

6 Sistema de partículas

La idea que tenemos ahora es extender los conceptos desarrollados a un sistema de varias partículas ya que sabemos que en la naturaleza esta es la situación que se nos presenta. No olvidemos que las leyes de Newton fueron enunciadas para una partícula y queremos ver si pueden extenderse en la forma que las conocemos a un sistema de N partículas, que por el momento consideramos discreto. Las consideraciones que obtendremos son generales independientemente de que sistema se trate. Antes de comenzar introduzcamos la cantidad de movimiento de una partícula. Es un vector definido como el producto de un escalar, la masa y su velocidad que es un vector

$$\mathbf{p} = m\mathbf{v},$$

vemos aquí que su nombre está relacionado con el movimiento de una partícula, ya que aparece su velocidad y su inercia ya que contiene la masa. Notemos además que como hemos estado considerando una partícula sin estructura, pues sino sería en sí misma un sistema, su masa es constante y podemos ver que $\frac{d\mathbf{p}}{dt} = m\frac{d\mathbf{v}}{dt} = m\mathbf{a}$ con lo que la segunda ley de Newton toma la forma

$$\mathbf{F}_N = \frac{d\mathbf{p}}{dt}$$

que es más general que su forma original pues podría aplicarse al caso de una partícula o cuerpo de masa variable como sucede por ejemplo con un cohete que al moverse va perdiendo combustible. En ese caso cuando derivamos tendríamos un término $\frac{dm}{dt}\mathbf{v}$. Comencemos entonces tratando de definir una cantidad de movimiento para un sistema de N partículas. Probemos con la propuesta (pues no sabemos de antemano que forma tendrá)

$$\mathbf{P} = \sum_{i=1}^N \mathbf{p}_i$$

si tomamos la derivada tendremos

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = \sum_{i=1}^N \frac{d\mathbf{p}_i}{dt} = \sum_{i=1}^N \mathbf{F}_{Ni},$$

donde hemos aplicado la segunda ley de Newton a cada partícula lo cual es válido. \mathbf{F}_{Ni} es la fuerza neta actuante sobre cada partícula y como ahora tenemos un sistema podríamos separar dicha fuerza neta en fuerzas debidas a las otras partículas dentro del sistema, llamadas fuerzas internas, y a fuerzas provenientes desde afuera del sistema, que por supuesto ejercerán otras partículas que no son consideradas parte de nuestro sistema

$$\mathbf{F}_{Ni} = \mathbf{F}_{Ni}^{int} + \mathbf{F}_{Ni}^{ext} = \sum_{j \neq i} \mathbf{F}_{ij} + \mathbf{F}_{Ni}^{ext}$$

donde hemos expresado las fuerzas internas como la suma de fuerzas ejercidas sobre la i -ésima partícula por todas las demás j diferentes, una partícula no ejerce fuerza sobre sí misma, y la fuerza neta externa. Sabemos que las fuerzas entre partículas respetan el principio de acción y reacción cumpliéndose $\mathbf{F}_{ij} = -\mathbf{F}_{ji}$, por lo tanto si despegamos el segundo miembro de la derivada de \mathbf{P} para las fuerzas internas tendremos

$$\sum_{i=1}^N \mathbf{F}_{Ni}^{int} = \sum_{i=1}^N \sum_{j \neq i} \mathbf{F}_{ij} = \mathbf{F}_{12} + \mathbf{F}_{13} + \dots + \mathbf{F}_{21} + \mathbf{F}_{23} + \dots + \mathbf{F}_{31} + \dots = \cancel{\mathbf{F}_{12}} + \cancel{\mathbf{F}_{13}} + \dots + \mathbf{F}_{23} + \dots + \cancel{\mathbf{F}_{13}} + \dots$$

con lo que vemos que las fuerzas internas del sistema se cancelan de a pares y no tendrán influencia en la variación temporal de \mathbf{P} . De esta manera sólo subsiste la fuerza neta externa o suma sobre todas las fuerzas externas actuantes sobre cada partícula y finalmente tendremos

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = \sum_{i=1}^N \mathbf{F}_{Ni}^{ext} \equiv \mathbf{F}_N^{ext}, \quad \mathbf{P} = \sum_{i=1}^N \mathbf{p}_i$$

con lo que vemos que podemos extender la segunda ley de Newton considerando a la cantidad de movimiento total del sistema como la suma de las individuales y en vez de aparecer la fuerza neta sobre una partícula ahora aparece la fuerza neta externa sobre el sistema, que se obtiene sumando las fuerzas externas sobre cada partícula individual.

