos ofrece una forma de saber si un sistema mecánico es integrable por cuadraturas mediante el estudio de la variedad simpléctica que lleva asociado. Tras un desarrollo previo de algunos prerequisites de

geometría diferencial como son la *derivada de Lie* y los *campos dependientes del tiempo*, y tras afianzar algunos conceptos del álgebra lineal de los *espacios vectoriales simplécticos* (espacios vectoriales en los que se define una forma cuadrática antisimétrica y no degenerada), nos concentramos en el estudio de la geometría simpléctica, para acabar probando los resultados fundamentales que componen la teoría de los sistemas integrables.

## 1. MOTIVACIÓN FÍSICA. DE NEWTON A HAMILTON

La forma más sencilla de describir el movimiento de un sistema de partículas es mediante el formalismo newtoniano, tomando como postulado fundamental de la mecánica clásica el *principio de determinación*: conocidas en cierto instante las posiciones y las velocidades iniciales de todas las partículas que conforman el sistema, es posible determinar sus posiciones y velocidades en cualquier otro instante.

Matemáticamente, este principio se traduce en la existencia de una función<sup>1</sup>, conocida como *fuerza*,  $F : \mathbb{R}^{3n} \times \mathbb{R}^{3n} \times \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$ , que cumple la llamada *ecuación de Newton*<sup>2</sup>:

$$\ddot{x} = F(x, \dot{x}, t; \alpha),$$

donde  $n$  es el número de partículas,  $x : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^{3n}$  es la trayectoria del sistema<sup>3</sup> y  $\alpha$  son unos ciertos parámetros de los que puede depender  $F$ , como por ejemplo las masas o las cargas eléctricas de las diferentes partículas. Para cada sistema concreto, la fuerza se determina experimentalmente. Desde un punto de vista matemático, decimos que la fuerza define un *sistema mecánico newtoniano*. En general, cuando hablemos de los distintos tipos de sistema mecánico, llamaremos a sus ecuaciones diferenciales asociadas (Newton, Euler-Lagrange, Hamilton) *ecuaciones del movimiento* o *dinámica del sistema*.

El formalismo newtoniano ofrece una forma muy simple de entender los sistemas mecánicos pero tiene la complicación de que es necesario medir y calcular las tres componentes de la posición y de la velocidad de cada partícula que conforma el sistema. Por verlo con un ejemplo, si queremos describir el movimiento de un barco en un viaje transatlántico deberíamos tomar una referencia cartesiana (tal vez el centro de la Tierra y tres ejes perpendiculares) y describir su posición y velocidad en  $\mathbb{R}^3$  en términos de esta referencia, cuando lo que parece más sencillo es simplemente entender el barco como una partícula moviéndose en la superficie de  $\mathbb{S}^2$  y dar su posición y velocidad en términos de su latitud y longitud. Otro ejemplo lo podemos ver si consideramos el movimiento de una peonza. En este caso, aunque la peonza esté compuesta de cuatrillones de partículas, es posible describir su posición sólo con tres ángulos (el de giro respecto a su eje y los dos de orientación de su eje), o equivalentemente, con la rotación de sus ejes propios respecto a los de una referencia inmóvil exterior (un *sistema de laboratorio*), es decir, con un elemento de  $\text{SO}(3)$ .

De forma más general, podemos considerar sistemas newtonianos sometidos a *ligaduras* entre las partículas que lo conforman. Las posibilidades de movimiento quedan entonces

<sup>1</sup>A lo largo del texto sólo consideraremos funciones diferenciables ( $\mathcal{C}^\infty$  si es necesario), no lo especificaremos en lo que sigue.

<sup>2</sup>Esta ecuación es una forma peculiar de la conocida *segunda ley de Newton*:  $F = ma$ .

<sup>3</sup>A lo largo del texto utilizaremos la notación usual en Física por la que un punto encima de una función dependiente del tiempo indica la derivada temporal:  $\dot{a} = \frac{da}{dt}$ . En particular el punto indica que debe existir esa dependencia respecto del tiempo.

restringidas a un subconjunto de  $\mathbb{R}^{3n}$ . En el caso de que estas ligaduras sean «lo suficientemente buenas» (*holónomas* es el término clásicamente usado en mecánica), es posible entenderlas como unas funciones  $f_1, \dots, f_r : \mathbb{R}^{3n} \rightarrow \mathbb{R}$ , independientes en todo  $x \in \mathbb{R}^{3n}$  ( $d_x f_1 \wedge \dots \wedge d_x f_r \neq 0$ ), tales que

$$\begin{cases} f_1(x) = 0 \\ \vdots \\ f_r(x) = 0. \end{cases}$$

Por el teorema de la función implícita, las ligaduras definen una subvariedad regular  $M \subset \mathbb{R}^{3n}$  de dimensión  $m = 3n - r$ . En Física, a esta  $M$  se le suele llamar *espacio de configuración* del sistema y a  $m$  su número de *grados de libertad*. Así, llegamos al formalismo lagrangiano.

Un *sistema lagrangiano* viene dado por una variedad diferenciable  $M$  de dimensión  $m$ . Si  $(U, q)$  es una carta en  $M$ , las coordenadas  $q = (q_1, \dots, q_m) : U \rightarrow \mathbb{R}^m$  suelen llamarse en Física *coordenadas generalizadas* del sistema. Dados  $x \in M$  y  $v \in T_x M$ , las coordenadas de  $v$  suelen denotarse  $\dot{q} = (\dot{q}_1, \dots, \dot{q}_m)$  y suelen llamarse *velocidades generalizadas* del sistema. Esto significa en realidad que, en la carta  $(U, q)$ ,  $v = \sum_{i=1}^m \dot{q}_i \frac{\partial}{\partial q_i}$ . Como no hay  $t$  respecto de la que derivar, es sólo una notación, pero es consistente. Si  $v = \dot{x}(t)$  tenemos

$$\dot{q}_i = dq_{i,x(t)}(v) = \frac{d}{dt}(q_i \circ x)(t).$$

Un *estado* del sistema lagrangiano vendrá dado por un punto  $(x, v) \in TM$ , donde  $x$  es la posición y  $v$  la velocidad del sistema en dicho estado, y una *trayectoria* del sistema vendrá dada por una aplicación

$$\begin{aligned} \gamma : \mathbb{R} &\longrightarrow TM \\ t &\longmapsto (x(t), \dot{x}(t)). \end{aligned}$$

Vemos que esta trayectoria está asociada a una curva  $x : \mathbb{R} \rightarrow M$  en el espacio de configuración, que podemos entender como la descripción de las posiciones de las partículas a lo largo del tiempo, mientras que  $\dot{x}(t) = \frac{d}{dt}x(t)$  describe sus velocidades.

La dinámica del sistema lagrangiano viene dada por lo que se conoce como el *principio de mínima acción*. Este principio puede deducirse a partir del formalismo newtoniano, imponiendo ciertas condiciones a las fuerzas y a partir del *principio de D'Alembert* (o *de los trabajos virtuales*), como puede leerse en [8]. Sin embargo, aquí le daremos un enfoque distinto, postulando directamente el principio de mínima acción, al estilo de Landau y Lifshitz [10]:

«La formulación más general de la ley del movimiento de los sistemas mecánicos es el *principio de mínima acción* (o *principio de Hamilton*).»

En primer lugar, el principio de mínima acción afirma que todo sistema mecánico viene caracterizado por una función  $L : TM \rightarrow \mathbb{R}$ , llamada *lagrangiano* del sistema. Ahora, suponiendo que en los tiempos  $t_1$  y  $t_2$  el sistema ocupa los estados  $(x_1, v_1)$  y  $(x_2, v_2)$ , la trayectoria que describirá el sistema entre los dos estados será aquella que minimice (o

más precisamente, que haga extremal) la integral

$$S(\gamma) = \int_{t_1}^{t_2} L(\gamma(t)).$$

Este funcional  $S$  se conoce como la *acción* del sistema.

Utilizando técnicas de cálculo variacional [2], es posible obtener unas ecuaciones diferenciales para las trayectorias que hacen extremales funcionales de la forma de  $S$ . Las soluciones de estas ecuaciones son las trayectorias «reales» del sistema lagrangiano. Tenemos así las *ecuaciones de Euler-Lagrange*, que en coordenadas locales se expresan:

$$\left[ \frac{d}{dt} \left( \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} \right] (t) = 0,$$

para  $i = 1, \dots, m$ .

\* \* \*

Dado un sistema newtoniano  $F : \mathbb{R}^{3n} \times \mathbb{R}^{3n} \times \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^{3n}$ , se define la *energía cinética* como una aplicación

$$\begin{aligned} T : \mathbb{R}^{3n} &\longrightarrow \mathbb{R} \\ v &\longmapsto \frac{1}{2} \langle v, v \rangle. \end{aligned}$$

Decimos que el sistema es *conservativo* o, equivalentemente que  $F$  es una *fuerza conservativa* si ésta sólo depende de la posición y además es un campo gradiente, es decir, si existe una función  $V : \mathbb{R}^{3n} \rightarrow \mathbb{R}$  que cumpla  $F(x) = -\nabla V(x)$ . Esta  $V$  toma el nombre de *energía potencial*. En un sistema newtoniano conservativo podemos ver la ecuación de Newton en la forma

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial T}{\partial v_i} \Big|_{\dot{x}(t)} \right) = - \frac{\partial V}{\partial x_i} \Big|_{x(t)}, \quad i = 1, \dots, 3n.$$

Ahora, escribiendo la función  $L(x, v) = T(v) - V(x)$ , tenemos

$$\left[ \frac{d}{dt} \left( \frac{\partial L}{\partial v_i} \right) - \frac{\partial L}{\partial x_i} \right]_{(x(t), \dot{x}(t))} = 0, \quad i = 1, \dots, 3n.$$

Así, podemos ver cualquier sistema newtoniano conservativo como un sistema lagrangiano con  $M = \mathbb{R}^{3n}$  y  $L = T - V$ .

En el caso de una variedad diferenciable cualquiera, debemos tener en cuenta que el producto escalar  $\langle u, v \rangle$  deberá ser sustituido por una métrica riemanniana  $g$ . Recordamos que una *métrica riemanniana* en una variedad diferenciable  $M$  se define como una colección de productos escalares

$$g_x : T_x M \times T_x M \rightarrow \mathbb{R}, \quad x \in M,$$

que satisface la siguiente condición de *diferenciabilidad*: para cada par  $X, Y$  de campos tangentes diferenciables de  $M$  la función

$$\begin{aligned} \langle X, Y \rangle : M &\longrightarrow \mathbb{R} \\ x &\longmapsto g_x(X_x, Y_x) \end{aligned}$$

es diferenciable. Se llama *variedad riemanniana* a un par  $(M, g)$ , donde  $M$  es una variedad diferenciable y  $g$  una métrica riemanniana en  $M$ .

Definimos entonces un sistema lagrangiano *natural*, como un par  $((M, g), L)$ , donde  $(M, g)$  es una variedad riemanniana y  $L : TM \rightarrow \mathbb{R}$  es de la forma  $L = T - V$ , con  $T : TM \rightarrow \mathbb{R}$ ,  $T(x, v) = \frac{1}{2}g_x(v, v)$  y  $V : M \rightarrow \mathbb{R}$  una función<sup>4</sup>.

\* \* \*

Es una técnica común a la hora de estudiar ecuaciones diferenciales de orden 2

$$f''(x) = F(x, f, f'),$$

realizar un cambio de la forma

$$\begin{cases} f'(x) = g(x) \\ g'(x) = F(x, f, g), \end{cases}$$

lo que convierte la ecuación original de orden 2 en un sistema de dos ecuaciones de orden 1. Esto ofrece una serie de ventajas prácticas y fundamentales, ya que nos permite ver la ecuación diferencial como un campo y su solución como el flujo correspondiente. La misma idea se puede aplicar para estudiar sistemas lagrangianos.

Sea  $((M, g), L)$  un sistema natural. En  $TM$  tenemos las coordenadas  $(q, \dot{q})$ , pero podemos definir otras usando la dualidad asociada a la métrica riemanniana  $g$ , es decir, el isomorfismo de Riesz:

$$\begin{aligned} T_x M &\longrightarrow T_x M^* \\ v &\longmapsto g_x(v, \bullet). \end{aligned}$$

En efecto, las formas

$$p_i = g_x \left( \frac{\partial}{\partial \dot{q}_i}, \bullet \right), \quad i = 1, \dots, m,$$

que se llaman *momentos canónicos conjugados* o simplemente *momentos*, son independientes y forman una base de  $T_x M^*$ , de modo que  $p = (p_1, \dots, p_m)$  son coordenadas en  $T_x M$ . Explícitamente

$$p_i = \sum_{j=1}^m p_i \left( \frac{\partial}{\partial \dot{q}_j} \right) dq_j = \sum_{j=1}^m g_{ij} dq_j,$$

es decir,  $p_i(q, \dot{q}) = \sum_{j=1}^m g_{ij}(q) \dot{q}_j$ , donde  $g_{ij}(q)$  son las componentes de la matriz asociada a  $g_x$  en la base  $\left\{ \frac{\partial}{\partial \dot{q}_i} \right\}$ . Por tanto

$$\frac{\partial}{\partial \dot{q}_i} p(q, \dot{q}) = g_{ji}(q).$$

Así,  $(q, p)$  son unas nuevas coordenadas en  $TM$ . Ahora, si recordamos que

$$L(q, \dot{q}) = \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^m \dot{q}_i g_{ij}(q) \dot{q}_j - V(q),$$

resulta que

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} = \sum_{j=1}^m g_{ij}(q) \dot{q}_j = p_i(q, \dot{q}).$$

---

<sup>4</sup>Aunque  $V(x)$  está definida en  $M$ , la expresión  $L = T - V$  tiene sentido si entendemos  $V$  como una función definida en  $TM$  con  $V(x, v) = V(x)$ .

Consideramos ahora una función  $H : TM \rightarrow \mathbb{R}$ , que en las coordenadas  $(q, \dot{q})$  es

$$H(q, \dot{q}) = \sum_{i=1}^m p_i \dot{q}_i - L(q, \dot{q}),$$

con las  $p$  dadas en función de las  $\dot{q}$  mediante la relación  $p_i(q, \dot{q}) = \sum_{j=1}^m g_{ij}(q) \dot{q}_j$ . Derivando a ambos lados de la expresión respecto de  $\dot{q}_j$  obtenemos

$$\sum_{i=1}^m \frac{\partial H}{\partial p_i} \frac{\partial p_i}{\partial \dot{q}_j} = \sum_{i=1}^m \frac{\partial p_i}{\partial \dot{q}_j} \dot{q}_i + p_j - \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j}$$

que nos lleva a

$$\sum_{i=1}^m \left( \frac{\partial H}{\partial p_i} - \dot{q}_i \right) g_{ij} = 0.$$

Como la matriz de los  $g_{ij}$  es regular,

$$\frac{\partial H}{\partial p_i} = \dot{q}_i.$$

Si derivamos respecto de  $q_j$  tenemos

$$\frac{\partial H}{\partial q_j} + \sum_{i=1}^m \frac{\partial H}{\partial p_i} \frac{\partial p_i}{\partial q_j} = \sum_{i=1}^m \frac{\partial p_i}{\partial q_j} \dot{q}_i - \frac{\partial L}{\partial q_j}.$$

Finalmente, usando la relación recién obtenida,

$$\frac{\partial H}{\partial q_j} = - \frac{\partial L}{\partial q_j}.$$

Para ver cómo será la dinámica del sistema en estas coordenadas, consideramos una trayectoria  $(x(t), \dot{x}(t))$ , que en las nuevas coordenadas se expresa  $(q(t), p(t))$ , con  $p(t) = (p_1(t), \dots, p_m(t))$  y  $p_i(t) = \sum_{j=1}^m g_{ij}(q(t)) \dot{q}_j(t)$ . Nótese que aquí el punto sí expresa derivación respecto del tiempo, es decir, que las  $p$  dependen de las  $q$ . En este caso, por la ecuación de Euler-Lagrange, la segunda de las relaciones anteriores queda:

$$\frac{\partial H}{\partial q_j}(t) = - \frac{\partial L}{\partial q_j}(t) = - \left( \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j} \right)(t) = - \frac{d}{dt} p_j(t) = - \dot{p}_j(t).$$

Obtenemos entonces un sistema de EDOs de orden 1 equivalentes a la ecuación de Euler-Lagrange

$$\begin{cases} \dot{q}_i(t) = \frac{\partial H}{\partial p_i}(t) \\ \dot{p}_i(t) = - \frac{\partial H}{\partial q_i}(t), \end{cases}$$

para  $i = 1, \dots, n$ . Éstas son las *ecuaciones de Hamilton*.

Si queremos dotar de sentido físico a esta función  $H$ , conocida como *hamiltoniano* del sistema, consideremos un sistema natural con lagrangiano  $L = T - V$ . Entonces  $p_i = \sum_{j=1}^m g_{ij}(q) \dot{q}_j$  y  $T(q, \dot{q}) = \sum_{i,j=1}^m \frac{1}{2} \dot{q}_i g_{ij}(q) \dot{q}_j$ , por tanto

$$H(q, \dot{q}) = \sum_{i=1}^m p_i(q, \dot{q}) \dot{q}_i - L(q, \dot{q}) = \sum_{i,j=1}^m (g_{ij} \dot{q}_j) \dot{q}_i - \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^m \dot{q}_i g_{ij} \dot{q}_j + V(q) = T(q, \dot{q}) + V(q),$$

Es decir, el hamiltoniano es exactamente  $T + V$ , la *energía total* del sistema.

De esta forma, podemos entender la dinámika de un sistema lagrangiano como la definición de un campo tangente al fibrado tangente del espacio de configuración, cuyas curvas integrales contendrán toda la información sobre la evolución temporal del sistema. En coordenadas locales este campo tangente se expresa

$$X = \sum_{i=1}^m \left( \frac{\partial H}{\partial p_i} \frac{\partial}{\partial q_i} - \frac{\partial H}{\partial q_i} \frac{\partial}{\partial p_i} \right).$$

\* \* \*

La siguiente pregunta que cabe hacerse es si será posible construir este campo de forma independiente de las coordenadas a partir de la especificación de un hamiltoniano  $H : TM \rightarrow \mathbb{R}$ . La construcción es sencilla, basta considerar un punto  $\zeta \in TM$ , con coordenadas  $(q, p)$  y la 1-forma  $\alpha$  que localmente se expresa

$$\alpha = \sum_{i=1}^m p_i dq_i.$$

Entonces, la 2-forma

$$\omega = d\alpha = \sum_{i=1}^m dp_i \wedge dq_i,$$

es cerrada (porque es exacta) y no degenerada.

Usando esta forma se puede construir un isomorfismo lineal, dado  $\zeta \in TM$ ,

$$\begin{aligned} T_\zeta(TM) &\longrightarrow (T_\zeta(TM))^* \\ \xi &\longmapsto \omega(\xi, \bullet). \end{aligned}$$

Ahora, si  $X^H$  es el campo asociado a  $dH$  por este isomorfismo, es decir, tal que  $dH = \omega(X^H, \bullet)$ , es fácil comprobar que en coordenadas locales se expresará tal y como queríamos:

$$X^H = \sum_{i=1}^m \left( \frac{\partial H}{\partial p_i} \frac{\partial}{\partial q_i} - \frac{\partial H}{\partial q_i} \frac{\partial}{\partial p_i} \right).$$

En efecto, si  $X^H = \sum_{i=1}^m \left( a_i \frac{\partial}{\partial q_i} + b_i \frac{\partial}{\partial p_i} \right)$ ,

$$\begin{aligned} a_i &= \omega \left( X^H, \frac{\partial}{\partial p_i} \right) = dH \left( \frac{\partial}{\partial p_i} \right) = \frac{\partial H}{\partial p_i} \\ -b_i &= \omega \left( X^H, \frac{\partial}{\partial q_i} \right) = dH \left( \frac{\partial}{\partial q_i} \right) = \frac{\partial H}{\partial q_i}, \end{aligned}$$

ya que  $dH = \sum_{i=1}^m \frac{\partial H}{\partial q_i} dq_i + \frac{\partial H}{\partial p_i} dp_i$ .

Obsérvese que el único elemento realmente crucial en la construcción de este campo ha sido la 2-forma  $\omega$ . Una forma de esas características induce sobre  $TM$  la estructura de *variedad simpléctica*. El estudio de las variedades simplécticas y sus propiedades es la *geometría simpléctica*. A partir de la sección 4, introduciremos el formalismo de la geometría simpléctica, lo que nos permitirá enunciar la *formulación canónica* de la mecánica clásica y resolver alguno de sus problemas.



## 2. DERIVADA DE LIE Y FÓRMULAS DE CARTAN

Antes de comenzar con el estudio de la geometría simpléctica, conviene recordar el concepto de la derivada de Lie de campos, extenderlo a formas, y obtener una serie de resultados que nos serán útiles más adelante.

Empecemos recordando la definición del corchete de Lie de campos, su estudio detallado puede encontrarse en [7].

**Definición 2.1.** Sea  $M$  una variedad diferenciable y  $\mathfrak{X}(M)$  el conjunto de los campos diferenciables en  $M$ , se define el *corchete de Lie* como la aplicación

$$\begin{aligned} [\cdot, \cdot] : \mathfrak{X}(M) \times \mathfrak{X}(M) &\longrightarrow \mathfrak{X}(M) \\ (X, Y) &\longmapsto [X, Y] = X \circ Y - Y \circ X, \end{aligned}$$

donde la composición se entiende si vemos los campos como aplicaciones  $\mathcal{C}^\infty(M) \rightarrow \mathcal{C}^\infty(M)$ .

Recordamos también que podemos ver el corchete de Lie de otra forma equivalente. Sea  $M$  una variedad diferenciable,  $a \in M$ ,  $Y \in \mathfrak{X}(M)$ ,  $\varphi$  un flujo en  $M$  y  $X$  su generador infinitesimal. Entonces

$$[X, Y]_a = \lim_{t \rightarrow 0} \frac{\varphi_{-t,*}(Y_{\varphi_t(a)}) - Y_a}{t}.$$

En vista de esta fórmula, se define la *derivada de Lie de  $Y$  respecto de  $X$*  como  $L_X Y = [X, Y]$ . Por último, recordamos otro resultado muy importante que usaremos posterior-

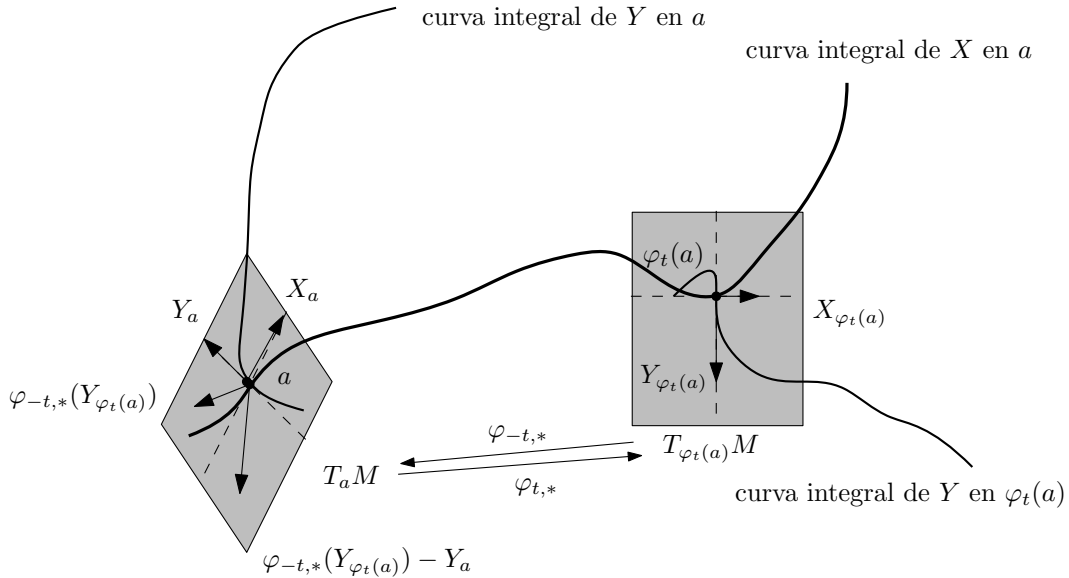


FIGURA 1. Visión geométrica de la derivada de Lie

mente:

**Proposición 2.2.** Sea  $M$  una variedad diferenciable, sean  $\varphi, \psi$  flujos en  $M$  y sean  $X, Y$  sus generadores infinitesimales, respectivamente. Entonces los flujos conmutan si y sólo si lo hacen sus generadores infinitesimales (es decir,  $\varphi_t \circ \psi_s = \psi_s \circ \varphi_t$  si y sólo si  $[X, Y] = 0$ ).

Ya estamos en disposición de dar una definición más general de la derivada de Lie:

**Definición 2.3.** Sean  $M$  una variedad diferenciable,  $X$  un campo en  $M$ , y  $\varphi$  su flujo. Se define la *derivada de Lie respecto de  $X$*  como la aplicación

$$\begin{aligned} L_X : \Gamma^r(M) &\longrightarrow \Gamma^r(M) \\ \omega &\longmapsto L_X \omega = \lim_{t \rightarrow 0} \frac{\varphi_t^* \omega - \omega}{t} \end{aligned}$$

(es decir,  $(L_X \omega)_x = \lim_{t \rightarrow 0} \frac{\varphi_t^* \omega_{\varphi_t(x)} - \omega_x}{t}$  para  $x \in M$ ).

Vamos a obtener ahora un par de propiedades de la derivada de Lie.

**Proposición 2.4.** Sean  $M$  una variedad diferenciable,  $\omega \in \Gamma^r(M)$ ,  $X, X_1, \dots, X_r \in \mathfrak{X}(M)$ , se cumple

$$L_X \omega(X_1, \dots, X_r) = X\omega(X_1, \dots, X_r) - \sum_{i=1}^r \omega(X_1, \dots, [X, X_i], \dots, X_r)$$

*Demostración.* Vamos a probarlo sólo para el caso en el que  $\omega$  es una 2-forma para simplificar su lectura. El cálculo general es completamente análogo. En primer lugar,

$$\begin{aligned} \lim_{t \rightarrow 0} \frac{1}{t} [(\varphi_t^* \omega)(X_1, X_2) - \omega(X_1, X_2)] &= \lim_{t \rightarrow 0} \left[ \frac{1}{t} [(\varphi_t^* \omega)(X_1, X_2) - \varphi_t^*(\omega(X_1, X_2))] \right] \\ &\quad + \lim_{t \rightarrow 0} \left[ \frac{1}{t} [\varphi_t^*(\omega(X_1, X_2)) - \omega(X_1, X_2)] \right]. \end{aligned}$$

El segundo término de esta expresión es exactamente

$$\lim_{t \rightarrow 0} \left[ \frac{1}{t} [\varphi_t^*(\omega(X_1, X_2)) - \omega(X_1, X_2)] \right] = \left( \frac{d}{dt} \Big|_{t=0} \varphi_t \right) (\omega(X_1, X_2)) = X\omega(X_1, X_2),$$

mientras que el primer término, en  $x \in M$  es

$$\begin{aligned} &\lim_{t \rightarrow 0} \left[ \frac{1}{t} [(\varphi_t^* \omega)(X_1, X_2) - \varphi_t^*(\omega(X_1, X_2))] \right] \Big|_x \\ &= \lim_{t \rightarrow 0} \frac{1}{t} [\omega_{\varphi_t(x)}(d_x \varphi_t(X_{1,x}), d_x \varphi_t(X_{2,x})) - \omega_{\varphi_t(x)}(X_{1,\varphi_t(x)}, X_{2,\varphi_t(x)})] \\ &= \lim_{t \rightarrow 0} \omega_{\varphi_t(x)} \left[ \frac{1}{t} (d_x \varphi_t(X_{1,x}) - X_{1,\varphi_t(x)}), d_x \varphi_t(X_{2,x}) \right] \\ &\quad + \lim_{t \rightarrow 0} \omega_{\varphi_t(x)} \left[ X_{1,\varphi_t(x)}, \frac{1}{t} (d_x \varphi_t(X_{2,x}) - X_{2,\varphi_t(x)}) \right] \\ &= -\omega_x([X, X_1]_x, X_{2,x}) - \omega_x(X_{1,x}, [X, X_2]_x). \end{aligned}$$

Comprobemos que, en efecto

$$\lim_{t \rightarrow 0} \frac{1}{t} (d_x \varphi_t(X_{1,x}) - X_{1,\varphi_t(x)}) = [X, X_1]_x,$$

y es análogo para  $[X, X_2]_x$ . Basta «sacar factor común» a  $d_x \varphi_t$ , de modo que

$$\frac{1}{t} (d_x \varphi_t(X_{1,x}) - X_{1,\varphi_t(x)}) = -d_x \varphi_t \left( \frac{(d_x \varphi_t)^{-1}(X_{1,\varphi_t(x)}) - X_{1,x}}{t} \right).$$

Ahora,  $(d_x \varphi_t)^{-1} = d_{\varphi_t(x)} \varphi_{-t} = \varphi_{-t,*}$  y

$$\lim_{t \rightarrow 0} \frac{1}{t} (\varphi_{-t,*}(X_{1,\varphi_t(x)}) - X_{1,x}) = [X, X_1]_x.$$

Volviendo a agrupar, tenemos lo que se quería demostrar.  $\square$

**Proposición 2.5.** *Sea  $M$  una variedad diferenciable y  $\alpha \in \Gamma^r(M)$ . Se cumple*

$$\begin{aligned} (d\alpha)(X_1, \dots, X_{r+1}) &= \sum_{i=1}^{r+1} (-1)^{i-1} X_i \alpha(X_1, \dots, \hat{X}_i, \dots, X_{r+1}) \\ &+ \sum_{i < j} (-1)^{i+j} \alpha([X_i, X_j], X_1, \dots, \hat{X}_i, \dots, \hat{X}_j, \dots, X_{r+1}), \end{aligned}$$

donde el circunflejo en un campo quiere decir que este campo se omite.

*Demostración.* En este caso probaremos solo la identidad más sencilla

$$d\alpha(X, Y) = X\alpha(Y) - Y\alpha(X) - \alpha([X, Y]),$$

válida para el caso en el que  $\alpha$  es de grado 1. El caso general es completamente análogo.

En primer lugar, escribimos todo en coordenadas locales:

$$\begin{aligned} \alpha &= \sum_i \alpha_i dx_i, \quad d\alpha = \sum_{i,j} d\alpha_i \wedge dx_j = \sum_{i,j} \frac{\partial \alpha_i}{\partial x_j} dx_i \wedge dx_j, \\ X &= \sum_i X_i \frac{\partial}{\partial x_i}, \quad [X, Y] = \sum_{i,j} \left( X_i \frac{\partial Y_j}{\partial x_i} - Y_i \frac{\partial X_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial}{\partial x_j}. \end{aligned}$$

Ahora, operando en estas coordenadas:

$$\begin{aligned} \alpha(X) &= \sum_i \alpha_i X_i, \quad d\alpha(X, Y) = \sum_{i,j} \frac{\partial \alpha_i}{\partial x_j} (X_j Y_i - X_i Y_j), \\ \alpha([X, Y]) &= \sum_{i,j} \left( X_i \frac{\partial Y_j}{\partial x_i} - Y_i \frac{\partial X_j}{\partial x_i} \right) \alpha_j = \sum_{i,j} \alpha_i X_j \frac{\partial Y_i}{\partial x_j} - \sum_{i,j} \alpha_i Y_j \frac{\partial X_i}{\partial x_j}, \\ X(\alpha Y) &= \sum_{i,j} \alpha_i X_j \frac{\partial Y_i}{\partial x_j} + Y_i X_j \frac{\partial \alpha_i}{\partial x_j}, \quad Y(\alpha X) = \sum_{i,j} \alpha_i Y_j \frac{\partial X_i}{\partial x_j} + X_i Y_j \frac{\partial \alpha_i}{\partial x_j}. \end{aligned}$$

Obtenemos entonces

$$X(\alpha(Y)) - Y\alpha(X) - \alpha([X, Y]) = \sum_{i,j} Y_i X_j \frac{\partial \alpha_i}{\partial x_j} - X_i Y_j \frac{\partial \alpha_i}{\partial x_j} = d\alpha(X, Y).$$

$\square$

Antes de seguir, vamos a introducir una nueva operación para formas:

**Definición 2.6.** Sea  $M$  una variedad diferenciable y  $X$  un campo en  $M$ , se define el *producto interior* o *contracción*  $i_X : \Gamma^{r+1}(M) \rightarrow \Gamma^r(M)$  por

$$i_X \omega(X_1, \dots, X_r) = \omega(X, X_1, \dots, X_r),$$

para  $X_1, \dots, X_r \in \mathfrak{X}(M)$ .

Podemos probar ya una serie de fórmulas, debidas a Élie Cartan<sup>5</sup>, que nos serán de gran utilidad posteriormente.

**Teorema 2.7** (Fórmulas de Cartan). *Sea  $X$  un campo en una variedad  $M$ , y consideramos la derivada de Lie  $L_X$ , el producto interior  $i_X$ , y la diferencial exterior  $d$ . Entonces se cumplen las siguientes fórmulas:*

1.  $i_{[X,Y]} = L_X i_Y - i_Y L_X$ , para todo  $Y \in \mathfrak{X}(M)$ ,
2.  $L_X = d \circ i_X + i_X \circ d$  y
3.  $L_X \circ d = d \circ L_X$ .

*Demostración.*

1. Si  $X_1, \dots, X_r \in \mathfrak{X}(M)$ , entonces

$$\begin{aligned} L_X[(i_Y \omega)(X_1, \dots, X_r)] &= X\omega(Y, X_1, \dots, X_r) - \sum_{i=1}^r \omega(Y, X_1, \dots, [X, X_i], \dots, X_r), \\ i_Y[(L_X \omega)(X_1, \dots, X_r)] &= X\omega(Y, X_1, \dots, X_r) \\ &\quad - \sum_{i=1}^r \omega(Y, X_1, \dots, [X, X_i], \dots, X_r) \\ &\quad - \omega([X, Y], X_1, \dots, X_r). \end{aligned}$$

Por tanto

$$\begin{aligned} i_{[X,Y]} \omega(X_1, \dots, X_r) &= \omega([X, Y], X_1, \dots, X_r) \\ &= L_X[(i_Y \omega)(X_1, \dots, X_r)] \\ &\quad - i_Y[(L_X \omega)(X_1, \dots, X_r)]. \end{aligned}$$

2. Usando la relación entre el corchete de Lie y la diferencial exterior que obtuvimos antes, tenemos

$$\begin{aligned} (d(i_X \alpha))(X_1, \dots, X_r) &= \sum_i (-1)^{i-1} X_i \alpha(X, X_1, \dots, \hat{X}_i, \dots, X_r) \\ &\quad + \sum_{i < j} (-1)^{i+j} \alpha(X, [X_i, X_j], X_1, \dots, \hat{X}_i, \dots, \hat{X}_j, \dots, X_r), \\ (i_X(d\alpha))(X_1, \dots, X_r) &= \sum_i (-1)^i X_i \alpha(X, X_1, \dots, \hat{X}_i, \dots, X_r) \\ &\quad + \sum_{i < j} (-1)^{i+j+1} \alpha(X, [X_i, X_j], X_1, \dots, \hat{X}_i, \dots, \hat{X}_j, \dots, X_r) \\ &\quad + X\alpha(X_1, \dots, X_r) + \sum_j (-1)^j \alpha([X, X_j], X_1, \dots, \hat{X}_j, \dots, X_r). \end{aligned}$$

---

<sup>5</sup>En la literatura, la segunda de estas fórmulas suele llamarse «fórmula mágica de Cartan».

Sumando ambas expresiones obtenemos

$$\begin{aligned} (di_X\alpha + i_Xd\alpha)(X_1, \dots, X_r) &= X\alpha(X_1, \dots, X_r) \\ &\quad + \sum_j (-1)^j (-1)^{j-1} \alpha(X_1, \dots, [X, X_j], \dots, X_r) \\ &= X\alpha(X_1, \dots, X_r) - \sum_j \alpha(X_1, \dots, [X, X_j], \dots, X_r). \end{aligned}$$

3. Utilizando (2) y que  $d \circ d = 0$ , obtenemos

$$\begin{aligned} L_X \circ d &= (i_X \circ d) \circ d + (d \circ i_X) \circ d = d \circ i_X \circ d, \\ d \circ L_X &= d \circ (i_X \circ d) + d \circ (d \circ i_X) = d \circ i_X \circ d, \end{aligned}$$

luego  $L_X \circ d = d \circ L_X$ . □

### 3. CAMPOS Y FORMAS DEPENDIENTES DEL TIEMPO

Hasta ahora hemos tratado con campos tangentes a una variedad diferenciable, que de forma natural nos dan ecuaciones diferenciales *autónomas* sobre esta variedad. Sin embargo, en algún uso posterior, especialmente en la demostración del teorema de Darboux (teorema 5.6), vamos a necesitar tratar ecuaciones *no* autónomas, es decir, ecuaciones diferenciales que dependan de un parámetro extra, generalmente el tiempo. Para ello, es necesario introducir los campos y las formas dependientes del tiempo.

**Definición 3.1.** Sea  $J \subset \mathbb{R}$  un intervalo abierto y  $M$  una variedad diferenciable:

1. Un *campo tangente (diferenciable) dependiente del tiempo* de  $M$  es una aplicación

$$\begin{aligned} X : M \times J &\longrightarrow TM \\ (x, t) &\longmapsto (x, X_{t,x}) \end{aligned}$$

que es diferenciable como aplicación entre variedades.

2. Una *forma diferencial (diferenciable) de grado  $r$  dependiente del tiempo* de  $M$  es una aplicación

$$\begin{aligned} \alpha : M \times J &\longrightarrow \Lambda^r(M) \\ (x, t) &\longmapsto (x, \alpha_{t,x}) \end{aligned}$$

tal que la función

$$\begin{aligned} \alpha(X_1, \dots, X_r) : M \times J &\longrightarrow \mathbb{R} \\ (x, t) &\longmapsto \alpha_{t,x}(X_{1,x}^t, \dots, X_{r,x}^t) \end{aligned}$$

es diferenciable para cualesquiera  $r$  campos  $X_1, \dots, X_r \in \mathfrak{X}(M)$ .

**Observación 3.2.** Un campo y una forma dependientes del tiempo se expresan en una carta  $(U, \mathbf{x})$  en la forma

$$\begin{aligned} X_{t,x} &= \sum X_i(x, t) \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_i} \Big|_x \\ \alpha_{t,x} &= \sum \alpha_i(x, t) d\mathbf{x}_i|_x. \end{aligned}$$

La diferenciabilidad de  $X$  y  $\alpha$  es equivalente a la de sus componentes  $X_i, \alpha_i$  como funciones  $U \times J \rightarrow \mathbb{R}$ .

Tiene sentido decir ahora qué entendemos por derivar una forma respecto al tiempo. Sea  $\alpha_t$  una  $r$ -forma dependiente del tiempo, la *derivada temporal* de  $\alpha_t$  es

$$\left. \frac{d}{dt} \right|_{t=t_0} \alpha_t = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{\alpha_{t_0+h} - \alpha_{t_0}}{h}.$$

El siguiente teorema nos permite integrar campos dependientes del tiempo. Por brevedad de exposición omitimos la demostración, que puede encontrarse en [11].

**Teorema 3.3.** *Sea  $X : J \times M \rightarrow TM$  un campo dependiente del tiempo. Existen un abierto  $V \subset J \times J \times M$  y una función  $\varphi : V \rightarrow M$  tal que para cada  $s \in J$  y para cada  $x \in M$ , el conjunto  $V^{(s,x)} = \{t \in J \mid (t, s, x) \in V\}$  es un intervalo abierto que contiene a  $s$  y la curva  $\gamma : V^{(s,x)} \rightarrow M$  definida por  $\gamma(t) = \varphi(t, s, x)$  es la única solución maximal al problema de valor inicial*

$$\begin{cases} \gamma'(t) = X_{(t, \gamma(t))}, \\ \gamma(s) = x. \end{cases}$$

Equivalentemente, podemos ver el problema de valor inicial en la siguiente forma:

$$\begin{cases} \frac{\partial \varphi}{\partial t}(t, s, x) = X_{(t, \varphi(t, s, x))}, \\ \varphi(s, s, x) = x. \end{cases}$$

Esta  $\varphi$  recibe el nombre de *flujo dependiente del tiempo*. Nótese que cada  $\varphi(t, s, \bullet)$  es una aplicación diferenciable de un abierto de  $M$  en  $M$  que denotaremos  $\varphi_{t,s}$ , pero que no tiene por qué ser un difeomorfismo, es decir, en general el flujo no es completo. Aunque aquí no lo detallemos, es sencillo probar que este flujo tiene una *ley de aditividad*:

$$\varphi_{t_2, t_1} \circ \varphi_{t_1, t_0}(x) = \varphi_{t_2, t_0}(x).$$

Ahora podemos generalizar la derivada de Lie de formas para campos dependientes del tiempo:

$$L_{X_t} \alpha = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{\varphi_{t+h, t}^* \alpha - \alpha}{h},$$

para  $x \in M$ . Esto nos da una fórmula que nos relaciona la derivada temporal con la derivada de Lie de formas.

**Proposición 3.4.** *Sea  $X : J \times M \rightarrow TM$  un campo dependiente del tiempo y  $\varphi : V \rightarrow M$  el flujo dependiente del tiempo asociado. Si  $\alpha_t$  es una  $r$ -forma dependiente del tiempo, entonces para cualquier  $(t_1, t_0, x) \in V$*

$$\left. \frac{d}{dt} \right|_{t=t_1} (\varphi_{t_1, t_0}^* \alpha_t)_x = \left[ \varphi_{t_1, t_0}^* \left( L_{X_{t_1}} \alpha_{t_1} + \left. \frac{d}{dt} \right|_{t=t_1} \alpha_t \right) \right]_x.$$

Podemos ver esta fórmula en una notación más compacta:

$$\frac{d}{dt} \varphi_t^* \alpha_t = \varphi_t^* \left( L_{X_t} \alpha_t + \frac{d}{dt} \alpha_t \right).$$

*Demostración.* En primer lugar, probaremos una forma más sencilla, en la que  $\alpha$  no depende del tiempo,

$$\left. \frac{d}{dt} \right|_{t=t_1} (\varphi_{t,t_0}^* \alpha) = \varphi_{t_1,t_0}^* (L_{X_{t_1}} \alpha).$$

En efecto

$$\left. \frac{d}{dt} \right|_{t=t_1} (\varphi_{t,t_0} \alpha) = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{\varphi_{t_1+h,t_0}^* \alpha - \varphi_{t_1,t_0}^* \alpha}{h} = \varphi_{t_1,t_0}^* \left( \lim_{h \rightarrow 0} \frac{\varphi_{t_1+h,t_1} \alpha - \alpha}{h} \right) = \varphi_{t_1,t_0}^* (L_{X_{t_1}} \alpha).$$

Probemos ahora la fórmula general. Tomando un  $\varepsilon > 0$  lo suficientemente pequeño, consideremos la aplicación  $F : (t_1 - \varepsilon, t_1 + \varepsilon) \times (t_1 - \varepsilon, t_1 + \varepsilon) \rightarrow \Gamma^k(T_x M)$  definida por

$$F(u, v) = (\varphi_{u,t_0}^* \alpha_v)_x.$$

Ahora, por la regla de la cadena

$$\left. \frac{d}{dt} \right|_{t=t_1} F(t, t) = \frac{\partial F}{\partial u}(t_1, t_1) + \frac{\partial F}{\partial v}(t_1, t_1) = [\varphi_{t_1,t_0}^* (L_{X_{t_1}} \alpha_{t_1})]_x + \left. \frac{d}{dt} \right|_{t=t_1} (\varphi_{t_1,t_0}^* \alpha_t)_x.$$

«Sacando factor común» a  $\varphi_{t_1,t_0}^*$ , obtenemos lo que queríamos probar.  $\square$

#### 4. ESPACIOS VECTORIALES SIMPLÉCTICOS

En esta sección repasamos algunos conceptos de álgebra lineal necesarios para estudiar geometría simpléctica. Introduciremos la noción de *espacio vectorial simpléctico* y veremos algunas de sus propiedades. Muchos de los resultados aquí expuestos pueden leerse más desarrollados en [6].