La expresión anterior nos dice varias cosas interesantes:

- Primero que podemos aplicar la segunda ley de Newton si ahora interpretamos la cantidad de movimiento como la total del sistema y a la fuerza neta como la fuerza neta externa sumada sobre todas las partículas.
- Las fuerzas internas centrales se cancelan de a pares y no influyen en la evolución de la cantidad de movimiento del sistema.
- Si las fuerzas externas se compensan o estamos en presencia de un sistema aislado (que no tiene influencia externa) $\mathbf{F}_N^{ext} = \mathbf{0}$, entonces se cumplirá

$$\mathbf{F}_N^{ext} = \mathbf{0} \Rightarrow \frac{d\mathbf{P}}{dt} = 0 \Rightarrow \mathbf{P} = \text{cte}$$

o sea se conserva en el tiempo la cantidad de movimiento total del sistema. Observemos que aquí no hablamos de fuerzas conservativas o no, sino de que las fuerzas externas cualesquiera sean, den una fuerza neta cero. Este es el segundo principio de conservación que hemos encontrado.

- Notemos que $\mathbf{P} = \text{cte} \Rightarrow \mathbf{P}_i = \mathbf{P}_f$ entre dos instantes cualesquiera donde se cumple que $\mathbf{F}_N^{ext} = \mathbf{0}$ y que además como la cantidad de movimiento es un vector tenemos en realidad tres ecuaciones de conservación

$$\begin{aligned} P_{ix} &= P_{fx} \\ P_{iy} &= P_{fy} \\ P_{iz} &= P_{fz} \end{aligned}$$

Ya hemos entonces encontrado una definición que parece apropiada para la cantidad de movimiento de un sistema. Sigamos ahora con otras definiciones. Si quisiéramos definir la velocidad de un sistema como un todo podríamos inclinarnos a decir que es la suma de las velocidades de todas las partículas que lo componen. Pero como veremos esto no es así. En lugar de esto pensemos que si para una partícula hemos definido $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$, para ser consistentes nuestra definición de la velocidad \mathbf{V} de un sistema debería cumplir $\mathbf{P} = M\mathbf{V}$ donde $M = m_1 + m_2 + \dots = \sum_i^N m_i$ que sería la masa total del sistema. En la mecánica no relativista (que significa

que las velocidades de las partículas son muy pequeñas frente a la de la luz) la masa total puede considerarse como una constante. Finalmente si despejamos la velocidad del sistema obtendremos

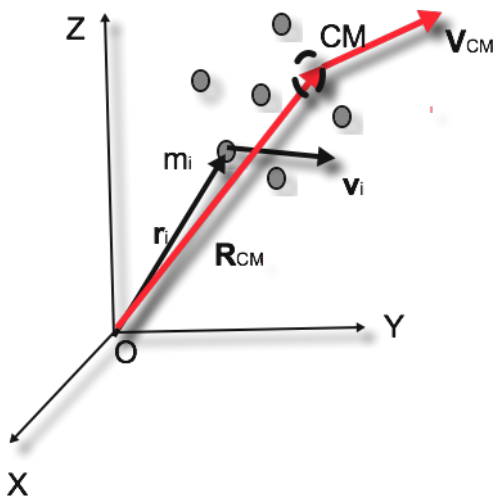
$$\mathbf{V} = \frac{\mathbf{P}}{M} = \frac{\sum_{i=1}^N \mathbf{p}_i}{M} = \sum_i \frac{m_i}{M} \mathbf{v}_i$$

donde hemos usado que $\mathbf{p}_i = m_i \mathbf{v}_i$. Notemos entonces que la definición no sería $\mathbf{V} = \sum_{i=1}^N \mathbf{v}_i$ sino una suma pesada por un factor m_i/M que dependerá de cuanto contribuya cada partícula a la masa total. Siguiendo ahora con nuestra búsqueda de magnitudes del sistema como un todo podríamos ver si es posible definir algún vector posición para el sistema. Siendo coherentes este vector posición \mathbf{R} debería cumplir con $\mathbf{V} = \frac{d\mathbf{R}}{dt}$ según el concepto de velocidad instantánea y entonces tendríamos

$$\mathbf{R}(t) = \int \mathbf{V}(t) dt + \mathbf{R}_0 = \sum_i \frac{m_i}{M} \int \mathbf{v}_i(t) dt + \mathbf{R}_0 = \sum_i \frac{m_i}{M} \mathbf{r}_i(t) + \mathbf{R}_0$$