**Definición 4.1.** Un *espacio vectorial simpléctico* es un par ordenado  $(V, \omega)$ , donde  $V$  es un espacio vectorial sobre  $\mathbb{R}$  y

$$\omega : V \times V \rightarrow \mathbb{R}$$

es una forma bilineal antisimétrica no degenerada.

##### Clasificación de formas bilineales antisimétricas.

1. Sean  $\omega$  una forma bilineal antisimétrica sobre un espacio vectorial  $V$  de dimensión finita y  $M$  su matriz asociada. Entonces existe  $n \leq \frac{1}{2} \dim(V)$  tal que  $M$  es congruente con

$$\begin{pmatrix} 0 & I_n & 0 \\ -I_n & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

donde  $I_n$  es la matriz identidad  $n \times n$ .

2. Si  $(V, \omega)$  es un espacio vectorial simpléctico de dimensión finita, entonces  $\dim(V) = 2n$  para cierto  $n \in \mathbb{N}$ . En tal caso, se dice que  $\mathcal{B} \subset V$  es una *base simpléctica* de  $V$  si la matriz asociada a  $\omega$  en  $\mathcal{B}$  es

$$J_n := \begin{pmatrix} 0 & I_n \\ -I_n & 0 \end{pmatrix}.$$

3. Podemos ver la forma bilineal  $\omega$  de matriz asociada  $J_n$  como una 2-forma alternada en  $V$ . Si  $\{u_1, \dots, u_n, v_1, \dots, v_n\}$  es una base simpléctica y  $\{\varphi_1, \dots, \varphi_n, \psi_1, \dots, \psi_n\}$  es su base dual, entonces

$$\omega = \sum_{i=1}^n \left( \sum_{\sigma \in \mathfrak{S}_2} (-1)^\sigma (\psi_i \otimes \varphi_i)^\sigma \right) = \sum_{i=1}^n \psi_i \wedge \varphi_i.$$

4. Llamaremos *n-ésima forma simpléctica estándar* a la forma  $\Omega_n : \mathbb{R}^{2n} \rightarrow \mathbb{R}^{2n}$  de matriz asociada  $J_n$  en la base canónica de  $\mathbb{R}^{2n}$ . Llamaremos *espacio simpléctico estándar 2n-dimensional* a  $(\mathbb{R}^{2n}, \Omega_n)$ . Deducimos también de lo anterior que todo espacio vectorial simpléctico de dimensión  $2n$  es isomorfo a  $(\mathbb{R}^{2n}, \Omega_n)$ .

### Aplicaciones simplécticas.

Sean  $(V, \omega)$  y  $(V', \omega')$  espacios vectoriales simplécticos. Decimos que una aplicación lineal  $f : V \rightarrow V'$  es *simpléctica* si

$$\omega'(f(v), f(w)) = \omega(v, w)$$

para cualesquiera  $v, w \in V$ .

Ahora, si  $w \neq 0$  y  $f(v) = 0$ , entonces  $\omega(v, w) = 0$  y, como  $\omega$  es no degenerada,  $v = 0$ , de modo que  $\ker f = \{0\}$ . Es decir, toda aplicación simpléctica es inyectiva.

En el caso en que  $V$  y  $V'$  tienen la misma dimensión, entonces  $f$  es un isomorfismo que lleva una base simpléctica de  $(V, \omega)$  a una base simpléctica de  $(V', \omega')$ .

### El grupo simpléctico.

Sea  $(V, \omega)$  un espacio vectorial simpléctico de dimensión  $2n$ . El conjunto de las aplicaciones lineales simplécticas de  $V$  en  $V$  es un subgrupo de  $\text{GL}(2n)$ . Este grupo se conoce como *n-ésimo grupo simpléctico* y se denota por  $\text{Sp}(n)$ .

Asignando a cada  $f \in \text{Sp}(n)$  su matriz asociada  $A$  en cierta base, el grupo simpléctico se puede representar por medio de las matrices  $2n \times 2n$  que cumplen

$$J_n = A^t J_n A.$$

Estas matrices se dicen *matrices simplécticas*. De aquí deducimos inmediatamente, por un razonamiento análogo al que haríamos para matrices ortogonales, que todas las matrices simplécticas tienen determinante 1 o  $-1$ . Sin embargo, podemos probar un resultado aún más fuerte sobre el grupo simpléctico: su *subgrupo especial* (es decir, el subgrupo de las aplicaciones de determinante 1) coincide con él mismo.

**Proposición 4.2.** *Toda aplicación lineal simpléctica tiene determinante 1.*

*Demostración.* Si  $\Omega_n$  es la forma simpléctica canónica, entonces  $\Lambda = \Omega_n \wedge \dots \wedge \Omega_n$  es una forma de grado máximo, luego, por el teorema del determinante,  $f^*(\Lambda) = \det(f)\Lambda$ . Ahora, como  $f$  es simpléctica,

$$f^*(\Lambda) = (\Omega_n \circ f) \wedge \dots \wedge (\Omega_n \circ f) = \Omega_n \wedge \dots \wedge \Omega_n = \Lambda.$$

Por tanto,  $\det(f) = 1$ . □



## 5. VARIEDADES SIMPLÉCTICAS

Una vez repasados los conceptos básicos de la geometría lineal simpléctica, estamos preparados para entender lo que son las *variedades simplécticas* y estudiar las propiedades que exhiben.

**Definición 5.1.** Una *variedad simpléctica* es un par ordenado  $(M, \omega)$  donde  $M$  es una variedad diferenciable de dimensión  $2n$  y  $\omega \in \Gamma^2(M)$  es cerrada y no degenerada (para todo  $x \in M$ ,  $\omega_x$  es no degenerada).

De la propia definición de variedad simpléctica podemos ya deducir unas cuantas restricciones para lo que puede y lo que no puede ser una variedad simpléctica. En primer lugar, claramente todas tienen que tener dimensión par, ya que lo hemos impuesto por definición, aunque venía motivado del hecho de que solo en dimensión par podemos tener matrices antisimétricas no degeneradas. Veamos entonces un primer ejemplo de variedad simpléctica, a parte del ya estudiado espacio simpléctico estándar, al que trivialmente se le puede dotar de la estructura de variedad simpléctica.

**Ejemplo 5.2.** Podemos dar un ejemplo de variedad simpléctica si consideramos la esfera  $\mathbb{S}^2$  y su 2-forma diferencial  $\omega$  nunca nula que sabemos que tiene por ser orientable. Si vemos  $\mathbb{S}^2$  sumergida en  $\mathbb{R}^3$  como la esfera de radio 1, la expresión concreta de esta forma es

$$\omega = xdy \wedge dz - ydx \wedge dz + zdx \wedge dy.$$

En efecto, como en la esfera unidad

$$xdx + ydy + zdz = 0$$

entonces

$$\begin{aligned} x\omega &= x^2dy \wedge dz + xdx(-ydz + zdy) \\ &= x^2dy \wedge dz + (-ydy + zdz) \wedge (-ydz + zdy) \\ &= (x^2 + y^2 + z^2)dy \wedge dz, \end{aligned}$$

y, por un cálculo análogo

$$y\omega = -(x^2 + y^2 + z^2)dx \wedge dz$$

y

$$z\omega = (x^2 + y^2 + z^2)dx \wedge dy.$$

Como el miembro de la derecha de cada una de estas expresiones sólo se anula en el plano tangente a la esfera en los puntos en los que se anula el correspondiente  $x$ ,  $y$  o  $z$  de la izquierda, tenemos que la forma  $\omega$  es nunca nula en la esfera.

Cabe hallar ahora también cómo se expresará esta forma en coordenadas esféricas

$$\begin{cases} x = \cos \phi \sin \theta \\ y = \sin \phi \cos \theta \\ z = \cos \theta. \end{cases}$$

Tenemos entonces

$$\begin{cases} dx = -\sin \phi \sin \theta d\phi + \cos \phi \cos \theta d\theta \\ dy = \cos \phi \sin \theta d\phi + \sin \phi \cos \theta d\theta \\ dz = -\sin \theta d\theta, \end{cases}$$

$$\begin{cases} dx \wedge dy = -\sin \theta \cos \theta d\phi \wedge d\theta \\ dx \wedge dz = \sin \phi \sin^2 \theta d\phi \wedge d\theta \\ dy \wedge dz = -\cos \phi \sin^2 \theta d\phi \wedge d\theta. \end{cases}$$

Finalmente

$$\omega = -(\cos^2 \phi \sin^3 \theta + \sin^2 \phi \sin^3 \theta + \sin \theta \cos^2 \theta) d\phi \wedge d\theta = -\sin \theta d\phi \wedge d\theta,$$

que es la forma de área típica en coordenadas esféricas.

Vamos a obtener ahora algunas condiciones que tienen que cumplir las variedades simplécticas que se deducen directamente de la definición.

**Proposición 5.3.** *Toda variedad simpléctica es orientable.*

*Demostración.* Como  $\omega$  es no degenerada,  $\omega^n = \omega \wedge \cdots \wedge \omega$  es una forma de grado máximo nunca nula, luego la variedad es orientable.  $\square$

A esta  $\omega^n$  se le suele llamar *volumen de Liouville* de  $M$  ya que, aunque aquí no lo desarrollemos, está relacionada con el elemento de volumen en  $M$  si definieramos en ésta una estructura riemanniana.

**Proposición 5.4.** *Si  $(M, \omega)$  es una variedad simpléctica compacta y sin borde, entonces su segundo grupo de cohomología de de Rham  $H^2(M)$  es no trivial:  $\omega$  no es exacta.*

*Demostración.* Consideramos en  $M$  el volumen de Liouville  $\omega^n$ . Ahora, si  $\omega = d\alpha$ , entonces  $\omega^n = d(\alpha \wedge \omega^{n-1})$ . Por el teorema de Stokes

$$\int_M \omega^n = \int_M d(\alpha \wedge \omega^{n-1}) = \int_{\partial M = \emptyset} \alpha \wedge \omega^{n-1} = 0.$$

Pero  $M$  es compacta y  $\omega^n$  es una forma diferencial de grado máximo, luego  $\int_M \omega^n$  no puede ser igual a 0. Por tanto,  $\omega$  es cerrada y no es exacta, luego  $[\omega] \neq 0$  y  $H^2(M) \neq \{0\}$ .  $\square$

Como consecuencia del resultado anterior, las esferas de dimensión superior a 2 no admiten una estructura simpléctica. En efecto, tenemos el siguiente teorema:

**Teorema 5.5.** *Si  $n > 1$ , entonces  $H^2(\mathbb{S}^n) = 0$ .*

*Demostración.* Si  $\omega$  es una 2-forma en  $\mathbb{S}^n$ ,  $n > 2$ ,  $x \in \mathbb{S}^n$  y  $U$  es un disco entorno de  $x$ , entonces existe una 1-forma  $\alpha$  definida en  $U$  tal que  $\omega = d\alpha$  en  $U$ . Sea ahora  $\theta$  una función meseta que valga 1 en un entorno  $V \subset U$  de  $x$  relativamente compacto de  $U$  y fuera de  $U$ . La forma

$$\omega_1 = \omega - d(\theta\alpha)$$

es cerrada con soporte compacto en  $\mathbb{S}^n \setminus \{x\}$ , que es difeomorfa, por proyección estereográfica  $\varphi$ , a  $\mathbb{R}^n$ . Por tanto, existe una 1-forma  $\beta$  de  $\mathbb{R}^n$ , con soporte compacto, tal que  $d\beta = \varphi^*\omega_1$ . Con todo esto, tenemos

$$\omega = d(\theta\alpha + (\varphi^{-1})^*\beta),$$

luego  $\omega$  es exacta en  $\mathbb{S}^n$  y  $H^2(\mathbb{S}^n) = \{0\}$ .  $\square$

**Teorema de Darboux.**

Prosiguiendo el estudio de las variedades simplécticas más allá de la propia definición nos encontramos con un resultado muy fuerte, central en toda la geometría simpléctica: las formas simplécticas son localmente constantes. Esto establece una diferenciación clara con la geometría riemanniana, donde existen invariantes locales, como la curvatura, de modo que pedirle a una forma riemanniana que sea localmente constante es casi tanto como pedirle a la variedad que sea plana. Sin embargo, en geometría simpléctica la situación es distinta ya que no hay invariantes locales.

**Teorema 5.6** (Darboux). *Sean  $M$  una variedad diferenciable y  $\omega$  una 2-forma cerrada y no degenerada en  $M$ . Entonces, para todo  $x \in M$  existe una carta  $(U, \varphi)$  en  $x$  tal que  $\varphi^*\omega$  tiene coeficientes constantes.*

*Demostración.* Sea  $\omega_1 = \omega_x$ , que tiene coeficientes constantes, y sea

$$\omega_t = t\omega_1 + (1-t)\omega = \omega + t(\omega_1 - \omega),$$

para cada  $t \in \mathbb{R}$ . Como  $\omega_{t,x} = \omega_x$ , para todo  $t \in \mathbb{R}$ ,  $\omega_t$  es no degenerada en  $x$ . Por tanto, si  $J$  es un intervalo abierto acotado tal que  $[0, 1] \in J$ , existe un entorno  $U \subset M$  de  $x$  en el que  $\omega_t$  es no degenerada para cada  $t \in J$ . Ahora, como  $\omega_1 - \omega$  es cerrada, podemos tomar  $U$  tal que sea difeomorfo a  $\mathbb{R}^{2n}$ , luego existirá una 1-forma  $\alpha$  en  $U$  tal que  $\omega_1 - \omega = d\alpha$ . Además, como  $\alpha$  está definida salvo una constante, podemos asumir  $\alpha_x = 0$ .

Para  $t \in J$ , sea  $X_t$  el campo dependiente del tiempo tal que  $i_{X_t}\omega_t = -\alpha$  y con  $X_{t,x} = 0$ . Ahora, si  $\varphi : V \rightarrow U$  es el flujo dependiente del tiempo asociado a  $X$ , entonces  $\varphi(t, 0, x) = x$  para todo  $t \in J$ , luego  $J \times \{0\} \times \{x\} \subset V$ . Como  $V$  es abierto en  $J \times J \times M$  y  $[0, 1]$  es compacto, existe un entorno  $U_0$  de  $x$  tal que  $[0, 1] \times \{0\} \times U_0 \subset V$ .

Por tanto, si  $\varphi_t = \varphi(t, 0, \bullet)$  para cada  $t \in [0, 1]$  se sigue

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(\varphi_t^*\omega_t) &= \varphi_t^*(L_{X_t}\omega_t) + \varphi_t^*\left(\frac{d}{dt}\omega_t\right) = \varphi_t^*(i_{X_t}(d\omega) + d(i_{X_t}\omega)) + \varphi_t^*(\omega_1 - \omega) \\ &= \varphi_t^*(0 - d\alpha + \omega_1 - \omega) = 0, \end{aligned}$$

donde hemos usado la fórmula de Cartan. De modo que  $\varphi_1^*\omega_1 = \varphi_0^*\omega_0 = \omega$ . Además, como  $\varphi_1^*$  es simpléctica, es un isomorfismo, lo que implica que  $\varphi_1$  es un difeomorfismo local. Así, reduciendo el entorno si es necesario, encontramos la carta que estábamos buscando: basta tomar  $\varphi = \varphi_1^{-1}$ , y  $\varphi^*\omega = \omega_1$  tiene coeficientes constantes.  $\square$

**Corolario 5.7.** *Sea  $(M, \omega)$  una variedad simpléctica. Para cada  $x \in M$  existe un entorno  $U$  de  $x$  y unas coordenadas  $(q, p) = (q_1, \dots, q_n, p_1, \dots, p_n)$  en  $x$  tales que*

$$\omega = \sum_{i=1}^n dp_i \wedge dq_i.$$

*Una carta  $(U, (q, p))$  de este tipo se llama carta de Darboux.*

*Demostración.* Basta tomar la carta  $(U, \varphi)$ , dada por el teorema de Darboux, para la cual la forma  $\varphi^*\omega$  es constante. Tomamos ahora la aplicación lineal  $A : \mathbb{R}^{2n} \rightarrow \mathbb{R}^{2n}$ , que diagonaliza  $\varphi^*\omega$  a la forma  $\Omega_n$ , y las coordenadas  $\mathbf{x} = (q, p)$  para las cuales el siguiente diagrama conmuta

$$\begin{array}{ccc}
 U & \xrightarrow{\varphi} & \mathbb{R}^{2n} \\
 & \searrow \mathbf{x} & \downarrow A \\
 & & \mathbb{R}^{2n}.
 \end{array}$$

Entonces en la carta  $(U, \mathbf{x})$  podemos escribir  $\omega = \mathbf{x}^* \Omega_n = \sum_{i=1}^n dp_i \wedge dq_i$ . □

### Simplectomorfismos.

Para terminar la sección, vamos a estudiar lo que podríamos tomar como morfismos en una categoría de las variedades simplécticas: aplicaciones diferenciables que preserven la forma  $\omega$ .

**Definición 5.8.** Sean  $(M, \omega)$  y  $(M', \omega')$  variedades simplécticas y  $f : M \rightarrow M'$  una aplicación diferenciable. Decimos que  $f$  es un *simplectomorfismo* si  $f^* \omega' = \omega$ , es decir, si para cada  $x \in M$ ,  $(d_x f)^* \omega'_{f(x)} = \omega_x$ . Equivalentemente,  $f$  es un simplectomorfismo si la aplicación lineal  $d_x f : T_x M \rightarrow T_{f(x)} M'$  es simpléctica.

Una propiedad básica de los simplectomorfismos es que preservan las cartas de Darboux.

**Proposición 5.9.** Sean  $(M, \omega)$  y  $(M', \omega')$  variedades simplécticas y  $f : M \rightarrow M'$  una aplicación diferenciable. Entonces  $f$  es un simplectomorfismo si y sólo si, para cada  $x \in M$ , si  $(U, (q, p))$  es una carta de Darboux en  $x$ , entonces  $(f(U), (q \circ f, p \circ f))$  es una carta de Darboux en  $f(x)$ .

*Demostración.* Basta darse cuenta de que

$$\sum_{i=1}^n d(p_i \circ f) \wedge d(q_i \circ f) = \sum_{i=1}^n f^*(dp_i \wedge dq_i) = f^* \left( \sum_{i=1}^n dp_i \wedge dq_i \right) = f^* \omega$$

es igual a  $\omega$  si y sólo si  $f$  es un simplectomorfismo. □

Enunciamos también una consecuencia inmediata de la definición de simplectomorfismo:

**Proposición 5.10.** Los simplectomorfismos preservan el volumen de Liouville  $\omega^n$ .

## 6. CAMPOS SIMPLÉCTICOS Y CAMPOS HAMILTONIANOS

Sea  $(M, \omega)$  una variedad simpléctica. Análogamente a lo visto en la fórmula (3), la aplicación

$$\begin{array}{ccc}
 T_x M & \longrightarrow & (T_x M)^* \\
 \xi & \longmapsto & \omega(\xi, \bullet),
 \end{array}$$

es un isomorfismo lineal entre campos y 1-formas. Resulta que a cada campo  $X$  le podemos asignar la forma  $i_X \omega$ . Veremos enseguida como esta propiedad, junto con la fórmula de Cartan nos va a permitir obtener resultados muy interesantes.

En primer lugar, observemos que si  $f_t$  es una familia uniparamétrica de simplectomorfismos y  $X$  es su generador infinitesimal, entonces

$$L_X\omega = \left. \frac{d}{dt} \right|_{t=0} f_t^*\omega = 0.$$

En la otra dirección también es cierto, si  $X$  es un campo con  $L_X\omega = 0$ , su flujo  $\varphi$  es una familia uniparamétrica de simplectomorfismos. En efecto,

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(\varphi_t^*\omega_{\varphi_t(x)}) &= \lim_{h \rightarrow 0} \frac{\varphi_{t+h}^*\omega_{\varphi_{t+h}(x)} - \varphi_t^*\omega_{\varphi_t(x)}}{h} \\ &= \varphi_t^* \left( \lim_{h \rightarrow 0} \frac{\varphi_h^*\omega_{\varphi_t(x)} - \omega_{\varphi_t(x)}}{h} \right) \\ &= \varphi_t^*((L_X\omega)_{\varphi_t(x)}) = \varphi_t^*(0) = 0. \end{aligned}$$

Por tanto,  $\varphi_t^*\omega_{\varphi_t(x)} = \omega_x$ .

Por otro lado, aplicando la fórmula de Cartan

$$L_X\omega = i_X(d\omega) + d(i_X\omega) = d(i_X\omega),$$

ya que  $\omega$  es cerrada. Por tanto, si  $X$  es un campo tangente a una variedad simpléctica,  $L_X\omega = 0$  si y sólo si  $i_X\omega$  es cerrada. Todo esto nos lleva a dar la siguiente definición:

**Definición 6.1.** Sea  $(M, \omega)$  una variedad simpléctica. Un campo  $X \in \mathfrak{X}(M)$  se dice *simpléctico*, si  $L_X\omega = 0$  o, equivalentemente, si  $i_X\omega$  es una 1-forma cerrada. El conjunto de los campos simplécticos de  $(M, \omega)$  se denota por  $\mathfrak{X}_\omega(M)$ .

En el caso en que  $X$  sea un campo simpléctico y además  $i_X\omega$  sea exacta, existe una función  $F : M \rightarrow \mathbb{R}$  con  $i_X\omega = dF$ . Denotamos entonces  $X = X^F$  y decimos que  $X^F$  es un *campo hamiltoniano* con hamiltoniano  $F$ .

Localmente, si tomamos una carta de Darboux en un punto  $x \in M$ , podemos escribir  $x = (q_1, \dots, q_n, p_1, \dots, p_n)$  y una función  $F : M \rightarrow \mathbb{R}$  como  $F(q_1, \dots, q_n, p_1, \dots, p_n)$ . Tenemos entonces

$$dF = \sum_{i=1}^n \frac{\partial F}{\partial q_i} dq_i + \frac{\partial F}{\partial p_i} dp_i,$$

de modo que el campo de hamiltoniano  $F$  tiene la forma

$$X^F = \sum_{i=1}^n X_{q_i}^F \frac{\partial}{\partial q_i} + X_{p_i}^F \frac{\partial}{\partial p_i}.$$

Ahora,

$$dF = i_{X^F}\omega = \sum_{i=1}^n dp_i \wedge dq_i \left( X_{q_i}^F \frac{\partial}{\partial q_i} + X_{p_i}^F \frac{\partial}{\partial p_i}, \bullet \right) = \sum_{i=1}^n X_{q_i}^F dp_i - X_{p_i}^F dq_i.$$

Por tanto, las componentes del campo son  $X_{q_i}^F = \frac{\partial F}{\partial p_i}$  y  $X_{p_i}^F = -\frac{\partial F}{\partial q_i}$ . Si consideramos ahora las curvas integrales  $(q_1(t), \dots, q_n(t), p_1(t), \dots, p_n(t))$  del campo  $X^F$ , obtenemos las ecuaciones de Hamilton (2) con hamiltoniano  $F$ :

$$\begin{cases} \dot{q}_i(t) &= \frac{\partial F}{\partial p_i}(t) \\ \dot{p}_i(t) &= -\frac{\partial F}{\partial q_i}(t), \end{cases}$$

para  $i = 1, \dots, n$ .

Cabe preguntarse ahora cuándo los campos simplécticos y los campos hamiltonianos coincidirán. Esto es fácil de ver, nótese que existe una sucesión exacta de espacios vectoriales

$$\mathcal{C}^\infty(M) \xrightarrow{X^\bullet} \mathfrak{X}_\omega(M) \xrightarrow{[i_\bullet \omega]} H^1(M),$$

donde precisamente  $\ker([i_\bullet \omega]) = \text{im}(X^\bullet)$  es el conjunto de campos hamiltonianos. Si  $H^1(M) = 0$  (en particular, si  $M$  es simplemente conexo), entonces todo campo simpléctico es hamiltoniano. Como consecuencia, todo campo simpléctico es localmente hamiltoniano. Es decir, si  $X$  es un campo simpléctico, en todo punto  $x \in M$  podemos tomar un entorno  $U$  simplemente conexo en el que hay una función  $F : U \rightarrow \mathbb{R}$  tal que  $i_X \omega = dF$  en  $U$ .

## 7. CORCHETE DE POISSON

Podemos seguir sacándole jugo a los campos hamiltonianos y definir una nueva estructura en las variedades simplécticas. En esta sección veremos que toda variedad simpléctica es una *variedad de Poisson*.

**Definición 7.1.** Sea  $(M, \omega)$  una variedad simpléctica y  $F, G : M \rightarrow \mathbb{R}$ . Se define el *corchete de Poisson de  $F$  y  $G$*  como la función

$$\{F, G\}(x) = (X^F G)(x),$$

para cada  $x \in M$ .

**Proposición 7.2.** Sean  $F, G : M \rightarrow \mathbb{R}$ . Entonces,

1.  $\{F, G\} = dG(X^F) = \omega(X^G, X^F)$  y
2.  $[X^F, X^G] = X^{\{F, G\}}$ .

*Demostración.*

1.  $\{F, G\} = X^F(G) = dG(X^F) = i_{X^G}(X^F) = \omega(X^G, X^F)$ .
2. Por las fórmulas de Cartan:

$$\begin{aligned} i_{[X^F, X^G]} \omega &= L_{X^F}(i_{X^G} \omega) - i_{X^G}(L_{X^F} \omega) \\ &= di_{X^F} i_{X^G} \omega + i_{X^F} di_{X^G} \omega - i_{X^G}(di_{X^F} \omega - i_{X^F} d\omega) \\ &= d(\omega(X^G, X^F)) + i_{X^F}(d(dG)) - i_{X^G}(d(dF)) - i_{X^G} i_{X^F}(0) \\ &= d\{F, G\} = i_{X^{\{F, G\}}} \omega. \end{aligned}$$

□

Localmente, si tomamos una carta de Darboux  $(q, p)$  en un punto  $x \in M$ , podemos escribir

$$\begin{aligned} \{F, G\} &= dG(X^F) = \left( \sum_{i=1}^n \frac{\partial G}{\partial q_i} dq_i + \frac{\partial G}{\partial p_i} dp_i \right) \left( \sum_{i=1}^n \frac{\partial F}{\partial p_i} \frac{\partial}{\partial q_i} - \frac{\partial F}{\partial q_i} \frac{\partial}{\partial p_i} \right) \\ &= \sum_{i=1}^n \left( \frac{\partial F}{\partial p_i} \frac{\partial G}{\partial q_i} - \frac{\partial F}{\partial q_i} \frac{\partial G}{\partial p_i} \right). \end{aligned}$$

Ésta es la forma del corchete de Poisson que se suele ver en mecánica clásica. Observamos también las relaciones

$$\begin{cases} \{F, q_i\} &= \frac{\partial F}{\partial p_i} \\ \{F, p_i\} &= -\frac{\partial F}{\partial q_i}. \end{cases}$$

Éstas son precisamente las componentes del campo  $X^F$ . Si ahora consideramos las curvas integrales de  $F$ , podemos ver que las ecuaciones de Hamilton toman una forma más simple

$$\begin{cases} \dot{q}_i &= \{F, q_i\} \\ \dot{p}_i &= \{F, p_i\}. \end{cases}$$

De aquí también obtenemos lo que se conoce como las *relaciones de conmutación canónicas*:

$$\{p_i, q_j\} = \delta_{ij}.$$

Recíprocamente, si  $(U, (q, p))$  es una carta en un punto  $x \in M$  tal que, para cada  $i, j = 1, \dots, n$ ,  $\{q_i, q_j\} = \{p_i, p_j\} = 0$  y  $\{q_i, p_j\} = \delta_{ij}$ , entonces es una carta de Darboux. En efecto, como todos los corchetes de Poisson entre las coordenadas son constantes, entonces  $[X^{q_i}, X^{q_j}] = [X^{p_i}, X^{p_j}] = [X^{q_i}, X^{p_j}] = 0$ , de modo que los campos  $X_{p_1}, \dots, X_{p_n}, X_{q_1}, \dots, X_{q_n}$  son coordenados. Esto es, reduciendo el entorno si es preciso, existen unas coordenadas  $(\mathbf{x}, \mathbf{y})$  tales que  $X^{p_i} = \frac{\partial}{\partial x_i}$  y  $X^{q_i} = \frac{\partial}{\partial y_i}$ . Ahora,

$$\omega \left( \frac{\partial}{\partial x_i}, \frac{\partial}{\partial x_j} \right) = \omega(X^{p_i}, X^{p_j}) = \{p_i, p_j\} = 0,$$

$$\omega \left( \frac{\partial}{\partial y_i}, \frac{\partial}{\partial y_j} \right) = \omega(X^{q_i}, X^{q_j}) = \{q_i, q_j\} = 0$$

y

$$\omega \left( \frac{\partial}{\partial y_i}, \frac{\partial}{\partial x_j} \right) = \omega(X^{q_i}, X^{p_j}) = \{q_i, p_j\} = \delta_{ij}.$$

De modo que la carta  $(U, (\mathbf{x}, \mathbf{y}))$  es de Darboux. Ahora,

$$dq_i = i_{X^{q_i}} \omega = i_{\frac{\partial}{\partial y_i}} \omega = dx_i$$

y

$$dp_i = i_{X^{p_i}} \omega = i_{\frac{\partial}{\partial x_i}} \omega = dy_i,$$

luego  $x_i = q_i$  e  $y_i = p_i$  (salvo tal vez una constante). Por tanto, la carta  $(U, (q, p))$  es de Darboux.

Veamos ahora las propiedades del corchete de Poisson.

**Proposición 7.3.** *La aplicación  $\{\cdot, \cdot\} : \mathcal{C}^\infty(M) \times \mathcal{C}^\infty(M) \rightarrow \mathcal{C}^\infty(M)$  que a cada par de funciones le asigna su corchete de Poisson cumple las siguientes propiedades:*

1. *Es bilineal,*
2. *es antisimétrica,*
3. *cumple la identidad de Jacobi*

$$\{\{A, B\}, C\} + \{\{B, C\}, A\} + \{\{C, A\}, B\} = 0$$

y

4. cumple la regla de Leibniz

$$\{A, BC\} = \{A, B\}C + B\{A, C\},$$

es decir,  $\{A, \bullet\}$  es una derivación.

En particular, las propiedades 1-3 nos dicen que  $(\mathcal{C}^\infty(M), \{, \})$  es un álgebra de Lie. Al añadir la propiedad 4 decimos que es un álgebra de Poisson.

*Demostración.* La demostración de 1 y 2 es inmediata del hecho de que  $\{F, G\} = \omega(X^G, X^F)$  y de la linealidad de  $X^\bullet$ .

3. Tenemos

$$\begin{aligned} [X^A, X^B](C) &= X^A \circ X^B(C) - X^B \circ X^A(C) = X^A(\{B, C\}) - X^B(\{A, C\}) \\ &= \{A, \{B, C\}\} - \{B, \{A, C\}\}. \end{aligned}$$

Mientras que

$$[X^A, X^B](C) = X^{\{A, B\}}(C) = \{\{A, B\}, C\}.$$

Tenemos entonces

$$\{\{A, B\}, C\} = \{A, \{B, C\}\} - \{B, \{A, C\}\} = -\{\{B, C\}, A\} - \{\{C, A\}, B\}.$$

Pasando el segundo término al otro lado obtenemos la identidad de Jacobi.

4. La regla de Leibniz es inmediata porque  $\{A, \bullet\}(x) = X_x^A$  es una derivación.  $\square$

En general, si en una variedad diferenciable  $M$  consideramos el conjunto de funciones  $\mathcal{C}^\infty(M)$  y lo dotamos de la estructura de álgebra de Poisson mediante un corchete  $\{, \}$ , decimos que el par  $(M, \{, \})$  es una *variedad de Poisson*. Podemos reducir el enunciado de la proposición anterior simplemente a afirmar que *toda variedad simpléctica es de Poisson*.

## 8. MECÁNICA EN VARIEDADES SIMPLÉCTICAS

Una vez estudiadas las estructuras básicas de las variedades simplécticas, veamos cómo éstas plantean el marco natural en el que estudiar la mecánica clásica, dando lo que se denomina el *formalismo hamiltoniano*.

En general, un sistema mecánico se compone de tres partes: un conjunto de *estados* o configuraciones, cuyos elementos contienen toda la información posible sobre el sistema en cierto instante, un conjunto de *observables*, cantidades medibles del sistema, que «extraen» la información sobre éste, y una *ley de evolución temporal*, que nos dice cómo se comportará el sistema a tiempos futuros. En el caso de la mecánica hamiltoniana, estas partes se pueden dar en el contexto de la geometría simpléctica, a saber, un *sistema mecánico hamiltoniano* se compone de:

**Estados.** El conjunto de estados de un sistema hamiltoniano viene dado por una variedad simpléctica  $(M, \omega)$ , comúnmente llamada *espacio de fases*.

**Observables.** Los observables del sistema son las funciones  $\mathcal{C}^\infty(M)$ , que además forman un álgebra de Poisson, como vimos en la sección anterior.



**Evolución temporal.** La ley de evolución temporal está determinada por una función  $H : M \rightarrow \mathbb{R}$  (característica de cada sistema), llamada *hamiltoniano del sistema*. Las trayectorias del sistema seguirán las curvas integrales del campo  $X^H$ , luego, localmente, son solución de las ecuaciones de Hamilton

$$\begin{cases} \dot{q}_i(t) = \frac{\partial H}{\partial p_i}(t) \\ \dot{p}_i(t) = -\frac{\partial H}{\partial q_i}(t). \end{cases}$$

O, en su forma más compacta

$$\begin{cases} \dot{q}_i(t) = \{H, q_i(t)\} \\ \dot{p}_i(t) = \{H, p_i(t)\}. \end{cases}$$

El flujo  $\varphi^H$  generado por  $X^H$  se llama *flujo hamiltoniano* del sistema y contiene toda la información sobre su comportamiento. El hamiltoniano  $H$  también determina la evolución temporal de los observables, según la *ecuación de Liouville*

$$\left. \frac{d}{dt} \right|_{t=0} F(\varphi_t^H(x)) = \{H, F\}(x).$$

De manera más formal, podemos definir un *sistema hamiltoniano* simplemente como un par  $(M, H)$ , donde  $M = (M, \omega)$  es una variedad simpléctica y  $H : M \rightarrow \mathbb{R}$  una función.

### Teorema de recurrencia de Poincaré.

Como todos los campos hamiltonianos son simplécticos, los flujos hamiltonianos preservan la forma  $\omega$  y en particular el volumen de Liouville  $\omega^n$ . Este resultado se conoce clásicamente como el *teorema de Liouville*. A la vista de esto, los sistemas hamiltonianos tendrán una de las características más importantes de los sistemas que preservan el volumen, el *teorema de recurrencia de Poincaré*<sup>6</sup>.

**Proposición 8.1** (Teorema de recurrencia de Poincaré). *Sea  $D \subset \mathbb{R}^n$  de volumen finito y sea  $g : D \rightarrow D$  que preserve el volumen. Entonces, para cualquier  $U \subset D$  abierto, hay un punto  $x \in D$  y un  $n \in \mathbb{N}$ ,  $n > 0$ , tal que  $g^n(x) \in U$ .*

*Demostración.* Consideramos la familia

$$\{g^n U | n \in \mathbb{N}\}.$$

Todos estos conjuntos tienen el mismo volumen y, si no se cortaran en ningún punto,  $D$  tendría volumen infinito. Por tanto, existen  $k, l \in \mathbb{N}$ ,  $k > l$  tal que

$$g^k U \cap g^l U \neq \emptyset,$$

luego  $A = g^{k-l} U \cap U \neq \emptyset$ . Entonces, dado  $y \in A$ , existen  $x \in U$  y  $n = k - l$  tal que  $y = g^n(x) \in U$ .  $\square$

---

<sup>6</sup>En inglés *Poincaré recurrence theorem*. Nótese que aquí la palabra «recurrencia» no toma el significado habitual en matemáticas (por ejemplo en «construcción de sucesiones por recurrencia»), que se traduce del inglés *recursion*. El diccionario Oxford define *recursion* como “the repeated application of a recursive procedure or definition”. Por otro lado, define *recurrence* como “the fact of occurring again”, que podría traducirse también como «repetición» o «reaparición».

**Ejemplo 8.2.** Sea  $D$  una circunferencia y  $g$  la rotación de ángulo  $\alpha$ . Si  $\alpha = 2\pi(m/n)$ , entonces  $g^n$  es la identidad y el resultado es obvio. Pero, si  $\alpha$  es un múltiplo irracional de  $2\pi$ , entonces, por el teorema de recurrencia de Poincaré, para todo  $x \in D$  y para todo  $\delta > 0$  existe un  $n \in \mathbb{N}$  tal que  $g^n(x) \in B_\delta(x)$ . De aquí se sigue que, dado  $x \in D$ , el conjunto  $\{g^k(x) | k \in \mathbb{N}\}$  es denso en  $D$ . Más adelante veremos una aplicación de este ejemplo a mecánica hamiltoniana.

### Transformaciones canónicas.

Para terminar la sección, vamos a ver cómo se comportan las ecuaciones de Hamilton mediante cambios de coordenadas:

**Proposición 8.3.** Sean  $M, M'$  variedades simplécticas y  $H : M \rightarrow \mathbb{R}$ . Si  $f : M \rightarrow M'$  es una aplicación diferenciable, entonces

$$f^*i_{X^H}\omega = i_{X^{H \circ f}}\omega'.$$

*Demostración.* Basta hacer los cálculos,

$$f^*i_{X^H}\omega = f^*dH = dH \circ f_* = d(H \circ f) = i_{X^{H \circ f}}\omega'.$$

□

Vamos a buscar entonces cambios de coordenadas que mantengan las ecuaciones de Hamilton invariantes, es decir, que al escribir las ecuaciones en las nuevas coordenadas se obtengan precisamente las ecuaciones de Hamilton del mismo hamiltoniano, expresado en las nuevas coordenadas.

**Definición 8.4.** Sean  $(M, H)$  un sistema hamiltoniano y  $f : M \rightarrow M$  una aplicación diferenciable. Decimos que  $f$  es una *transformación canónica* si deja las ecuaciones de Hamilton invariantes, es decir, si  $f^*X^H = X^{H \circ f^{-1}}$ .

**Proposición 8.5.** Sean  $(M, \omega)$  una variedad simpléctica y  $f : M \rightarrow M$  una aplicación diferenciable. Son equivalentes:

1.  $f$  es un *symplectomorfismo*,
2. para todo  $H : M \rightarrow \mathbb{R}$ ,  $f$  es una *transformación canónica* del sistema  $(M, H)$ ,
3.  $f$  deja invariante el corchete de Poisson, es decir, para cualesquiera  $F, G \in \mathcal{C}^\infty(M)$ ,

$$\{F, G\} \circ f^{-1} = \{F \circ f^{-1}, G \circ f^{-1}\}.$$

*Demostración.*

1  $\implies$  2. En primer lugar, por una comprobación inmediata se tiene, para cualquier difeomorfismo  $f$ , para cualquier forma  $\lambda$ , y para cualquier campo  $X$ ,

$$(f^{-1})^*i_X\lambda = i_{f_*X}(f^{-1})^*\lambda.$$

Ahora,

$$(f^{-1})^*i_{X^H}\omega = i_{X^{H \circ f^{-1}}}\omega,$$

mientras que, por lo anterior,

$$(f^{-1})^*(i_{X^H}\omega) = i_{f_*X^H}(f^{-1})^*\omega.$$

Como  $f$  es un symplectomorfismo,  $f^{-1}$  también lo será, luego  $(f^{-1})^*\omega = \omega$ . Tenemos entonces,

$$i_{X^{H \circ f^{-1}}} \omega = i_{f_* X^H} \omega,$$

es decir

$$\omega(X^{H \circ f^{-1}}, \bullet) = \omega(f_* X^H, \bullet)$$

y, como  $\omega$  es no degenerada,

$$X^{H \circ f^{-1}} = f_* X^H.$$

2  $\implies$  1. Si  $f_*(X^H) = X^{H \circ f^{-1}}$  para todo  $H : M \rightarrow \mathbb{R}$ , entonces

$$i_{X^{H \circ f^{-1}}}(f^{-1})^*\omega = i_{f_*(X^H)}(f^{-1})^*\omega = (f^{-1})^*i_{X^H}\omega = i_{X^{H \circ f^{-1}}}\omega.$$

Luego  $(f^{-1})^*\omega = \omega$ . Es decir,  $f^{-1}$  (y por tanto  $f$ ) es un symplectomorfismo.

3  $\iff$  2. Tenemos,

$$\begin{aligned} \{F, G\} \circ f^{-1}(x) &= X^F G \circ f^{-1}(x) = X_{f^{-1}(x)}^F(G) = X_{f^{-1}(x)}^F(G \circ f^{-1} \circ f) \\ &= d_{f^{-1}(x)} f[X_{f^{-1}(x)}^F(G \circ f^{-1})] = (f_* X^F)_x(G \circ f^{-1}), \\ \{F \circ f^{-1}, G \circ f^{-1}\} &= X^{F \circ f^{-1}}(G \circ f^{-1}). \end{aligned}$$

Por tanto,  $\{F, G\} \circ f^{-1} = \{F \circ f^{-1}, G \circ f^{-1}\}$  para cualesquiera  $F, G$  si y sólo si  $X^{F \circ f^{-1}} = f_* X^F$ , para todo  $F$ .  $\square$

## 9. SIMETRÍAS Y LEYES DE CONSERVACIÓN

En esta sección damos la noción de *cantidad conservada* o *integral primera* de un sistema hamiltoniano y estudiamos la relación que tiene con las simetrías del sistema, mediante el mecanismo descubierto por Emmy Noether, que constituye una de las ideas centrales a toda la Física.

**Definición 9.1.** Sea  $(M, H)$  un sistema hamiltoniano, una función  $F : M \rightarrow \mathbb{R}$  se dice que es una *integral primera* del sistema o una *constante del movimiento* si es constante a lo largo del flujo hamiltoniano. Esto es, si

$$F(\varphi_t^H(x)) = F(x)$$

para todo  $t \geq 0$  y para todo  $x \in M$ .

El primer ejemplo de integral primera es el propio hamiltoniano.