donde hemos usado que $\mathbf{v}_i(t) = d\mathbf{r}_i/dt$ y además podemos tomar el origen de coordenadas de manera que $\mathbf{R}(0) = \mathbf{R}_0 = 0$. De esta manera tampoco la posición del sistema como un todo es $\mathbf{R} = \sum_i \mathbf{r}_i$ sino una suma pesada $\mathbf{R} = \sum_i \frac{m_i}{M} \mathbf{r}_i$. Obviamente el vector posición \mathbf{R} no coincidirá en general con la posición de ninguna de las partículas y es considerado un punto en el espacio dentro de cada sistema que se moverá a medida que evolucione el movimiento del sistema. Estará más cerca de las partículas más masivas ya que tenemos un peso m_i/M . A dicho punto que define el movimiento de un sistema como un todo se lo llama centro de masas (CM). Definimos entonces la posición, velocidad y cantidad de movimiento de ese punto ficticio para un sistema como

$$\mathbf{R}_{CM}(t) = \sum_i \frac{m_i}{M} \mathbf{r}_i(t), \quad \mathbf{V}_{CM}(t) = \sum_i \frac{m_i}{M} \mathbf{v}_i(t), \quad \mathbf{P}_{CM} \equiv \mathbf{P} = M \mathbf{V}_{CM}$$



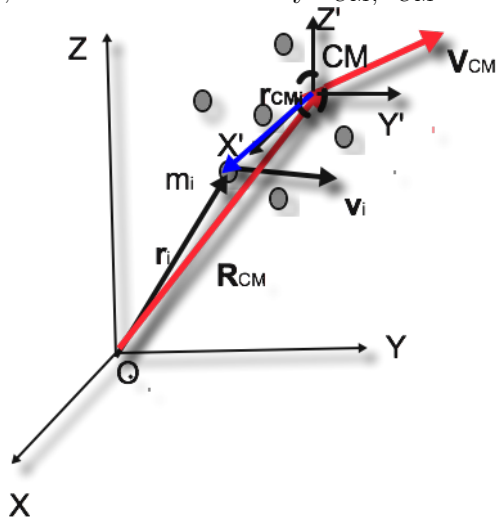
Algunas observaciones importantes deberán hacerse:

- Nuestras definiciones nos llevan a pensar que la cantidad de movimiento total \mathbf{P} del sistema sería como el de una partícula de masa M que se moviera como el CM. Esto no es algo real, pues ya hemos dicho que el CM no coincide con ninguna de las partículas dentro del sistema, simplemente es una forma de pensar las cosas.

- Cuando el sistema está aislado o $\mathbf{F}_N = \mathbf{0}$ la cantidad de movimiento \mathbf{P}_{CM} permanece constante y también $\mathbf{V}_{CM} = \mathbf{P}_{CM}/M = \mathbf{cte}$, o sea el centro de masas se mueve con velocidad constante aunque no lo hagan cada una de las partículas. En particular si el CM estaba en reposo seguirá estando en reposo, y las partículas se irán acomodando para mantener ésto.
- Cuando el CM se mueve a velocidad constante es posible montar un sistema de referencia inercial sobre él con origen O' . Será posible entonces conectar nuestras observaciones entre el sistema O (comunmente llamado de laboratorio o LAB) con el O' (CM) mediante una transformación de Galileo

$$\begin{aligned}\mathbf{r}(t) &= \mathbf{r}_{CM}(t) + \mathbf{R}_{CM}(t) = \mathbf{r}_{CM}(t) + \mathbf{V}_{CM} t \\ \mathbf{v}(t) &= \mathbf{v}_{CM}(t) + \mathbf{V}_{CM}\end{aligned}$$

donde \mathbf{r}, \mathbf{v} se refieren al LAB y $\mathbf{r}_{CM}, \mathbf{v}_{CM}$ al CM.



asi podrmos transformar la posición y velocidad de cada partícula del LAB ($\mathbf{r}_i, \mathbf{v}_i$) a CM($\mathbf{r}_{CMi}, \mathbf{v}_{CMi}$).

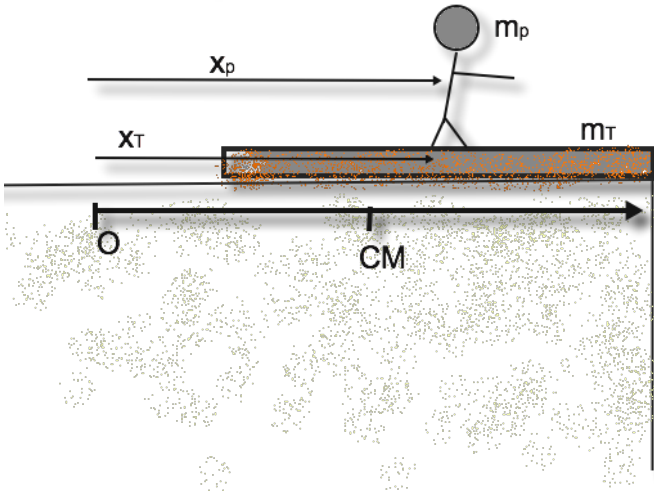
- Notemos que tanto la posición como la velocidad del CM respecto de si mismo serán siempre cero o sea $\mathbf{R}_{CM,CM}, \mathbf{V}_{CM,CM} = \mathbf{0}$ y por lo tanto cuando nos paremos en el CM siempre se cumplirá