**Proposición 9.2** (Ley de conservación de la energía).  *$H$  es una integral primera del sistema hamiltoniano  $(M, H)$ .*

*Demostración.* Basta hallar la derivada de  $H$  en la dirección de  $X^H$  y ver que es 0. En efecto, dado  $x \in M$ ,

$$\frac{d}{dt}(\varphi_t^H(x)) = d_x H(X_x^H) = \omega(X_x^H, X_x^H) = 0,$$

ya que  $d_x H = \omega(X_x^H, \bullet)$  y  $\omega$  es antisimétrica.  $\square$

Veamos ahora como el corchete de Poisson, ecuación de Liouville mediante, juega un papel central en todo este asunto. En efecto, de la ecuación de Liouville obtenemos inmediatamente lo siguiente:

**Proposición 9.3.** *Una función  $F : M \rightarrow \mathbb{R}$  es una integral primera de  $(M, H)$  si y sólo si  $\{H, F\}$  es idénticamente nula.*

Además, si conocemos ya alguna integral primera, la identidad de Jacobi nos permite obtener otras nuevas:

**Proposición 9.4** (Teorema de Poisson). *Si  $F_1, F_2$  son integrales primeras de  $(M, H)$ , entonces  $\{F_1, F_2\}$  es también una integral primera de  $(M, H)$ .*

*Demostración.* Por la identidad de Jacobi,

$$\{\{F_1, F_2\}, H\} = \{F_1, \{F_2, H\}\} + \{F_2, \{H, F_1\}\} = 0,$$

ya que  $F_1, F_2$  son integrales primeras.  $\square$

Veamos ahora el ya mencionado resultado principal de esta sección, que nos relaciona las integrales primeras con las simetrías del sistema.

**Proposición 9.5** (Teorema de Noether). *Sea  $(M, H)$  un sistema hamiltoniano y  $F : M \rightarrow \mathbb{R}$ . Si  $H$  es constante a lo largo del flujo de  $X^F$ , entonces  $F$  es una integral primera de  $(M, H)$ .*

*Demostración.* Como  $H$  es constante a lo largo de  $X^F$ , es una integral primera de  $(M, F)$ , luego  $\{F, H\} = 0$ . Ahora,  $\{H, F\} = -\{F, H\} = 0$ , luego  $F$  es una integral primera de  $(M, H)$ .  $\square$

Otra forma de ver este mismo teorema es la siguiente:

**Proposición 9.6** (Otra forma del teorema de Noether). *Sea  $(M, \omega)$  una variedad simpléctica conexa y sean  $X^F$  y  $X^G$  campos hamiltonianos en  $M$ . Los dos campos conmutan (y, por tanto, lo hacen los flujos que generan) si y sólo si  $\{F, G\}$  es constante.*

*Demostración.* Si  $\{F, G\} = a \in \mathbb{R}$ , entonces

$$[X^F, X^G] = X^{\{F, G\}} = X^a = 0,$$

y recíprocamente

$$d\{F, G\} = \omega(X^{\{F, G\}}, \bullet) = \omega([X^F, X^G], \bullet).$$

$\square$

Para entender bien qué queremos decir por las «simetrías» del sistema consideremos la siguiente definición:

**Definición 9.7.** Sea  $(M, H)$  un sistema hamiltoniano y  $G$  un grupo. Una  $G$ -simetría del sistema  $(M, H)$  es una acción

$$\begin{aligned}\varphi : G &\longrightarrow \text{Diff}(M) \\ g &\longmapsto \varphi_g,\end{aligned}$$

con  $\varphi_g$  un difeomorfismo de  $M$ , tal que  $H \circ \varphi_g = H$ .

Ahora, consideremos el caso en que  $G$  sea un grupo de Lie y  $\varphi$  una  $G$ -simetría diferenciable de un sistema hamiltoniano  $(M, H)$ . Si  $g_t$  es un subgrupo uniparamétrico de  $G$  entonces  $g_t$  lleva asociado por la acción un flujo completo  $\varphi_t = \varphi_{g_t}$ . En el caso en que  $\varphi_t$  sea un flujo generado por un hamiltoniano  $F : M \rightarrow \mathbb{R}$ , entonces, por el teorema de Noether,  $F$  es una cantidad conservada del sistema  $(M, H)$ . La mejor forma de ilustrar estas ideas es con ejemplos:

**Ejemplo 9.8** (Conservación del momento lineal). Consideremos un sistema hamiltoniano cuyo espacio de fases es el espacio simpléctico estándar  $(\mathbb{R}^{2n}, \Omega_n)$ . Decimos que el sistema es *invariante por traslaciones* si la acción

$$\begin{aligned}\mathbb{R}^n \times \mathbb{R}^{2n} &\longrightarrow \mathbb{R}^{2n} \\ (y, (q, p)) &\longmapsto (q + y, p)\end{aligned}$$

del grupo  $G = (\mathbb{R}^n, +)$  sobre  $\mathbb{R}^{2n}$  es una  $G$ -simetría del sistema. Fijo ahora  $y \in \mathbb{R}^n$ , si consideramos el flujo

$$\varphi_t(q, p) = (q + yt, p),$$

el hamiltoniano del sistema es invariante bajo este flujo. Busquemos ahora un posible hamiltoniano para  $\varphi_t$ . Para ello, hallemos su generador infinitesimal

$$X_y = \left. \frac{d}{dt} \right|_{t=0} \varphi_t(q, p) = (y, 0) = \sum_{i=1}^n y_i \frac{\partial}{\partial q_i}.$$

Ahora, si  $F$  es el hamiltoniano asociado (suponiendo que exista) tenemos que

$$dF = i_{X_y} \Omega_n = \sum_{i=1}^n (dp_i \wedge dq_i) \left( \sum_{i=1}^n y_i \frac{\partial}{\partial q_i} \right) = \sum_{i=1}^n y_i dp_i.$$

De modo que la cantidad conservada es  $F = \sum_{i=1}^n y_i p_i = \langle y, p \rangle$ . Como esto es cierto para cualquier  $y \in \mathbb{R}^n$ , en particular lo es para los vectores  $e_i$  de la base canónica, de modo que, para cada  $i = 1, \dots, n$ ,  $p_i$  es una cantidad conservada y, en general, el *momento lineal*  $p = (p_1, \dots, p_n)$  se conserva. De esta forma, hemos visto como la simetría bajo traslaciones lleva asociada la conservación del momento lineal.

**Ejemplo 9.9** (Conservación del momento angular). De nuevo, consideremos un sistema hamiltoniano cuyo espacio de fases es el espacio simpléctico estándar, en este caso 6 dimensional  $(\mathbb{R}^3 \times \mathbb{R}^3, \Omega_3)$ . Decimos que el sistema es *invariante por rotaciones* si la acción

$$\begin{aligned}\text{SO}(3) \times \mathbb{R}^6 &\longrightarrow \mathbb{R}^6 \\ (R, (q, p)) &\longmapsto (R(q), R(p))\end{aligned}$$

del grupo de rotaciones  $G = \text{SO}(3)$  con la operación de composición, es una  $G$ -simetría del sistema. Consideremos ahora el grupo uniparamétrico de rotaciones en torno al eje

$OZ$ , que matricialmente se representa como

$$A(\phi) = \begin{pmatrix} \cos \phi & -\sin \phi & 0 \\ \sin \phi & \cos \phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Así, a este grupo uniparamétrico le podemos asociar el flujo

$$\varphi_\phi(q, p) = (A(\phi)q, A(\phi)p),$$

cuyo generador infinitesimal será, por la regla de la cadena

$$X = \left. \frac{d}{dt} \right|_{\phi=0} \varphi_\phi(q, p) = (\hat{A}q, \hat{A}p),$$

con

$$\hat{A} = \left. \frac{d}{dt} \right|_{\phi=0} A(\phi) = \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

De modo que

$$X = -q_2 \frac{\partial}{\partial q_1} + q_1 \frac{\partial}{\partial q_2} - p_2 \frac{\partial}{\partial p_1} + p_1 \frac{\partial}{\partial p_2}.$$

Luego,

$$i_X \Omega_3 = -q_2 dp_1 + q_1 dp_2 + p_2 dq_1 - p_1 dq_2.$$

Definimos ahora el *momento angular* como la función  $L : \mathbb{R}^6 \rightarrow \mathbb{R}^3$  dada por el producto vectorial  $L(q, p) = q \times p$ , de modo que su componente  $k$ -ésima es  $L_k(q, p) = \sum_{i,j=1}^3 \epsilon_{ijk} q_i p_j$ , donde  $\epsilon_{ijk}$  es la paridad de  $(i, j, k)$  como permutación de  $(1, 2, 3)$ . Ahora,

$$dL_3 = d(q_1 p_2 - q_2 p_1) = -q_2 dp_1 + q_1 dp_2 + p_2 dq_1 - p_1 dq_2 = i_X \Omega_3.$$

De modo que, aplicando el teorema de Noether, la simetría del sistema bajo las rotaciones en torno al eje  $OZ$  lleva asociada una conservación de la tercera componente del momento angular  $L_3$ . Podemos hacer un cálculo análogo para los casos de las rotaciones en torno a los ejes  $OX$  y  $OY$ , de forma que obtendríamos la conservación de las componentes  $L_1$  y  $L_2$ , o, de otra manera, como sabemos ya que el sistema es invariante bajo rotaciones, podemos tomar directamente el eje  $OZ$  como la dirección del momento angular. Finalmente, llegaríamos a que la simetría bajo rotaciones lleva asociada la conservación del momento angular.

## 10. TEOREMA DE ARNOLD-LIOUVILLE

A la hora de estudiar sistemas dinámicos, una cuestión interesante a plantearse, con consecuencias prácticas y también de carácter fundamental, es si las ecuaciones del sistema podrán ser «integradas», es decir, si podrán ser resueltas mediante integrales («cuadraturas») de funciones conocidas. Decimos entonces que una ecuación diferencial es *integrable por cuadraturas* si es posible escribir su solución general en términos de sumas, productos, composiciones e integrales de funciones conocidas.

En 1885, Joseph Liouville encontró una condición necesaria para que las ecuaciones de Hamilton de ciertos sistemas hamiltonianos fueran (localmente) integrables por cuadraturas. Décadas más tarde, con la introducción del formalismo geométrico y topológico al

estudio de los sistemas dinámicos se descubrirían muchas más cosas interesantes sobre los sistemas que cumplieran la condición que Liouville propuso. Destaca especialmente en todo este estudio la teoría de los toros invariantes desarrollada por Vladimir Arnold en 1963. Nace así la teoría de los *sistemas integrables*, cuyos resultados más básicos constituyen el *teorema de Arnold-Liouville*.

**Definición 10.1.** Sea  $(M, H)$  un sistema hamiltoniano con  $\dim(M) = 2n$ . Decimos que  $(M, H)$  es *integrable* (en el sentido de Liouville) si existen  $F_1 (= H), \dots, F_n \in \mathcal{C}^\infty(M)$  tales que

1. son *funcionalmente independientes*, es decir,  $dF_{1,x} \wedge \dots \wedge dF_{n,x} \neq 0$  para casi todo punto<sup>7</sup>  $x \in M$ ,
2. están *en involución*, esto es,  $\{F_i, F_j\} = 0$  para cada  $i, j = 1, \dots, n$ , y
3. los campos  $X^{F_i}$  son completos para cada  $i = 1, \dots, n$ .

Nótese que, como  $F_1 = H$ , en particular, todas las funciones  $F_1, \dots, F_n$  son integrales primeras del sistema.

Si escribimos  $F : M \rightarrow \mathbb{R}^n$  con  $F(x) = (F_1(x), \dots, F_n(x))$ . Los puntos  $x \in M$  en los que  $\text{rango}(dF_x) = n$  se dicen *puntos regulares* del sistema. Los puntos que no son regulares se dicen *puntos críticos*. Si  $x \in M$  es un punto crítico,  $F(x)$  se dice un *valor crítico*. Si  $\Sigma$  es el conjunto de los puntos críticos,  $F(\Sigma) \in \mathbb{R}^n$  se llama *diagrama de bifurcación* del sistema. Nótese que, por el teorema de Sard, el diagrama de bifurcación tiene medida nula.

**Observación 10.2.** De la definición y de la conservación de la energía directamente se deduce que todo sistema con un grado de libertad (y cuyo hamiltoniano sea regular en casi todo punto) es integrable en el sentido de Liouville. Asimismo, un sistema con dos grados de libertad que tenga una cantidad conservada independiente de la energía también será integrable en el sentido de Liouville, ya que las cantidades conservadas dan 0 al evaluar el corchete de Poisson de ellas con el hamiltoniano.

**Teorema 10.3** (Arnold-Liouville). *Sea  $(M, H)$  un sistema integrable en el sentido de Liouville con  $F_1, \dots, F_n$  las funciones en involución. Sea  $x \in M$  un punto regular del sistema y sea  $a = F(x)$ . Sea  $M_a$  la componente conexa del conjunto de nivel  $F^{-1}(a)$  que contiene a  $x$ . Supongamos además que todo punto de  $M_a$  es regular. Entonces:*

1.  $M_a$  es una variedad diferenciable invariante bajo el flujo del sistema y  $\omega|_{M_a} = 0$ .
2.  $M_a$  es difeomorfa a  $\mathbb{T}^k \times \mathbb{R}^{n-k}$  para cierto  $0 \leq k \leq n$ . En particular, si  $M_a$  es compacta,  $M_a$  es difeomorfa al toro  $n$ -dimensional  $\mathbb{T}^n$ . En este caso, se dice que  $M_a$  es un toro de Liouville.
3. Podemos tomar unas coordenadas  $w = (w_1, \dots, w_n)$  en  $M_a$  de manera que existen unas velocidades constantes  $v(a) = (v_1(a), \dots, v_n(a))$  tales que  $\dot{w}(t) = v$ . Como consecuencia, las ecuaciones de Hamilton del sistema son localmente integrables por cuadraturas en un entorno de  $x$ .

<sup>7</sup>Como aquí en principio no estamos considerando ninguna medida, con *para casi todo punto* queremos decir en un conjunto *residual* o *comagro*, esto es, que su complementario sea *magro*. Un conjunto se dice *magro* o *de primera categoría de Baire* si es unión numerable de conjuntos diseminados, esto es, de conjuntos cuya adherencia tiene interior vacío. Por ejemplo, el conjunto de los números racionales  $\mathbb{Q} \subset \mathbb{R}$  no es diseminado pero sí es magro en  $\mathbb{R}$ .

*Demostración.* En primer lugar, como  $F$  tiene rango máximo en cada punto de  $M_a$ , por el teorema de la función implícita  $M_a$  es una subvariedad regular de  $M$  de dimensión  $2n - n = n$ . Como  $M$  es una variedad simpléctica, para cada  $i = 1, \dots, n$ , podemos definir el campo  $X_i = X^{F_i}$ . Al ser las  $dF_i$  linealmente independientes los campos  $X_i$  son linealmente independientes. Además, por el teorema de Noether, como para cada  $i, j = 1, \dots, n$   $\{F_i, F_j\} = 0$  (luego es constante), entonces  $[X_i, X_j] = 0$ . Por esto mismo, la derivada de la función  $F_i$  en la dirección de  $X_j$  es 0, luego los campos  $X_j$  son tangentes a  $M_a$ .

De aquí sacamos varias conclusiones:

1.  $M_a$  es invariante con respecto a cada uno de los  $n$  flujos hamiltonianos generados por cada función  $F_i$  (luego, en particular lo será respecto del generado por  $F_1$ ).
2. Como, para cada  $x \in M_a$ , los campos  $X_1|_x, \dots, X_n|_x$  forman una base de  $T_x M_a$ , sean  $X_x, Y_x \in T_x M_a$ , entonces  $X_x = \sum_{i=1}^n b_i X_i|_x$ ,  $Y_x = \sum_{i=1}^n c_i X_i|_x$ . Ahora,

$$\omega(X_x, Y_x) = \sum_{i,j=1}^n b_i c_j \omega(X_i|_x, X_j|_x) = \sum_{i,j=1}^n b_i c_j \{F_j, F_i\} = 0.$$

Por tanto,  $\omega$  se anula en  $T_x M_a$ .

3.  $M_a$  es una variedad diferenciable de dimensión  $n$  con  $n$  campos conmutativos dos a dos y linealmente independientes en todo punto de  $M_a$ .

Esto prueba la parte 1 del teorema. Para continuar, necesitamos probar un lema previo.

**Lema 10.4.** *Sea  $M$  una variedad diferenciable de dimensión  $n$  conexa tal que existen campos  $X_1, \dots, X_n$  en  $M$  completos y linealmente independientes y tales que, para todo  $i, j = 1, \dots, n$ ,  $i \neq j$ ,  $[X_i, X_j] = 0$ . Entonces  $M$  es difeomorfa a  $\mathbb{T}^k \times \mathbb{R}^{n-k}$ .*

*Demostración.* (del Lema 10.4). Para cada  $i = 1, \dots, n$ , sea  $g_i$  el flujo completo generado por  $X_i$ . Como para todo  $i \neq j$   $[X_i, X_j] = 0$  entonces  $g_i$  conmuta con  $g_j$ , es decir,  $g_i g_j(x) = g_j g_i(x)$ , para todo  $x \in M$ .

Así, podemos definir una acción de  $\mathbb{R}^n$  en  $M$  que a cada  $t = (t_1, \dots, t_n) \in \mathbb{R}^n$  le asigna  $g_t : M \rightarrow M$ , con  $g_t = g_{1,t_1} \cdots g_{n,t_n}$ . Por conmutar los flujos,  $g_{t+s} = g_t g_s$ . Ahora, fijo  $x_0 \in M$ , definimos

$$\begin{aligned} g : \mathbb{R}^n &\longrightarrow M \\ t &\longmapsto g_t(x_0). \end{aligned}$$

Como los campos son linealmente independientes,  $d_t g$  es un isomorfismo lineal para todo  $t$  y, por el teorema de la función inversa,  $g$  es un difeomorfismo local. Ahora, dado  $x \in M$ , tomamos una curva  $\gamma$  que una  $x$  y  $x_0$ . Por ser  $g$  un difeomorfismo local, para todo  $y \in \gamma$  existe un entorno  $U$  de  $y$  tal que  $g_t(y)$  da un difeomorfismo entre  $U$  y  $\mathbb{R}^n$ . Podemos tomar entonces una sucesión finita de entornos  $U_0, \dots, U_r$  que recubran  $\gamma$  tales que  $x_0 \in U_0$  y  $x \in U_r$  y tales que existan unos puntos  $x_1, \dots, x_r$  pertenecientes a  $U_1, \dots, U_r$ , respectivamente, con  $x_r = x$ , de forma que  $g_t(x_i)$  dé un difeomorfismo entre  $\mathbb{R}^n$  y cada uno de los  $U_i$ . Tomemos ahora unos puntos  $y_1, \dots, y_r$  pertenecientes a  $U_0 \cap U_1, \dots, U_{r-1} \cap U_r$ , respectivamente. Entonces, para cada  $i = 1, \dots, r$ ,  $y_i = g_{s_i}(x_{i-1}) = g_{t_i}(x_i)$ , para ciertos  $s_i, t_i \in \mathbb{R}^n$ , luego  $x_i = g_{s_i - t_i}(x_{i-1})$ . Por tanto,

$$x = x_r = g_{s_r - t_r}(x_{r-1}) = g_{s_r - t_r + s_{r-1} - t_{r-1} + \dots + s_1 - t_1}(x_0).$$



De modo que  $g$  es sobreyectiva.

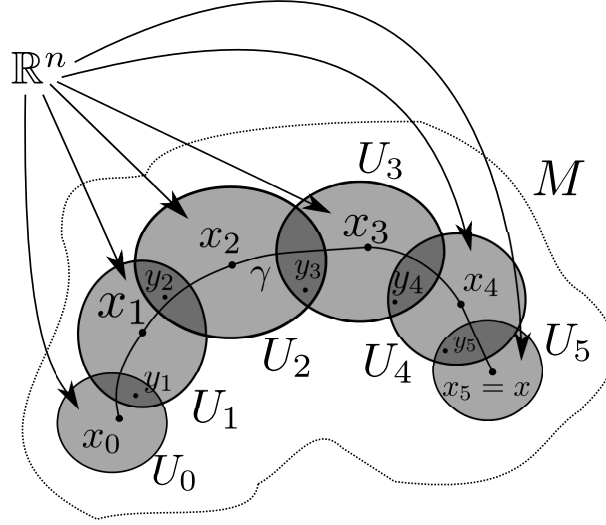


FIGURA 2. Idea de la demostración de que  $g$  es sobreyectiva.

Tenemos entonces que  $g : \mathbb{R}^n \rightarrow M$  es un difeomorfismo local sobreyectivo, luego es una identificación diferenciable, de modo que si llamamos

$$H := \{t \in \mathbb{R}^n \mid g_t(x_0) = x_0\},$$

entonces, por la propiedad universal del cociente, el siguiente diagrama

$$\begin{array}{ccc} \mathbb{R}^n & \xrightarrow{g} & M \\ \downarrow & \nearrow & \\ \mathbb{R}^n/H, & & \end{array}$$

da un difeomorfismo entre  $M$  y  $\mathbb{R}^n/H$ . Si  $H$  consiste solo del punto 0, entonces  $M \cong \mathbb{R}^n$  y habríamos terminado. Supongamos que  $H \neq \{0\}$ . Entonces, dados  $t, s \in H$ ,

$$g_{s+t}(x_0) = g_s g_t(x_0) = g_s(x_0) = x_0$$

y

$$g_{-t}(x_0) = g_{-t} g_t(x_0) = x_0.$$

Es decir,  $H$  es un subgrupo de  $(\mathbb{R}^n, +)$ . Además,  $H$  no depende de la elección de  $x_0$ , en efecto, si  $x = g_s(x_0)$  y  $t \in H$ , entonces

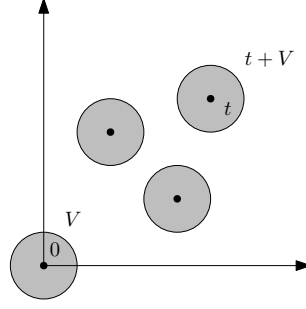
$$g_t(x) = g_{t+s}(x_0) = g_s g_t(x_0) = g_s(x_0) = x.$$

Como  $g$  es un difeomorfismo local, existe un entorno  $V \subset \mathbb{R}^n$  de 0 tal que  $H \cap V = \{0\}$ . Es más, sean  $t \in H$ ,  $s \in V \setminus \{0\}$  y  $x \in M$ ,

$$g_{t+s}(x) = g_s g_t(x) = g_s(x) \neq x.$$

Luego  $H$  es un conjunto discreto. Nótese también que  $H$  es cerrado en  $\mathbb{R}^n$ .

Antes de continuar, es necesario probar el siguiente lema:

FIGURA 3. Idea de que  $H$  es discreto.

**Lema 10.5.** *Todo subgrupo no trivial, cerrado y discreto  $H$  de  $\mathbb{R}^n$  es isomorfo a  $\mathbb{Z}^k$  para algún  $k \in \{1, \dots, n\}$ . Es decir, existen  $e_1, \dots, e_k \in H$  linealmente independientes tales que*

$$H = \{n_1 e_1 + \dots + n_k e_k \mid (n_1, \dots, n_k) \in \mathbb{Z}^k\}.$$

*Demostración.* (del Lema 10.5). Sea  $e_0 \in H$ ,  $e_0 \neq 0$ . Como  $H$  es discreto,  $H \cap D(0, \|e_0\|)$  (donde  $D(a, r)$  denota el disco cerrado de centro  $a$  y radio  $r$ ) es finito. De estos puntos consideramos aquellos que están en  $L(e_0)$ <sup>8</sup> y de estos escogemos el más cercano, que llamaremos  $e_1$ .

Si existieran algún  $e \in H$  y algún  $m \in \mathbb{Z}$  tal que  $e \in (me_1, (m+1)e_1)$ , entonces  $e - me_1 \in H \cap L(e_0)$  estaría más cerca de 0 que  $e_1$ . Por tanto,

$$H \cap L(e_0) = e_1 \mathbb{Z}.$$

Si no hay puntos de  $H$  fuera de  $L(e_1)$  hemos terminado,  $H$  es isomorfo a  $\mathbb{Z}$ . En caso contrario, dado  $e \in H \setminus L(e_1)$ , proyectamos ortogonalmente  $e$  sobre  $L(e_1)$ . Esta proyección cae exactamente sobre un intervalo  $\Delta = [me_1, (m+1)e_1)$  para cierto  $m \in \mathbb{Z}$ . Sea  $C$  el cilindro cerrado de eje  $\Delta$  y de radio igual a la distancia entre  $\Delta$  y  $e$ .  $C \cap H$  es finito. De estos puntos, sea  $e_2$  el más cercano a  $\Delta$  que no esté en  $\Delta$ . Entonces, para cualquier otro  $f \in H$ , la distancia entre  $f$  y  $L(e_1)$  es mayor que la distancia entre  $e_2$  y  $L(e_1)$ .

En efecto, si existe  $l \in \mathbb{Z}$  tal que la proyección ortogonal de  $f$  cae sobre  $[le_1, (l+1)e_1)$ , entonces  $f' = f - le_1 + me_1 \in C$  y la distancia entre  $f'$  y  $L(e_1)$  es menor que la distancia entre  $e_2$  y  $L(e_1)$ , lo que nos lleva a una contradicción.

Ahora,  $\{n_1 e_1 + n_2 e_2 \mid (n_1, n_2) \in \mathbb{Z}^2\}$  forma una red discreta en  $L(e_1, e_2)$ . Además, si existiera un  $e \in H$  que no perteneciese a la red, sean  $m_1 = [\langle e, e_1 \rangle]$ ,  $m_2 = [\langle e, e_2 \rangle]$ . Entonces,  $e - m_1 e_1 - m_2 e_2$  estaría más cerca de  $L(e_1)$  que  $e_2$ . Por tanto, esta red es exactamente  $L(e_1, e_2) \cap H$ .

Procedemos ahora por inducción, supongamos que existen  $e_1, \dots, e_k$  linealmente independientes tales que  $\{n_1 e_1 + \dots + n_k e_k \mid (n_1, \dots, n_k) \in \mathbb{Z}^k\} = L(e_1, \dots, e_k) \cap H$  y que existe  $e \in H$  tal que  $e \notin L(e_1, \dots, e_k)$ . Análogamente, la proyección ortogonal de  $e$  sobre  $L(e_1, \dots, e_k)$  cae sobre un hipercubo  $\Delta = [m_1 e_1, (m_1 + 1)e_1) \times \dots \times [m_k e_k, (m_k + 1)e_k)$ . Si  $C$  denota el conjunto de los puntos cuyas proyecciones ortogonales caen en  $\Delta$  y son más o igualmente cercanos a  $\Delta$  que  $e$ , entonces  $C \cap H$  es finito. Sea  $e_{k+1}$  el más cercano

<sup>8</sup>Aquí  $L(x)$  denota la envoltura lineal de  $x$ .

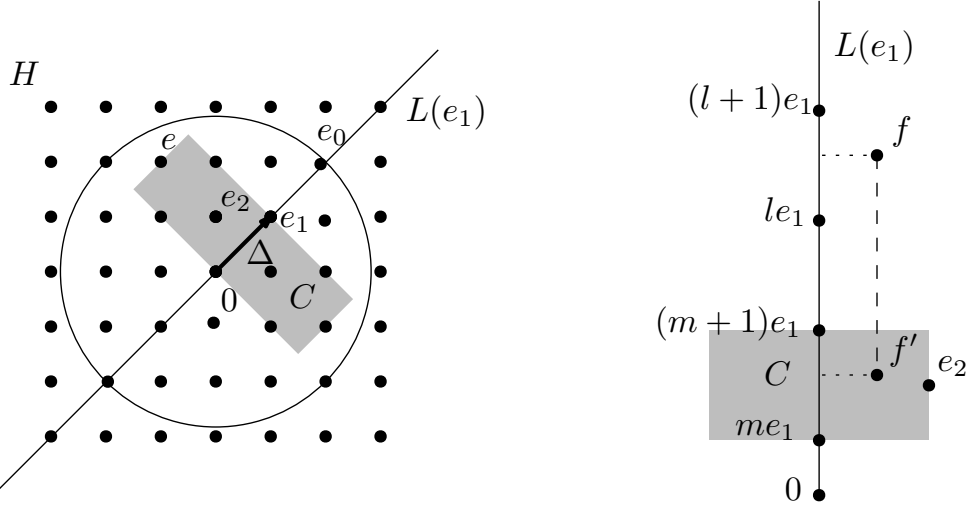


FIGURA 4. Idea de la demostración del lema.

a  $\Delta$  de estos puntos, que no esté en  $\Delta$ . Para cualquier otro  $f \in H$ , la distancia entre  $f$  y  $L(e_1, \dots, e_k)$  es mayor que entre  $e_2$  y  $L(e_1, \dots, e_k)$ , por un razonamiento completamente análogo al caso bidimensional.

Por tanto,  $\{n_1 e_1 + \dots + n_{k+1} e_{k+1} \mid (n_1, \dots, n_{k+1}) \in \mathbb{Z}^{k+1}\}$  forma una red discreta en  $L(e_1, \dots, e_{k+1})$  y, de forma análoga al caso anterior, esta red agota los puntos de  $H \cap L(e_1, \dots, e_{k+1})$ . Finalmente, sea  $k$  el mínimo número natural tal que no existe  $e \in H \setminus L(e_1, \dots, e_k)$ . Entonces  $H$  es isomorfo a  $\mathbb{Z}^k$ .  $\square$

Terminamos ahora la demostración del Lema 10.4.

Sea  $k$  el número de generadores de  $H$  y sea la proyección natural

$$\begin{aligned} \varpi : \mathbb{R}^n = \mathbb{R}^k \times \mathbb{R}^{n-k} &\longrightarrow \mathbb{T}^k \times \mathbb{R}^{n-k} \\ (x, y) &\longmapsto (\exp(x), y). \end{aligned}$$

En particular,  $\varpi$  da un homomorfismo de grupos cuyo núcleo es un subgrupo discreto de  $\mathbb{R}^n$  generado por  $u_1, \dots, u_k \in \mathbb{R}^n$ . Sean  $e_1, \dots, e_k$  los generadores de  $H$  y sea  $B : \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}^n$  un isomorfismo lineal tal que cada  $u_i$  va a parar a  $e_i$ . Entonces, la aplicación  $\tilde{B}$  que hace el siguiente diagrama conmutativo es un difeomorfismo,

$$\begin{array}{ccc} \mathbb{R}^n & \xrightarrow{B} & \mathbb{R}^n \\ \varpi \downarrow & & \downarrow g \\ \mathbb{T}^k \times \mathbb{R}^{n-k} & \xrightarrow{\tilde{B}} & \mathbb{R}^n / H \cong M. \end{array}$$

$\square$

Aplicando directamente el Lema 10.4 a  $M_a$  tenemos que es difeomorfa a  $\mathbb{T}^k \times \mathbb{R}^{n-k}$  para cierto  $k = 0, \dots, n$ . En particular, si  $M_a$  es compacta, entonces  $k = n$  y  $M_a \cong \mathbb{T}^n$ . Hemos probado entonces la parte 2 del teorema.

Si consideramos ahora el isomorfismo lineal  $B$  (que depende del punto  $a$ ) dado por el diagrama anterior y llamamos  $v(a)$  a la primera columna de la matriz asociada a  $B$ , entonces  $B(t, 0, \dots, 0) = v(a)t$ . Podemos dar entonces unas coordenadas  $w : M_a \rightarrow \mathbb{R}^n$ , donde  $w$  hace el siguiente diagrama conmutativo

$$\begin{array}{ccc} \mathbb{R}^k \times \mathbb{R}^{n-k} & \xrightarrow{\text{id}} & \mathbb{R}^n \\ & \searrow \varphi & \uparrow w \\ & & M_a. \end{array}$$

Ahora, como el flujo del sistema  $\varphi^H$  es igual a  $g_1$ , el siguiente diagrama conmuta

$$\begin{array}{ccc} \mathbb{R}^n & \xleftarrow{v(a) \bullet} & \mathbb{R} \\ & \searrow w & \downarrow \varphi_{\bullet}^H(x) \\ & & M_a. \end{array}$$

Por tanto,  $w(t) = w(\varphi_t(x)) = v(a)t$ , luego  $\dot{w}(t) = v(a)$ . Como el flujo hamiltoniano deja  $M_a$  invariante, queda descrito por las ecuaciones

$$\begin{cases} F(t) = a \\ w(t) = v(a)t. \end{cases}$$

Finalmente, queda probar que el sistema es integrable por cuadraturas. Para ello, llamamos  $b_i$  a la columna  $i$ -ésima de la matriz asociada a  $B$  y consideramos  $B^{-1}$  la aplicación lineal inversa de  $B$ . Podemos tomar ahora las coordenadas  $\lambda : M_a \rightarrow \mathbb{R}^n$  que hacen el siguiente diagrama conmutativo

$$\begin{array}{ccc} \mathbb{R}^n & \xleftarrow{B} & \mathbb{R}^n \\ \downarrow B^{-1} & \searrow \varphi & \downarrow g \\ \mathbb{R}^n & \xleftarrow{\lambda} & M_a. \end{array}$$

De modo que si consideramos las coordenadas  $\lambda$  en cada conjunto de nivel  $M_b$  que interseque a un entorno de  $x$ ,  $\lambda(\varphi_t^{F_i}(x)) = \lambda(g_{i,t}(x)) = B^{-1}(b_i t) = e_i t$ , luego  $\lambda_j(\varphi_t^{F_i}(x)) = \delta_{ij} t$ . Ahora,  $\{F_i, F_j\} = 0$  por hipótesis,  $\{\lambda_i, \lambda_j\} = 0$  por construcción y

$$\{F_i, \lambda_j\} = \left. \frac{d}{dt} \right|_{t=0} \lambda_j(\varphi_t^{F_i}(x)) = \delta_{ij}.$$

Por tanto, podemos tomar un entorno  $U \subset M$  de  $x$  en el que las coordenadas  $(F, \lambda)$  dan una carta de Darboux. En esta carta, las ecuaciones de Hamilton adquieren la forma

$$\begin{cases} \dot{F}(t) = 0 \\ \dot{\lambda}(t) = 1, \end{cases}$$

que trivialmente se integran en la forma

$$\begin{cases} F(t) = F(0) \\ \lambda(t) = \lambda(0) + t. \end{cases}$$

Esto prueba la parte 3 y por tanto concluye la demostración del teorema.  $\square$

## 11. VARIABLES DE ACCIÓN-ÁNGULO

Cabe preguntarse ahora si será posible obtener unas coordenadas que integren el sistema por cuadraturas *globalmente*. En el caso en que  $M_a$  sea compacta y, por tanto, un toro de Liouville, vamos a ver que es posible encontrar un entorno de este toro y unas coordenadas (variables de acción-ángulo) en este entorno que nos permitan integrar el sistema por cuadraturas.

Las variables de acción-ángulo fueron introducidas originalmente por Delaunay en 1860 para estudiar el movimiento de la Luna y más tarde, a principios del siglo XX, usadas por los físicos para estudiar el átomo de Bohr, siendo Schwarzschild el que acuñara esa terminología en 1916. La demostración del teorema de las variables de acción-ángulo se atribuye a Mineur en 1936.

**Teorema 11.1** (Variables de acción-ángulo). *En el caso en que  $M_a$  sea compacta, existe un entorno  $U \subset M$  de cada  $M_a$  difeomorfo a  $\mathbb{R}^n \times \mathbb{T}^n$  (se dice entorno tubular) y un sistema de coordenadas de Darboux  $(J, \phi) = (J_1, \dots, J_n, \phi_1, \dots, \phi_n)$  (llamadas variables de acción-ángulo<sup>9</sup>) en  $U$  tales que las  $\phi_i$  son coordenadas angulares en  $M_a$  y las  $J_i$  son constantes en cada  $M_a$ .*

*Demostración.* En primer lugar, hay que obtener el entorno tubular  $U$ . Para ello, veamos que hay un entorno  $V$  de  $M_a$  tal que, para todo  $y \in V$ , la componente conexa  $M_{F(y)}$  del conjunto de nivel que contiene a  $y$  es compacta. De hecho, como  $F_*$  tiene rango máximo y  $M_a$  es compacta, podemos tomar  $V$  tal que  $M_a \subset V \subset \bar{V} \subset W$ , con contenidos estrictos y donde  $W$  es un entorno abierto de  $M_a$  con adherencia compacta en el que  $F_*$  sigue teniendo rango máximo. Por tanto, si  $M_{F(y)}$  está contenido totalmente en  $V$ , al ser cerrado tiene que ser compacto. En caso contrario, si  $M_{F(y)}$  corta a  $V$  pero no está contenido, por ser conexo debe cortar a la frontera  $\text{Fr}(V)$ . Ahora, si hubiera una sucesión de puntos  $(y_k)_{k \in \mathbb{N}}$  tendiendo a un punto de  $M_a$  tal que cada  $M_{F(y_k)}$  no es compacta, entonces tendríamos una sucesión de puntos  $(z_k)_{k \in \mathbb{N}}$  en  $\text{Fr}(V)$  que, por ser  $\text{Fr}(V)$  cerrado, converge a un punto  $z \in \text{Fr}(V) \cap M_a$ , y esto es absurdo. Por tanto, existe un entorno  $V$  de  $M_a$  que es una unión de toros de Liouville  $M_b$ .

Tomamos ahora un conjunto  $B \subset V$  y un disco  $D \in \mathbb{R}^n$  que contenga a  $a$  tal que  $F|_B : B \rightarrow D$  es un difeomorfismo y en cada  $M_b \subset V$  escojo el punto  $x_b \in M_b \cap B$ . Sea

<sup>9</sup>Las  $\phi_i$  suelen llamarse variables de ángulo ya que son precisamente coordenadas angulares en el toro  $M_a$ . Las  $J_i$  se llaman variables de acción debido a sus dimensiones físicas, en efecto, como las  $\phi_i$  son adimensionales, las  $J_i$  tienen que tener dimensiones de posición por momento, que son precisamente las dimensiones de la integral de acción (1).

ahora la aplicación

$$\begin{aligned}\Phi : M &\longrightarrow \mathbb{R}^n \times \mathbb{T}^n \\ y &\longmapsto (F(y), \theta),\end{aligned}$$

con  $\theta$  coordenadas angulares en el toro de Liouville  $M_{F(y)}$  que contiene a  $y$ . Entonces  $\Phi$  da un difeomorfismo entre  $U = \bigcup_{y \in B} M_{F(y)}$ , que es un entorno de  $M_a$  y  $\bigcup_{b \in D} M_b$ . Como cada  $M_b$  es un toro de Liouville y  $D$  es un disco abierto de  $\mathbb{R}^n$ ,  $U$  es difeomorfo a  $\mathbb{R}^n \times \mathbb{T}^n$ . Nótese que aquí estamos suponiendo que  $x$  no está en el borde de  $M$ , en cuyo caso procederíamos análogamente para obtener un entorno difeomorfo a  $\mathbb{H}^n \times \mathbb{T}^n$ .

Procedamos ahora a hallar las variables de acción-ángulo. Sea  $\pi : U \simeq \mathbb{R}^n \times \mathbb{T}^n \rightarrow \mathbb{R}^n$  la proyección canónica. Entonces  $\pi^{-1}(x)$  es un toro invariante para cada  $x \in D = \pi(U)$ . En cada uno de estos toros, consideramos  $X_i = X^{F_i}$  y  $(F, \theta)$  las coordenadas antes obtenidas. Tenemos entonces

$$\frac{\partial}{\partial \theta_i} = \sum_{k=1}^n a_{ik} X_k,$$

donde las  $a_{ik}$  son funciones constantes en cada toro.

Como  $\omega$  se anula en el toro, no tiene términos en  $d\theta_i \wedge d\theta_j$ . Los términos en  $d\theta_i \wedge dF_j$  serán

$$\omega \left( \frac{\partial}{\partial \theta_i}, \frac{\partial}{\partial F_j} \right) = \sum_{k=1}^n a_{ik} \cdot \omega \left( X_k, \frac{\partial}{\partial F_j} \right) = \sum_{k=1}^n a_{ik} \cdot dF_k \left( \frac{\partial}{\partial F_j} \right) = \sum_{k=1}^n a_{ik} \delta_{ij} = a_{ij}.$$

Por tanto,  $\omega$  es de la forma

$$\omega = \sum_{i,j=1}^n a_{ij} d\theta_i \wedge dF_j + \sum_{i,j=1}^n b_{ij} dF_i \wedge dF_j,$$

con  $b_{ij}$  unas ciertas funciones. Además, como  $\omega$  es cerrada, el término correspondiente a  $d\theta_k \wedge dF_i \wedge dF_j$  debe anularse. Este término es exactamente

$$\frac{\partial a_{ki}}{\partial F_j} - \frac{\partial a_{kj}}{\partial F_i} + \frac{\partial b_{ij}}{\partial \theta_k}.$$

El término  $\frac{\partial a_{ki}}{\partial F_j} - \frac{\partial a_{kj}}{\partial F_i}$  no depende de las variables angulares, luego las  $\frac{\partial b_{ij}}{\partial \theta_k}$  son constantes al variar los ángulos  $\theta_k$ . Como las variables  $\theta_k$  son angulares, las  $b_{ij}$  deben ser periódicas, luego

$$\frac{\partial b_{ij}}{\partial \theta_k} = 0$$

y las  $b_{ij}$  son constantes en cada toro invariante.

Si ahora definimos  $A_i = \sum_{j=1}^n a_{ij} dF_j$ ,  $B = \sum_{i,j=1}^n b_{ij} dF_i \wedge dF_j$ ,

$$\omega = \sum_{i=1}^n d\theta_i \wedge A_i + B.$$

Como las  $a_{ij}$  y las  $b_{ij}$  son constantes en cada toro invariante podemos ver las  $A_i$  y  $B$  como formas en  $\mathbb{R}^n$ , es decir, existen 1-formas  $\alpha_i$  y una 2-forma  $\beta$  en  $\mathbb{R}^n$  tales que

$$A_i = \pi^* \alpha_i \quad B = \pi^* \beta.$$

De aquí tenemos

$$0 = d\omega = \sum_{i=1}^n d\theta_i \wedge \pi^* d\alpha_i + \pi^* d\beta,$$

de donde concluimos que  $d\alpha_i = 0$  y  $d\beta = 0$ . En  $\mathbb{R}^n$  todas las formas cerradas son exactas, luego existen  $I_i$  y  $\gamma$  en  $\mathbb{R}^n$  tales que  $\alpha_i = dI_i$ ,  $\beta = d\gamma$ .

Finalmente, si tomamos  $J_i = (I_i \circ \pi) = \pi^* I_i$ , tenemos que  $dJ_i = A_i$ , luego

$$\omega = \sum_{i=1}^n d\theta_i \wedge dJ_i + B.$$

En el sistema de coordenadas  $(\theta, F)$ , la matriz asociada a  $\omega$  es de la forma

$$\begin{pmatrix} 0 & \frac{\partial J_i}{\partial F_j} \\ -\frac{\partial J_i}{\partial F_j} & b_{ij} \end{pmatrix}.$$

Como  $\omega$  es regular, el determinante de esta matriz es distinto de cero, luego  $\det \left( \frac{\partial J_i}{\partial F_j} \right) \neq 0$ . Por tanto,  $(\theta, J)$  es un sistema de coordenadas.