$$\sum_i^N \frac{m_i}{M} \mathbf{r}_{CMi}(t) = \mathbf{0}, \quad \sum_i^N \frac{m_i}{M} \mathbf{v}_{CMi}(t) = \mathbf{0}$$

Como veremos el uso del CM simplifica la resolución de algunos problemas.

Ejemplo:

Una persona esta parada sobre una tabla larga que está apoyada sobre la nieve al borde de un risco. Hacia donde deberá caminar la persona para alejarse del risco?



Primero consideraremos al sistema tabla-persona. Si suponemos despreciable el roce con la nieve tendremos $\mathbf{F}_N^{ext} = (0, N - P_T - P_p) = 0$ pues la normal sobre la tabla debe ser igual a los pesos sumados para que no se unda la tabla, y no tenemos fuerzas externas a lo largo del eje X pues hemos despreciado el roce. La posición y velocidad del CM serán

$$X_{CM} = \frac{m_T}{m_h + m_T} x_T + \frac{m_p}{m_h + m_T} x_p,$$

$$V_{CM} = \frac{m_T}{m_h + m_T} v_T + \frac{m_p}{m_h + m_T} v_p,$$

y el CM estará mas cerca de la tabla o de la persona según quien tenga mayor masa respecto a la total. Ahora como las fuerzas externas se compensan la velocidad de CM es constante y como la tabla y la persona comienzan a moverse desde el reposo $v_T(0) = v_p(0) = 0 \Rightarrow V_{CM}(0) = 0$, deberá cumplirse en todo momento que $V_{CM} = 0$, de esta manera para todo tiempo se cumplirá

$$\frac{m_T}{m_h + m_T} v_T + \frac{m_p}{m_h + m_T} v_p = 0$$

$$v_p = -\frac{m_T}{m_p} v_T$$

y así si quiero que la tabla se aleje del risco ($v_T < 0$) la persona debiera tener $v_p > 0$ o sea caminar hacia el risco, contrariamente a lo que el sentido común nos indicaría.

Hasta el momento hemos supuesto que el sistema es discreto pero hay casos en que puede ser considerado como un continuo de materia distribuida con una densidad $\rho(\mathbf{r})$ que nos dá la masa por unidad de volumen del sistema en la posición \mathbf{r} del mismo. De esta manera en dicho punto tendremos una masa $dm = \rho(\mathbf{r})d^3r$ y ahora consideramos al sistema constituido por "partículas" con dicha masa ubicadas en la posiciones \mathbf{r} , ahora las sumatorias sobre partículas se sustituyen por integrales de volumen, herramienta que aprenderán en Análisis II pero aqui los problemas a resolver las reducirán a casos muy simples. De esta manera para un sistema continuo nuestra definición de la posición del CM será

$$\mathbf{R}_{CM} = \int_V d^3r \frac{\rho(\mathbf{r})}{M} \mathbf{r}, \quad M = \int_V d^3r \rho(\mathbf{r})$$

donde las integrales se realizan sobre el volúmen V que ocupa el sistema en un tiempo dado y sobre las diferentes posiciones en dicho tiempo.

Ejemplo:

Calcular la posición del CM de una barra de longitud $L = 1m = 100cm$ de sección pequeña con una densidad lineal de masa $\rho(x) = 2 \times 10^{-4} \frac{kg}{cm^2} x$. Como es un problema unidimensional y la sección de la barra es despreciable vamos a reemplazar la integral de volúmen por una integral convencional

$$X_{CM} = \int_0^L \rho(x)x dx = 2 \times 10^{-4} \frac{kg}{cm^2} x^2 dx = \frac{2 \times 10^{-4}}{3} \frac{kg}{cm^2} x^3 \Big|_0^{100cm} = 67cm$$

a partir de su extremo.