Ahora, si escribimos  $\gamma = \sum_{i=1}^n g_i dI_i$ , para algunas funciones  $g_i : \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$ , entonces podemos tomar unas nuevas coordenadas

$$\phi_i = \theta_i + (g_i \circ \pi).$$

En estas nuevas coordenadas

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^n d\phi_i \wedge dJ_i &= \sum_{i=1}^n d\theta_i \wedge dJ_i + \sum_{i=1}^n d(g_i \circ \pi) \wedge J_i \\ &= \sum_{i=1}^n d\theta_i \wedge dJ_i + \sum_{i=1}^n d(g_i \circ \pi) \wedge d(I_i \circ \pi) \\ &= \sum_{i=1}^n d\theta_i \wedge dJ_i + \pi^* d\gamma = \sum_{i=1}^n d\theta_i \wedge A_i + B = \omega. \end{aligned}$$

Por tanto, hemos encontrado unas coordenadas de Darboux  $(J, \phi)$ , con las  $J_i$  constantes en cada toro invariante y con las  $\phi_i$  coordenadas angulares en estos toros.  $\square$

## 12. OSCILADORES ARMÓNICOS

Para aclarar algunas de las ideas detrás de la teoría de sistemas integrables, vamos a considerar uno de los ejemplos más sencillos pero más ilustrativos, el oscilador armónico.

### Oscilador armónico con un grado de libertad.

Empezamos considerando el oscilador armónico con un grado de libertad. El espacio de fases del sistema será el espacio simpléctico estándar 2-dimensional,  $(\mathbb{R}^2, \Omega_1)$  con las coordenadas de Darboux canónicas  $(q, p)$ . El hamiltoniano vendrá dado por la función

$$H(q, p) = \frac{1}{2m} p^2 + \frac{1}{2} k q^2.$$

Los parámetros  $k$  y  $m$  representan la *constante de recuperación* del oscilador y la *masa* de la partícula oscilante. Las ecuaciones de Hamilton son entonces

$$\begin{cases} \dot{q}(t) = \frac{\partial H}{\partial p}(t) = \frac{1}{m}p(t) \\ \dot{p}(t) = -\frac{\partial H}{\partial q}(t) = -kq(t). \end{cases}$$

Estas ecuaciones se pueden integrar fácilmente, si tomamos como condición inicial  $(q(0), p(0)) = (a, 0)$ , tenemos

$$\begin{cases} q(t) = a \cos \omega t \\ p(t) = -m\omega a \sin \omega t, \end{cases}$$

con  $\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$ .

Ahora, recordemos que el hamiltoniano del sistema es una cantidad conservada, por tanto podemos considerar las variedades  $M_E$  de energía constante, que, por el teorema de Arnold-Liouville serán topológicamente circunferencias invariantes bajo el flujo del sistema, ya que el único punto crítico del hamiltoniano es su mínimo  $(q, p) = (0, 0)$ . En efecto, las curvas de energía constante vienen dadas por la ecuación

$$E = \frac{1}{2m}p^2 + \frac{1}{2}kq^2,$$

que define una elipse de semiejes  $\sqrt{2mE}$  y  $\sqrt{\frac{2E}{k}}$ . El flujo en las curvas de energía constante toma la forma

$$\begin{cases} q(t) = \sqrt{\frac{2E}{k}} \cos \omega t \\ p(t) = -\sqrt{2mE} \sin \omega t. \end{cases}$$

Ahora, si tomamos unas coordenadas «polares»  $(E, \phi)$ , donde  $\phi$  es la coordenada angular en cada una de estas elipses, la dinámica del sistema queda mucho más simplificada:

$$\begin{cases} \dot{E}(t) &= E(0) \\ \dot{\phi}(t) &= \phi(0) - \omega t. \end{cases}$$

Sin embargo, ¿será canónica la transformación  $(q, p) \rightarrow (E, \phi)$ ? Para ello, veamos cómo se comporta la forma  $\Omega_1 = dp \wedge dq$  con el cambio

$$\begin{cases} q(E, \phi) = \sqrt{\frac{2E}{k}} \cos \phi \\ p(E, \phi) = \sqrt{2mE} \sin \phi. \end{cases}$$

Tenemos entonces

$$\begin{cases} dq = \frac{1}{\sqrt{2kE}} \cos \phi dE - \sqrt{\frac{2E}{k}} \sin \phi d\phi \\ dp = \sqrt{\frac{m}{2E}} \sin \phi dE + \sqrt{2mE} \cos \phi d\phi, \end{cases}$$

y

$$\Omega_1 = dp \wedge dq = -\sqrt{\frac{m}{k}} (\cos^2 \phi + \sin^2 \phi) dE \wedge d\phi = -\frac{1}{\omega} dE \wedge d\phi.$$

Por tanto, si definimos la *variable de acción*,  $J = -\frac{E}{\omega}$ , entonces  $\Omega_1 = dJ \wedge d\phi$  y  $(J, \phi)$  son unas coordenadas de Darboux.



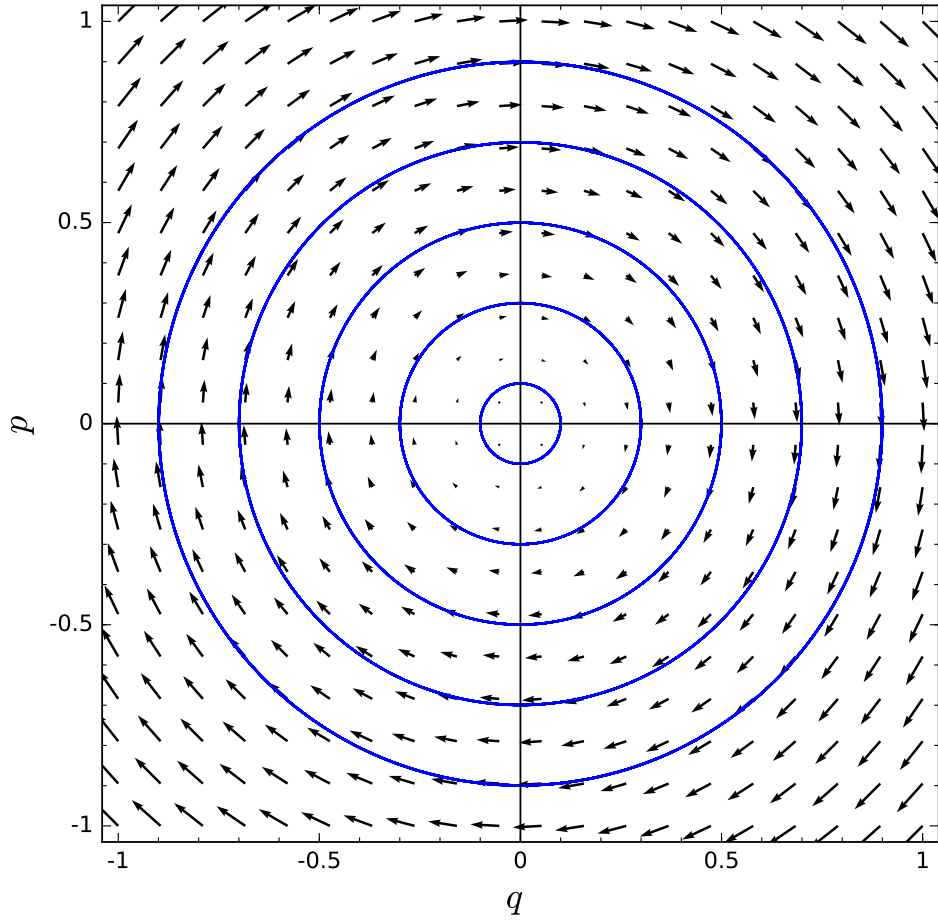


FIGURA 5. Espacio de fases del oscilador armónico junto al campo y a las curvas de energía constante. En este caso  $k = m = 1$ , de modo que las curvas de energía constante son circunferencias de radio  $\sqrt{2E}$ .

Para tratar de dar sentido físico a esta variable  $J$ , consideremos el área  $A_E$  de la región  $S_E$  encerrada por la curva de energía constante  $M_E$ . Por la fórmula del área de la elipse

$$A_E = \pi \sqrt{2mE} \sqrt{\frac{2E}{k}} = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}} E = 2\pi \frac{E}{\omega} = -2\pi J.$$

Observemos ahora que como  $\Omega_1$  es la forma de área en  $\mathbb{R}^2$ ,

$$A_E = \int_{S_E} \Omega_1 = \int_{S_E} dp \wedge dq = \int_{M_E} pdq,$$

donde hemos usado el teorema de Stokes y el hecho de que  $dp \wedge dq = d(pdq)$ . De modo que podemos redefinir la variable de acción en la forma

$$J = -\frac{1}{2\pi} \int_{M_E} pdq.$$

Este será el aspecto que tengan las variables de acción-ángulo en general para sistemas con un grado de libertad. Regresando ahora a las coordenadas originales, tenemos

$$\begin{cases} q(J, \phi) = \sqrt{-\frac{2J\omega}{k}} \cos \phi \\ p(J, \phi) = \sqrt{-2m\omega J} \sin \phi. \end{cases}$$

### Oscilador armónico isótropo con $n$ grados de libertad.

Para estudiar un caso de dimensión superior, podemos considerar el sistema formado por  $n$  osciladores armónicos acoplados con frecuencias iguales o, equivalentemente, un oscilador armónico isótropo con  $n$  grados de libertad. El hamiltoniano del sistema será (tomando las frecuencias iguales a 1)

$$H(q_1, \dots, q_n, p_1, \dots, p_n) = H_1(q_1, p_1) + \dots + H_n(q_n, p_n) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n (p_i^2 + q_i^2).$$

Este sistema es integrable en el sentido de Liouville. Basta tomar  $F = (H, H_2 + \dots + H_n, H_3 + \dots + H_{n-2}, \dots, H_n)$ , ya que

$$\{H_i, H_j\} = \sum_{k=1}^n \left( \frac{\partial H_i}{\partial p_k} \frac{\partial H_j}{\partial q_k} - \frac{\partial H_j}{\partial p_k} \frac{\partial H_i}{\partial q_k} \right) = 0$$

y las componentes de  $F$  son independientes en casi todo punto de  $\mathbb{R}^{2n}$ .

Ahora, dado  $a = (a_1, \dots, a_n) \in \mathbb{R}^n$ ,  $M_a = F^{-1}(a)$  vendrá dado por

$$\begin{cases} \frac{1}{2}(p_1^2 + q_1^2) = a_1 - a_2 \\ \frac{1}{2}(p_2^2 + q_2^2) = a_2 - a_3 \\ \vdots \\ \frac{1}{2}(p_n^2 + q_n^2) = a_n, \end{cases}$$

que son las ecuaciones de un toro  $n$ -dimensional. Cada una de las ecuaciones  $\frac{1}{2}(p_i^2 + q_i^2) = a_i - a_{i+1}$  da, en el plano  $(q_i, p_i)$ , una circunferencia  $C_{a,i}$  de radio  $r_i = \sqrt{2(a_i - a_{i+1})}$ , de modo que  $M_a = C_{a,1} \times \dots \times C_{a,n}$ . Nótese que en este caso los valores críticos son precisamente aquellos  $a$  con varias componentes iguales, de forma que los puntos críticos formarán toros de dimensión menor.

Consideremos  $\gamma_{a,i}$  lazos en cada circunferencia  $C_{a,i}$ , de manera que los  $\gamma_{a,i}$  son generadores del grupo fundamental de  $M_a$ . Entonces podemos definir las variables de acción

$$J_i(a) = \frac{1}{2\pi} \int_{\gamma_{a,i}} \sum_{k=1}^n p_k dq_k.$$

Consideremos ahora las variables angulares  $\phi_i$  a lo largo de cada  $C_{i,a}$ . Podemos tomar entonces las nuevas coordenadas  $(J, \phi)$ , con

$$J_i(q, p) = J_i(F(q, p)) = \frac{1}{2\pi} \int_{\gamma_{F(q,p),i}} \sum_{k=1}^n p_k dq_k$$

y  $\phi(q, p)$  las variables angulares en el toro  $M_{F(q,p)}$ . Si la carta  $(J, \phi)$  es de Darboux, las ecuaciones de Hamilton pueden integrarse por cuadraturas. Esto se debe a que  $J = J(a)$ , de modo que, por las ecuaciones de Hamilton,

$$\frac{\partial H}{\partial \phi_i} = -\dot{J}_i = 0.$$

Por tanto,  $H = H(J_1(a), \dots, J_n(a))$  y

$$\dot{\phi}_i = \frac{\partial H}{\partial J_i} = 1.$$

Las ecuaciones de Hamilton quedan entonces integradas en la forma

$$\begin{cases} J(t) = J(a) \\ \phi(t) = \phi(0) + t. \end{cases}$$

### 13. MOVIMIENTO CONDICIONALMENTE PERIÓDICO

Una vez tenemos a nuestra disposición el teorema de Arnold-Liouville, sabemos que el flujo en los toros de Liouville será muy sencillo. En esta sección vamos a estudiar el flujo en estos toros y obtendremos un teorema muy importante sobre este tipo de sistemas.

En primer lugar, consideremos un 2-toro de Liouville. Sea  $(\theta_1, \theta_2)$  un punto en el toro y su trayectoria bajo el flujo hamiltoniano  $\gamma(t) = \varphi_t(\theta_1, \theta_2) = (\theta_1 + \omega_1 t, \theta_2 + \omega_2 t)$ . Si  $\omega_1/\omega_2 = m/n$  es racional, entonces

$$\gamma\left(\frac{2n\pi}{\omega_2}\right) = (\theta_1 + 2m\pi, \theta_2 + 2n\pi) = (\theta_1, \theta_2).$$

Es decir, a cierto tiempo la trayectoria «se cierra». Estas órbitas se dicen *periódicas*.

Sin embargo, si  $\omega_2/\omega_1$  es irracional, dado un ángulo  $\alpha$  y sea  $T$  tal que  $\alpha = \theta_1 + \omega_1 T$ , entonces, sea  $T_n = T + 2n\pi/\omega_1$ ,  $\alpha = \theta_1 + \omega_1(T_n)$  para cada  $n \in \mathbb{N}$ . Ahora, la aplicación

$$\begin{aligned} g : \mathbb{S}^1 &\longrightarrow \mathbb{S}^1 \\ \phi &\longmapsto \phi + 2\pi \frac{\omega_2}{\omega_1}, \end{aligned}$$

es una rotación de ángulo un múltiplo irracional de  $2\pi$  en la circunferencia del toro de ángulo  $\alpha$ . Entonces, como ya vimos por el teorema de recurrencia de Poincaré (teorema 8.1),  $\{g^n(\phi) | n \in \mathbb{N}\}$  es denso en  $\mathbb{S}^1$ . Como esto es válido para todo  $\alpha$  y se cumple

$$\gamma(T_n) = (\alpha, g^n(\theta_2) + \omega_2 T),$$

tenemos que  $\{\gamma(t) | t \in \mathbb{R}\}$  es denso en el toro. Este tipo de órbitas se llaman *cuasiperiódicas*. Una forma sencilla de visualizar esto es mediante las *figuras de Lissajous*

$$L_\omega = \{(\cos t, \cos \omega t) | t \in \mathbb{R}\},$$

ver figura 6.

Vamos a generalizar ahora estas ideas al caso  $n$ -dimensional.

**Definición 13.1.** Sean  $\mathbb{T}^n$  el toro  $n$ -dimensional y  $\phi = (\phi_1, \dots, \phi_n)$  coordenadas angulares. Se entiende por un *movimiento condicionalmente periódico* en el toro el flujo uniparamétrico dado por

$$\phi(t) = \phi(0) + \omega t$$

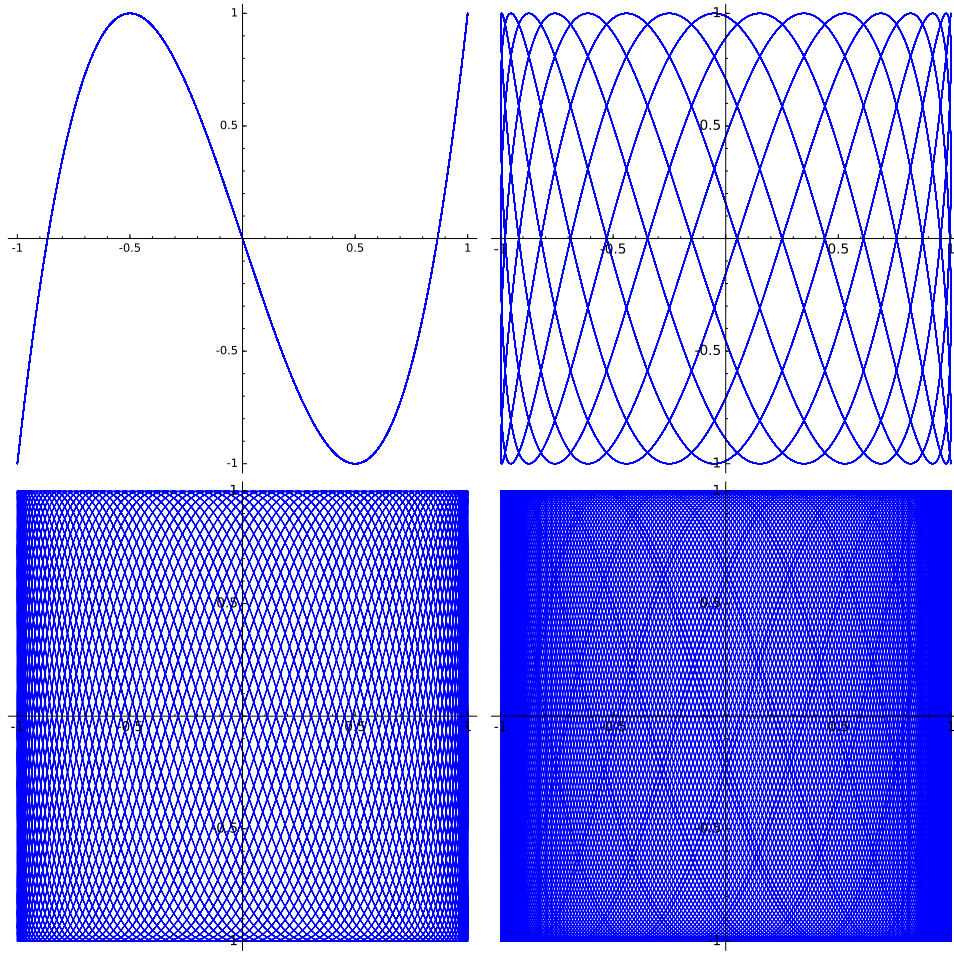


FIGURA 6. Figuras de Lissajous para  $\omega = 3, 3,1, 3,14$ , y  $3,1416$ ,  $t \in (0, 128\pi)$  con pasos de  $0,01$ .

con  $\omega = (\omega_1, \dots, \omega_n)$  frecuencias constantes en el toro. Las frecuencias  $\omega$  se dicen *independientes* si, sea  $k \in \mathbb{Z}^n$ , entonces  $\langle k, \omega \rangle = 0$  si y sólo si  $k = 0$ .

**Definición 13.2.** Sea  $f : \mathbb{T}^n \rightarrow \mathbb{R}$  una función integrable Riemann,

1. El *promedio espacial* de  $f$  en  $\mathbb{T}^n$  es el número

$$\bar{f} = \frac{1}{(2\pi)^n} \int_0^{2\pi} \cdots \int_0^{2\pi} f(\phi) d\phi_1, \dots, d\phi_n.$$

2. El *promedio temporal* de  $f$  en  $\mathbb{T}^n$  es la función

$$f^*(\phi_0) = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_0^T f(\phi_0 + \omega t) dt,$$

definida en los puntos  $\phi_0$  en los que exista el límite.

**Teorema 13.3** (Teorema de los promedios). *Si  $f : \mathbb{T}^n \rightarrow \mathbb{R}$  es una función integrable Riemann y las frecuencias  $\omega$  son independientes, el promedio temporal está bien definido en todo el toro  $\mathbb{T}^n$  y coincide en todo punto con el promedio espacial.*

*Demostración.* En primer lugar, consideramos funciones de la forma  $e^{i\langle k, \phi \rangle}$ ,  $k \in \mathbb{Z}^n$ . Si  $k = 0$ , entonces  $\bar{f} = f = f^* = 1$ . Si  $k \neq 0$ ,  $\bar{f}$  es una integral a periodos en funciones trigonométricas, luego es igual a 0. Por otra parte

$$\int_0^T e^{i\langle k, \phi_0 + \omega t \rangle} dt = e^{i\langle k, \phi_0 \rangle} \int_0^T e^{i\langle k, \omega \rangle t} dt = e^{i\langle k, \phi_0 \rangle} \frac{e^{i\langle k, \omega \rangle T} - 1}{i \langle k, \omega \rangle}.$$

Por tanto, el promedio temporal será

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{e^{i\langle k, \phi_0 \rangle}}{i \langle k, \omega \rangle} \frac{e^{i\langle k, \omega \rangle T} - 1}{T} = 0.$$

Como los promedios dependen linealmente de  $f$ , también coincidirán para los polinomios trigonométricos

$$f = \sum_{|k| < N} f_k e^{i\langle k, \omega \rangle}.$$

Dado  $\varepsilon > 0$ , si  $f$  es continua y real por el teorema de Weierstrass podemos aproximarla por un polinomio trigonométrico  $P$  que cumpla  $|f - P| < \frac{1}{2}\varepsilon$ . Sean  $P_1 = P - \frac{1}{2}\varepsilon$ ,  $P_2 = P + \frac{1}{2}\varepsilon$  entonces

$$\bar{P}_2 - \bar{P}_1 = \frac{1}{(2\pi)^n} \int_{\mathbb{T}^n} (P_2 - P_1) d\phi = \frac{1}{(2\pi)^n} \varepsilon (2\pi)^n = \varepsilon.$$

Dado  $\varepsilon > 0$ , si  $f$  es real e integrable Riemann, entonces existen dos funciones continuas  $f_1, f_2$  tales que  $f_1 < f < f_2$  y  $\int_{\mathbb{T}^n} \frac{1}{(2\pi)^n} (f_2 - f_1) d\phi < \frac{1}{3}\varepsilon$ . Tomando ahora  $P_1, P_2$  polinomios trigonométricos tales que  $P_1 < f_1 < f_2 < P_2$  y  $\int_{\mathbb{T}^n} \frac{1}{(2\pi)^n} (P_i - f_i) d\phi < \frac{1}{3}\varepsilon$ , para  $i = 1, 2$ , entonces

$$\bar{P}_2 - \bar{P}_1 = \frac{1}{(2\pi)^n} \int_{\mathbb{T}^n} (P_2 - P_1) d\phi = \frac{1}{(2\pi)^n} \varepsilon (2\pi)^n = \varepsilon.$$

Por último, sea  $\varepsilon > 0$ , entonces existen dos polinomios trigonométricos  $P_1, P_2$  tales que  $P_1 < f < P_2$  y  $\bar{P}_2 - \bar{P}_1 < \varepsilon$ . Ahora, como  $f < P_2$ ,

$$\frac{1}{T} \int_0^T f(\phi(t)) dt < \frac{1}{T} \int_0^T P_2(\phi(t)) dt,$$

luego

$$\left| \frac{1}{T} \int_0^T f(\phi(t)) dt - \bar{f} \right| < \left| \frac{1}{T} \int_0^T P_2(\phi(t)) dt - \bar{f} \right| < \left| \frac{1}{T} \int_0^T P_2(\phi(t)) dt - \bar{P}_2 \right| + |\bar{P}_2 - \bar{f}|.$$

Pero, como  $P_1 < f < P_2$ , por la monotonía de la integral  $\bar{P}_1 < f < \bar{P}_2$ , luego  $|\bar{P}_2 - \bar{f}| < |\bar{P}_2 - \bar{P}_1| < \varepsilon$ . Además, como  $P_2$  es un polinomio trigonométrico existe un  $T_0$  tal que, si  $T > T_0$

$$\left| \frac{1}{T} \int_0^T P_2(\phi(t)) dt - \bar{P}_2 \right| < \varepsilon.$$

Finalmente, obtenemos lo que queríamos probar

$$\left| \frac{1}{T} \int_0^T f(\phi(t)) dt - \bar{f} \right| < \left| \frac{1}{T} \int_0^T P_2(\phi(t)) dt - \bar{P}_2 \right| + |\bar{P}_2 - \bar{f}| < \varepsilon + \varepsilon = 2\varepsilon,$$

luego  $f^*(\phi_0) = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T f(\phi(t)) dt = \bar{f}$ . □

**Corolario 13.4.** *Si las frecuencias son independientes, entonces, para todo  $\phi_0 \in \mathbb{T}^n$ ,*

$$\{\phi(t) = \phi_0 + \omega t \mid t \in \mathbb{R}\}$$

*es denso en el toro  $\mathbb{T}^n$ .*

*Demostración.* En caso contrario, podemos tomar un abierto  $D$  del toro que no tiene ningún punto de la trayectoria  $\phi(t)$ . Construimos la función

$$f(\phi) = \begin{cases} 0 & \text{si } \phi \notin D \\ \frac{(2\pi)^n}{\int_D d\phi} & \text{si } \phi \in D. \end{cases}$$

Claramente,  $\bar{f} = 1$ , pero  $f^*(\phi_0) = 0$ , lo que contradice el teorema de los promedios.  $\square$

**Corolario 13.5.** *Sea  $D \subset \mathbb{T}^n$  un conjunto medible Jordan. Sea  $A_D = \{t \in \mathbb{R} \mid \phi(t) \in D\}$  (que también es medible Jordan) y sea  $\tau_D(T) = \int_0^T \chi_{A_D}(t) dt$ . Entonces*

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\tau_D(T)}{T} = \frac{\text{Vol}(D)}{(2\pi)^n}.$$

*Demostración.* Aplicamos el teorema a  $\chi_D$ , entonces  $\int_0^T \chi_D(\phi(t)) dt = \int_0^T \chi_{A_D}(t) dt = \tau_D(T)$  y  $\bar{\chi}_D = (2\pi)^{-n} \text{Vol}(D)$ . Finalmente, por el teorema de los promedios

$$\bar{\chi}_D = \frac{\text{Vol}(D)}{(2\pi)^n} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \chi_D(\phi(t)) dt = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\tau_D(T)}{T}.$$

$\square$

## 14. SISTEMAS CON UN GRADO DE LIBERTAD

En esta sección damos algunas generalidades sobre los sistemas hamiltonianos con un grado de libertad que, como ya hemos visto, son todos integrables en el sentido de Liouville. Uno de los ejemplos más característicos es el péndulo simple, que estudiamos a continuación.

### El péndulo simple.

Consideramos un péndulo de masa  $m = 1$  cuya «cuerda» es una barra rígida de masa despreciable y longitud 1. El espacio de configuración del péndulo es entonces la circunferencia unidad  $\mathbb{S}^1$  y su espacio de fases será el fibrado tangente de  $\mathbb{S}^1$ , que no es otra cosa que un cilindro. Tomando como coordenada generalizada el ángulo  $\phi$  de desviación del péndulo respecto de la vertical, el hamiltoniano viene dado por

$$H(\phi, p) = \frac{1}{2} p^2 - g \cos \phi,$$

donde  $g$  es la aceleración de la gravedad y hemos tomado el centro como origen de energía potencial. Como podemos ver en la figura 7 las trayectorias son cerradas, luego cada curva de energía constante es compacta. Para estudiar los puntos críticos, nótese que  $dH$

es distinta de 0 en todo punto exceptuando los casos  $(\phi = 0, p = 0)$  y  $(\phi = \pi, p = 0)$ , que corresponden a puntos de equilibrio (el primero, estable, el segundo, inestable) donde la trayectoria es sólo un punto. La curva que aparece punteada en la figura, de ecuación

$$g = H(\phi, p) = \frac{1}{2}p^2 - g \cos \phi,$$

corresponde al punto de equilibrio y a dos trayectorias que tienden asintóticamente al punto de equilibrio inestable. Este conjunto no es un toro de Liouville ya que contiene al punto crítico  $(\pi, 0)$ . Estas trayectorias son matemáticamente factibles aunque su realización práctica parezca una tarea imposible. Las curvas que quedan dentro de la curva punteada corresponden a movimientos de oscilación en torno al punto de equilibrio estable, mientras que las que quedan fuera corresponden a movimientos de rotación del péndulo alrededor de su centro.

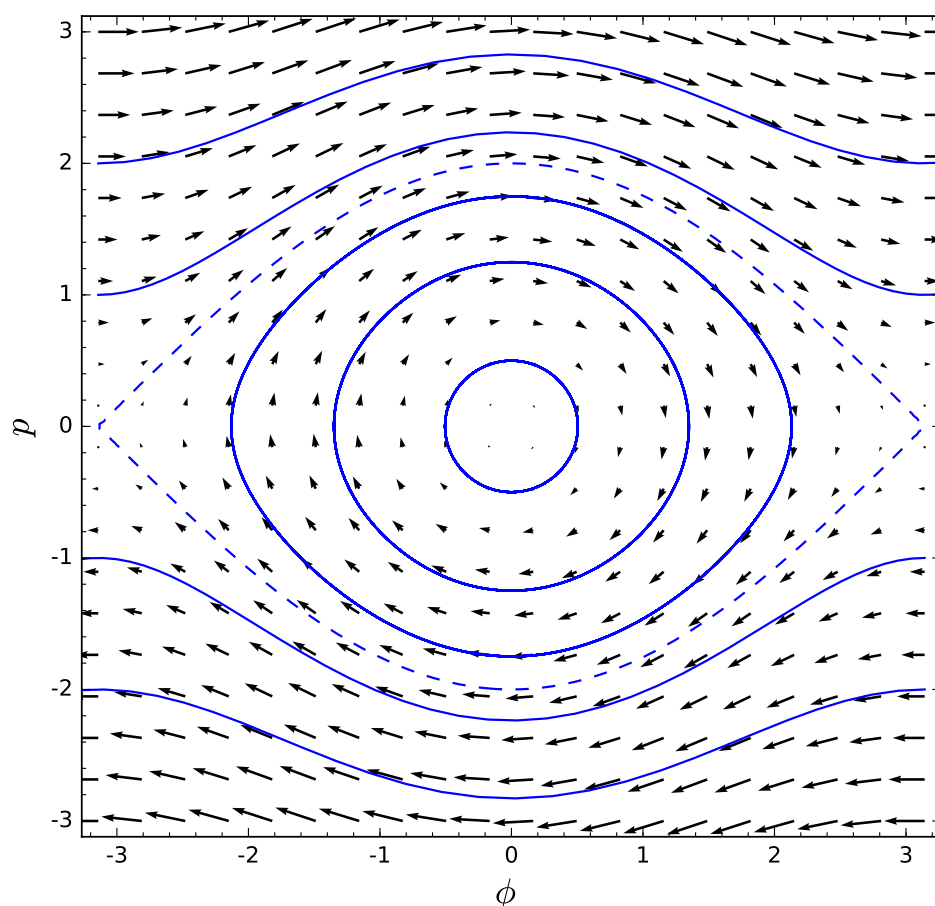


FIGURA 7. Espacio de fases del péndulo junto al campo hamiltoniano y las curvas de nivel. Nótese que el lado derecho ( $\phi = \pi$ ) está identificado con el lado izquierdo ( $\phi = -\pi$ ), ya que se trata de un cilindro.

### Puntos críticos de los sistemas con un grado de libertad.

Los dos tipos de punto crítico que presenta el péndulo simple se conocen como *centros*, para el  $(0, 0)$  y *sillas*, para el  $(\pi, 0)$ . Podemos probar que, de hecho esos son los únicos

tipos de punto crítico que puede presentar un sistema hamiltoniano en  $\mathbb{R}^2$ . En efecto, supongamos que  $(0,0)$  es un punto de equilibrio de un sistema hamiltoniano. Podemos escribir las ecuaciones de Hamilton en la forma

$$\begin{pmatrix} \dot{q} \\ \dot{p} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial H}{\partial q} \\ \frac{\partial H}{\partial p} \end{pmatrix},$$

de modo que su versión linealizada en torno al  $(0,0)$  será

$$\begin{pmatrix} \dot{q} \\ \dot{p} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 H}{\partial q^2} & \frac{\partial^2 H}{\partial p \partial q} \\ \frac{\partial^2 H}{\partial q \partial p} & \frac{\partial^2 H}{\partial p^2} \end{pmatrix} \Big|_{(q,p)=(0,0)} \begin{pmatrix} q \\ p \end{pmatrix} = J_1 B \begin{pmatrix} q \\ p \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} q \\ p \end{pmatrix}.$$

De la simetría de la matriz de segundas derivadas  $B$  y de las propiedades de la matriz  $J_1$ , tenemos que  $A$  ha de cumplir la condición

$$A^t J_1 + J_1 A = 0.$$

Las matrices que cumplen esta condición forman el álgebra de Lie  $\mathfrak{sp}(2)$  del grupo simpléctico  $\mathrm{Sp}(2)$ .

**Proposición 14.1.** *Si  $\alpha$  es un autovalor de una matriz  $A \in \mathfrak{sp}(2)$  con multiplicidad algebraica  $k$ , entonces  $-\alpha$  es también un autovalor de  $A$  con la misma multiplicidad. Si  $\alpha = 0$  entonces su multiplicidad es par.*

*Demostración.* Los autovalores son los ceros del polinomio característico  $P(\alpha) = \det(\alpha I - A)$ . Por tanto, basta probar que  $\det(\alpha I - A) = \det(\alpha I + A)$ . Esto se ve de la siguiente manera,

$$\begin{aligned} P(\alpha) &= \det(\alpha I - A) = \det(-\alpha J_1^2 - J_1 B) = \det J_1 \det(-\alpha J_1 - B) \\ &= \det(-\alpha J_1 - B)^t = \det(\alpha J_1 - B) = \det(\alpha I - J_1^{-1} B) \\ &= \det(\alpha I + J_1 B) = \det(\alpha I + A). \end{aligned}$$

□

Por tanto, los autovalores de  $A$  son imaginarios, opuestos o ambos cero, luego el punto crítico  $(0,0)$  solo puede ser un centro (en el caso de autovalores imaginarios) o un punto de silla (en el caso de autovalores reales opuestos). Como consecuencia de esto tenemos que el sistema hamiltoniano no puede tener puntos *asintóticamente estables*, lo que tal vez era de esperar a la vista de la conservación de la energía y del teorema de Liouville: los puntos asintóticamente estables funcionarían como «fuentes» o «sumideros» del área de Liouville.

## 15. MÁS SISTEMAS INTEGRABLES

Cuando estudiamos sistemas con varios grados de libertad, la integrabilidad requiere de la existencia de cantidades conservadas adicionales. Como ya vimos en el apartado de simetrías y leyes de conservación, una forma útil de encontrar cantidades conservadas es observar las simetrías del sistema, siguiendo el mecanismo de Noether. En esta sección veremos dos ejemplos donde podemos ver directamente esta relación entre las simetrías y la integrabilidad del sistema.



### El péndulo esférico.

Un péndulo esférico consiste en una partícula (aquí supondremos de masa  $m = 1$ ) enganchada por una barra rígida de masa despreciable y de longitud 1 a un punto del espacio y bajo la acción de la gravedad. Es decir, es como un péndulo simple, solo que no está restringido a oscilar en un solo plano, sino que puede moverse libremente, ver figura 8.

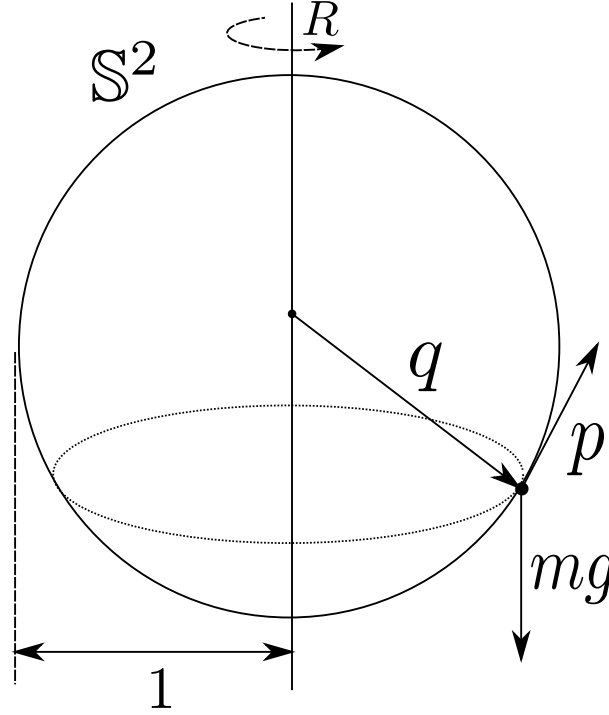


FIGURA 8. Péndulo esférico

Podemos considerar el sistema inmerso en  $\mathbb{R}^3$ , de modo que el espacio de fases en principio será el espacio simpléctico estándar 6-dimensional  $(\mathbb{R}^6, \Omega_3)$ . Ahora, la ligadura del péndulo restringe el movimiento espacial a una esfera de radio 1, y las velocidades serán siempre tangentes a esta esfera. De este modo, el espacio de fases será

$$M = \{(q, p) \in \mathbb{R}^6 : \|q\| = 1, \langle q, p \rangle = 0\},$$

que claramente es difeomorfo al fibrado tangente de la esfera,  $TS^2$ . La forma simpléctica en  $M$  será simplemente la restricción de  $\Omega_3$  a  $M$ . El hamiltoniano será la restricción a  $M$  de la función

$$H : \mathbb{R}^6 \longrightarrow \mathbb{R}$$

$$(q, p) \longmapsto \frac{1}{2m} \|p\|^2 + mgq_3,$$

donde  $q_3$  es la componente vertical del vector  $q = (q_1, q_2, q_3)$ .

Observemos ahora que el sistema es invariante bajo las rotaciones en torno a la vertical. En efecto, si  $R \in \text{SO}(3)$  es una rotación en torno a la vertical, como la tercera componente no varía respecto de las rotaciones en torno a la vertical y las rotaciones preservan la norma,

$$H(R(q), R(p)) = \frac{1}{2m} \|R(p)\|^2 + mgq_3 = \frac{1}{2m} \|p\|^2 + mgq_3 = H(q, p).$$

Por tanto, la tercera componente del momento angular  $L_3 = q_1 p_2 - q_2 p_1$  es una cantidad conservada del sistema  $(M, H)$ . Como  $\dim(M) = 4$  y hemos encontrado una cantidad conservada del sistema a parte del propio hamiltoniano, no es difícil comprobar que  $H$  y  $L_3$  son independientes para casi todo punto, luego el sistema  $(M, H)$  será integrable en el sentido de Liouville.

### El potencial central.

Consideremos el caso genérico de una partícula moviéndose en el espacio sujeta a una fuerza central, es decir, dirigida siempre hacia el origen y cuyo valor dependa solo de la distancia de la partícula a este. Un ejemplo típico sería el de una partícula moviéndose en un potencial kepleriano  $V(r) = -k/r$  (por ejemplo, la Tierra alrededor del Sol). El espacio de fases del sistema es el espacio simpléctico estándar 6-dimensional  $(\mathbb{R}^6, \Omega_3)$  y el hamiltoniano viene dado por la función

$$H(q, p) = \frac{1}{2m} \|p\|^2 + V(\|q\|).$$

Claramente, el sistema es invariante bajo rotaciones ya que, si  $R \in \text{SO}(3)$  es una rotación, entonces, como las rotaciones preservan la norma

$$H(R(q), R(p)) = \frac{1}{2m} \|R(p)\|^2 + V(\|R(q)\|) = \frac{1}{2m} \|p\|^2 + V(\|q\|) = H(q, p).$$

Como consecuencia, se conserva el momento angular  $L = q \times p$ . En particular, se conservarán  $L^2 = \langle L, L \rangle$  y  $L_3 = q_1 p_2 - q_2 p_1$ . Ahora, si calculamos el corchete de Poisson

$$\{L^2, L_3\} = \sum_{i=1}^3 \{L_i^2, L_3\} = \sum_{i=1}^3 2L_i \{L_i, L_3\},$$

por la regla de Leibniz. Como  $\{L_3, L_3\} = 0$ , tenemos

$$\{L^2, L_3\} = 2L_1 \{L_1, L_3\} + 2L_2 \{L_2, L_3\}.$$

Basta entonces hallar

$$\{L_1, L_3\} = \{q_2 p_3 - q_3 p_2, q_1 p_2 - q_2 p_1\},$$

que, usando la linealidad del corchete de Poisson y la identidad de Jacobi y teniendo en cuenta que  $\{q_i, q_j\} = \{p_i, p_j\} = 0$  podemos desarrollar hasta llegar a

$$\{L_1, L_3\} = -p_3 q_1 \{q_2, p_2\} - q_3 p_1 \{p_2, q_2\} = +p_3 q_1 - q_3 p_1 = -L_2.$$

Un cálculo análogo muestra que  $\{L_2, L_3\} = L_1$ , de modo que

$$\{L^2, L_3\} = -2L_1 L_2 + 2L_2 L_1 = 0.$$

Por tanto,  $H$ ,  $L^2$  y  $L_3$  son 3 funciones en involución y además es posible comprobar que son independientes en casi todo punto de  $\mathbb{R}^6$ , de modo que el sistema  $(M, H)$  es integrable en el sentido de Liouville.

### REFERENCIAS

- [1] R. Abraham and J. E. Marsden. *Foundations of Mechanics*. Benjamin/Cummings, 1978.
- [2] V. I. Arnold. *Mathematical Methods of Classical Mechanics*. Springer-Verlag, 1989. [5](#)
- [3] Michèle Audin. *Torus actions on symplectic manifolds*. Birkhäuser, 2012.
- [4] A. V. Bolsinov and A.T. Fomenko. *Integrable Hamiltonian systems: geometry, topology, classification*. CRC Press, 2004.
- [5] A. C. Da Silva and F. Takens. *Lectures on symplectic geometry*. Springer, 2001.

- [6] J.F. Fernando, J.M. Gamboa, and J.M. Ruiz. *Álgebra lineal (vol. 2)*. Sanz y Torres, 2010. [15](#)
- [7] J.M. Gamboa and J.M. Ruiz. *Introducción al estudio de las Variedades Diferenciables*. Sanz y Torres, 2016. [9](#)
- [8] H. Goldstein, C.P. Poole, and J.L. Safko. *Classical Mechanics*. Pearson Education India, 2011. [4](#)
- [9] Victor Guillemin. “Lecture notes on Theory of Differential Forms. Chapter 5: Cohomology via forms”. <http://math.mit.edu/classes/18.952/spring2012/chapter5.pdf>, 2012. Online; visto el 22 de julio de 2017.
- [10] L.D. Landau and E.M. Lifshitz. *Curso de física teórica (vol. 1): Mecánica*. Reverté, 1985. [4](#)
- [11] John M. Lee. *Introduction to Smooth Manifolds*. Springer, 2003. [14](#)
- [12] Florian Scheck. *Mechanics: from Newton’s laws to deterministic chaos*. Springer Science & Business Media, 2010.
- [13] Graeme Segal. “Lecture notes on symplectic manifolds and quantization”. [http://web.math.ucsb.edu/~drm/conferences/ITP99/segal/segal2\\_n.pdf](http://web.math.ucsb.edu/~drm/conferences/ITP99/segal/segal2_n.pdf), 1999. Online; visto el 24 de febrero de 2018.
- [14] J.-M. Souriau. *Structure des systèmes dynamiques*. Dunod, 1969.
- [15] Michael Spivak. *Physics for Mathematicians: Mechanics I*. Publish or Perish, 2010.