6.1 Energía mecánica de un sistema de partículas

Si queremos extender el concepto de energía mecánica a un sistema podríamos recordar como encontramos la expresión para la energía cinética de una partícula y como se definió la energía potencial. Recordemos que la variación en la energía cinética y su expresión se obtuvo calculando el trabajo realizado por la fuerza neta que actúa sobre una partícula. Ahora tenemos varias partículas cada una con una dada trayectoria y podríamos volver a calcular el trabajo que realiza \mathbf{F}_{Ni} sobre cada una de ellas y obtendríamos como antes

$$W_{\mathbf{F}_{Ni}}^{AB} = \int_{\mathcal{C}_i^{AB}} \mathbf{F}_{Ni} \cdot d\mathbf{r}_i = \Delta \left(\frac{1}{2} m_i v_i^2 \right) = \frac{1}{2} m_i v_{Bi}^2 - \frac{1}{2} m_i v_{Ai}^2$$

entre dos posiciones A y B recorriendo la trayectoria \mathcal{C}_i^{AB} . Además podríamos sumar cada trabajo realizado sobre cada partícula y *definir* así el trabajo realizado por todas las fuerzas actuantes sobre el sistema (tanto internas como externas ya que sobre cada partícula actúan fuerzas de este tipo). Observese que digo definir el trabajo total ya que no se podría calcular como la integral de \mathbf{F}_N pues esta fuerza no actúa en sí sobre una determinada partícula y además cada partícula tiene su trayectoria diferente. Aquí el trabajo sobre cada partícula se calculará sobre cada trayectoria entre dos configuraciones $A \equiv \mathbf{r}_{A1}, \mathbf{v}_{A1}; \mathbf{r}_{A2}, \mathbf{v}_{A2}; \mathbf{r}_{A3}, \mathbf{v}_{A3}; \dots$ y $B \equiv \mathbf{r}_{B1}, \mathbf{v}_{B1}; \mathbf{r}_{B2}, \mathbf{v}_{B2}; \mathbf{r}_{B3}, \mathbf{v}_{B3}; \dots$ de posiciones y velocidades de todas las partículas en el sistema y con la fuerza neta sobre cada partícula. Podemos definir la energía cinética para cada partícula como $E_{ci} = \frac{1}{2} m_i v_i^2$ y el cambio ΔE_{ci} sobre cada partícula. Si definimos ahora la energía cinética del sistema como la suma de las individuales tendremos

$$\begin{aligned} W_N^{AB} &= \sum_i^N W_{\mathbf{F}_{Ni}}^{AB} = \sum_i^N \left(\frac{1}{2} m_i v_{Bi}^2 - \frac{1}{2} m_i v_{Ai}^2 \right) \\ E_c &= \sum_i^N E_{ci} = \sum_i^N \frac{1}{2} m_i v_i^2 \\ W_N^{AB} &= E_c^B - E_c^A \end{aligned}$$

que es la generalización del teorema trabajo-variación de energía cinética para un sistema.

Podríamos ahora separar la fuerza neta sobre cada partícula en conservativas y no conservativas como lo hicimos para el caso de una partícula (en realidad dos porque alguien tenía que ejercer la fuerza). Nuevamente si definimos el trabajo de las fuerzas conservativas como

$$W_C^{AB} = \sum_{i,c}^N W_{ci}^{\mathbf{r}_i^B \mathbf{r}_i^A}$$

donde W_{ci} es el trabajo realizado por la fuerza conservativa \mathbf{F}_{ic} que actúa sobre la partícula i -ésima (podemos tener fuerzas conservativas de distinta naturaleza presentes) y recordamos que definimos la energía potencial asociada a dicha fuerza como $-W_{ci}^{\mathbf{r}_i^B \mathbf{r}_i^A} = U_c(\mathbf{r}_i^B) - U_c(\mathbf{r}_i^A)$. Notemos que como fue mencionado antes $\mathbf{r}_i^{A,B}$ era la posición de la partícula respecto de otra más masiva, que considerábamos quieta, que es quien produce la fuerza conservativa. Además por el principio de acción y reacción la otra partícula sentirá una fuerza igual y contraria. Por esto no hablamos de la energía potencial de una partícula sino de dos partículas interactuantes y la expresaremos en términos de la posición relativa. Ahora ya no asumimos que la otra partícula dentro del sistema es muy masiva. Es decir hablaremos de $U_c(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)$ como la energía potencial de interacción entre ambas partículas i, j y ambas se moverán normalmente. Si hubiera interacciones generadas por partículas externas al sistema podríamos considerar a dichas partículas como cuasi-fijas si es que son muy masivas y entonces la energía potencial dependería de las coordenadas de cada partícula individual del sistema. Por ejemplo si tenemos dos cuerpos unidos por un resorte este ejerce una fuerza interna, pero además está el peso de cada partícula que ejerce la tierra que son fuerzas externas al sistema de dichos dos cuerpos. Por lo tanto la energía mecánica de la partícula i será (separada en energías potenciales debidas a fuerzas internas y externas)

$$E_{Mi} = \frac{1}{2}m_i v_i^2 + \sum_{j=1, j \neq i, c}^N U_c^{int}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) + \sum_c U_c^{ext}(\mathbf{r}_i)$$

y ahora para el sistema no debemos sumar dos veces la energía potencial ya que está definida para un par de partículas, por esto podemos hacer una suma sin restringir entre partículas distintas pero como $U_c^{int}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) = U_c^{int}(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)$ debe ir sólo una vez ponemos un factor $\frac{1}{2}$ adelante y tendremos

$$E_M = \sum_{i=1}^N \frac{1}{2}m_i v_i^2 + \frac{1}{2} \sum_{i,j=1, j \neq i}^N \sum_c U_c^{int}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) + \sum_{i=1, c}^N U_c^{ext}(\mathbf{r}_i).$$

Además hasta el momento estamos hablando de un sistema de partículas donde consideramos a cada partícula puntual sin estructura interna, pero en los problemas reales como el choque de dos cuerpos, estos tienen una estructura interna pues están constituidos por otras partículas y entonces podríamos asociar una energía interna a cada cuerpo participante en el choque ya que por ejemplo podría deformarse como sucede cuando chocan dos autos. Así aunque sigamos despreciando el tamaño de cada cuerpo participante le agregamos un término de energía interna, sin que demos detalles de su origen, así la energía del sistema la expresamos como

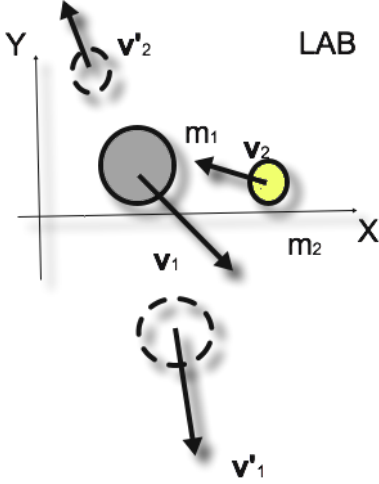
$$E = E_M + E_{int} = \sum_{i=1}^N \frac{1}{2}m_i v_i^2 + \frac{1}{2} \sum_{i,j=1, j \neq i}^N \sum_c U_c^{int}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) + \sum_{i=1, c}^N U_c^{ext}(\mathbf{r}_i) + \sum_{i=1}^N E_{int}(i)$$

6.2 Colisiones

Una de las aplicaciones importantes de lo visto para sistema de partículas es el proceso de choque donde un conjunto de partículas inicialmente libres (sin interacción mutua) interactúan o "chocan" con otro conjunto de partículas en una región restringida del espacio y luego siguen libres. Por simplicidad estudiaremos un sistema de dos partículas, seguramente alguna vez hemos jugado al billar o al tejo sobre alguna superficie bien lisa, o también hemos visto chocar dos bolas de plastilina. Supondremos un problema bidimensional también por simplicidad y porque muchas aplicaciones se dan en el plano.

6.3 Colisiones en el sistema de laboratorio(LAB)

Las partículas antes de colisionar tienen $\mathbf{v}_1 = (v_{1x}, v_{1y}) = (v_1 \cos\theta_1, v_1 \text{sen}\theta_1)$, $\mathbf{v}_2 = (v_{2x}, v_{2y}) = (v_2 \cos\theta_2, v_2 \text{sen}\theta_2)$ y luego de chocar siguen con velocidades $\mathbf{v}'_1 = (v'_{1x}, v'_{1y}) = (v'_1 \cos\theta'_1, v'_1 \text{sen}\theta'_1)$, $\mathbf{v}'_2 = (v'_{2x}, v'_{2y}) = (v'_2 \cos\theta'_2, v'_2 \text{sen}\theta'_2)$



donde los ángulos se miden como siempre respecto al semieje positivo de las X con signo positivo en sentido antihorario. Ahora si no existen fuerzas externas sobre este sistema o estas se compensan en todo momento la cantidad de movimiento del sistema deberá conservarse durante el choque es decir

$$\begin{aligned} \mathbf{P} &= \mathbf{P}' \\ \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 &= \mathbf{p}'_1 + \mathbf{p}'_2 \\ m_1 \mathbf{v}_1 + m_2 \mathbf{v}_2 &= m_1 \mathbf{v}'_1 + m_2 \mathbf{v}'_2 \end{aligned}$$

que equivale a dos ecuaciones escalares sobre cada uno de los ejes coordenados

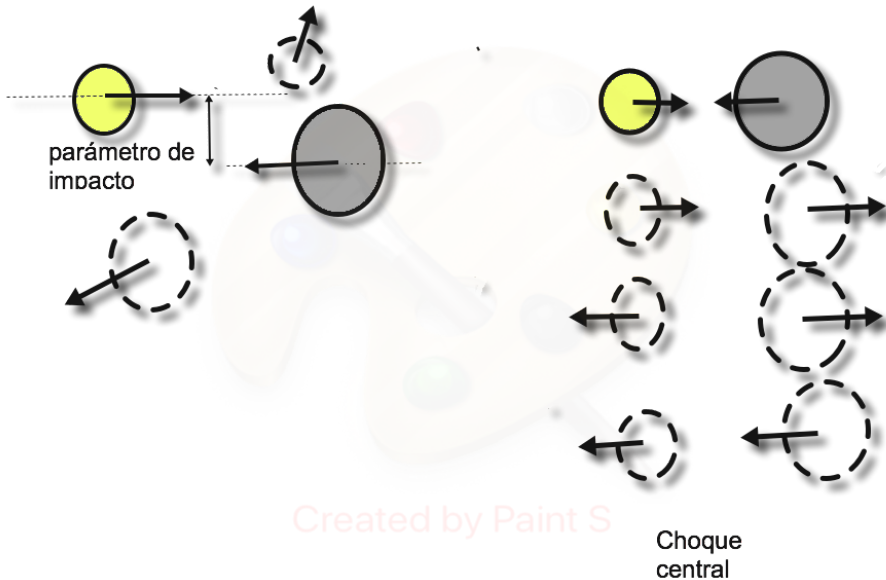
$$\begin{aligned} m_1 v_{1x} + m_2 v_{2x} &= m_1 v'_{1x} + m_2 v'_{2x} \\ m_1 v_{1y} + m_2 v_{2y} &= m_1 v'_{1y} + m_2 v'_{2y} \end{aligned}$$

o en términos de módulos y ángulos

$$\begin{aligned} m_1 v_1 \cos\theta_1 + m_2 v_2 \cos\theta_2 &= m_1 v'_1 \cos\theta'_1 + m_2 v'_2 \cos\theta'_2 \\ m_1 v_1 \text{sen}\theta_1 + m_2 v_2 \text{sen}\theta_2 &= m_1 v'_1 \text{sen}\theta'_1 + m_2 v'_2 \text{sen}\theta'_2 \end{aligned}$$

donde si nos dieran como datos las velocidades iniciales y masas de las partículas sería un sistema de 2 ecuaciones con 4 incógnitas que son los módulos de las velocidades finales y los ángulos de salida en LAB. De manera o nos dan algún dato sobre el estado final (por ejemplo un módulo y un ángulo) o no podremos resolverlo en LAB. Primeramente simplifiquemos las cosas, considerando que antes del choque ambas partículas se movían a lo largo del eje X. Además consideramos un choque central, es decir que las partículas antes y después del choque salen están en la misma dirección como sucede en un choque frontal de dos bolas de billar que se da cuando el parámetro de impacto, distancia entre los centros es cero. Así tendremos $\theta_{1,2} = 0, 180^\circ$, $\theta'_{1,2} = 0, 180^\circ$, y en la ecuación interpretamos a $v \cos\theta \equiv v$ la componente x con su signo correspondiente. Tendremos una sola ecuación a lo largo del eje X

$$m_1v_1 + m_2v_2 = m_1v'_1 + m_2v'_2$$



Vemos que se conocen todos los elementos del primer miembro, tenemos dos incógnitas $v'_{1,2}$ en el segundo y sólo una ecuación. Por lo tanto si no agregamos alguna otra condición no podremos conocer las velocidades después del choque. Es aquí donde agregamos la conservación de la energía y hablamos de **choque elástico**. Si suponemos que se conserva la energía mecánica durante el choque tendremos antes y después del mismo, donde suponemos que no hay interacción y por lo tanto tampoco energía potencial

$$E_M = E'_M$$

$$\frac{1}{2}m_1v_1^2 + \frac{1}{2}m_2v_2^2 = \frac{1}{2}m_1v_1'^2 + \frac{1}{2}m_2v_2'^2,$$

donde para que esto se dé no debe haber cambio en las energías internas de las partículas, ya que por ejemplo en el choque entre dos cuerpos deformables parte de la energía cinética inicial se usará en deformar los cuerpos. Así tendremos dos ecuaciones con dos incógnitas para el choque elástico

$$m_1v_1 + m_2v_2 = m_1v'_1 + m_2v'_2$$

$$\frac{1}{2}m_1v_1^2 + \frac{1}{2}m_2v_2^2 = \frac{1}{2}m_1v_1'^2 + \frac{1}{2}m_2v_2'^2,$$

que pueden simplificarse fácilmente si pasamos del lado izquierdo todo lo que depende de la partícula 1 y del derecho todo de la 2

$$m_1(v_1 - v'_1) = -m_2(v_2 - v'_2)$$

$$\frac{1}{2}m_1(v_1^2 - v_1'^2) = -\frac{1}{2}m_2(v_2^2 - v_2'^2)$$

$$\frac{1}{2}m_1(v_1 - v'_1)(v_1 + v'_1) = -\frac{1}{2}m_2(v_2 - v'_2)(v_2 + v'_2)$$

y haciendo el cociente de la tercera con la primera y cancelando el factor $1/2$ obtenemos

$$v_1 + v'_1 = v_2 + v'_2$$

que es lineal en vez de cuadrática como la de la energía, así ahora nos queda por resolver el sistema lineal

$$\begin{aligned} m_1 v_1 + m_2 v_2 &= m_1 v'_1 + m_2 v'_2 \\ v_1 - v_2 &= v'_2 - v'_1 \end{aligned}$$

con solución

$$v'_1 = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} v_1 + \frac{2m_2}{m_1 + m_2} v_2, \quad v'_2 = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} v_1 + \frac{m_2 - m_1}{m_1 + m_2} v_2$$

y dependiendo de las velocidades iniciales y las masas se nos presentan diferentes situaciones.

Ejemplo

Una partícula con velocidad inicial $v_1 = 10m/seg$ y de masa $m_1 = 2kg$ choca con otra de igual masa $m_2 = 2kg$ que se encontraba en reposo. Si suponemos el choque elástico, cuales serán las velocidades de cada partícula luego del choque? Si aplicamos las ecuaciones halladas tendremos

$$v'_1 = 0 \times v_1 + 1 \times 0 = 0m/seg, \quad v'_2 = 1 \times 10m/seg + 0 \times 0 = 10m/seg$$

con lo que la primera partícula se queda quieta después del choque y la segunda adquiere la velocidad de la primera y tenemos así un choque de intercambio que suele verse en el juego de billar. Mencionemos de paso que en dicha situación el peso de cada bola es compensado con la normal de la mesa y a la fuerza de roce presente la despreciamos para los cortos trayectos que recorren las bolas. De esta manera tenemos aproximadamente una situación con sumatoria de fuerzas externas nula y podemos aplicar conservación de la cantidad de movimiento. Las bolas son suficientemente duras para deformarse y así tendremos un choque elástico.

La otra situación que puede presentarse es la de choque inelástico donde parte de la energía cinética inicial se transforma en energía interna de las partículas finales porque por ejemplo se han deformado o calentado durante el choque, y ya no podemos asumir la conservación de la energía mecánica. Resolver el problema sin datos adicionales no será posible pero existe la situación del llamado **choque perfectamente inelástico** donde las partículas emergen juntas, que puede resolverse. Lo importante es observar que a pesar de no conservarse la energía mecánica, se sigue conservando la cantidad de movimiento total porque la sumatoria de fuerzas externas sigue dando cero. Tendremos

$$\begin{aligned} m_1 v_1 + m_2 v_2 &= (m_1 + m_2)V \\ V &= \frac{m_1 v_1 + m_2 v_2}{m_1 + m_2}, \end{aligned}$$

notemos que la energía mecánica final es ahora

$$\begin{aligned} E'_M &= \frac{1}{2}(m_1 + m_2)V^2 = \frac{1}{2} \frac{(m_1 v_1 + m_2 v_2)^2}{m_1 + m_2} \\ &= \frac{1}{2} \frac{m_1^2}{m_1 + m_2} v_1^2 + \frac{1}{2} \frac{m_2^2}{m_1 + m_2} v_2^2 + \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} v_1 v_2 \end{aligned}$$

y

$$\begin{aligned}
 E'_M - E_M &= \frac{1}{2} \frac{\cancel{m_1^2} - m_1 m_2 - \cancel{m_1^2}}{m_1 + m_2} v_1^2 + \frac{1}{2} \frac{\cancel{m_2^2} - m_1 m_2 - \cancel{m_2^2}}{m_1 + m_2} v_2^2 + \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} v_1 v_2 \\
 &= \frac{1}{2} \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} (-v_1^2 - v_2^2 + 2v_1 v_2) = -\frac{1}{2} \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} (v_1 + v_2)^2 < 0
 \end{aligned}$$

lo que indica una disminución en la energía mecánica.

Finalmente mencionemos que el problema de desintegración de una partícula en otras (dos o más) podría estudiarse como un choque perfectamente inelástico a la inversa, pues inicialmente tenemos a las partículas juntas con la misma velocidad y luego se desintegra el conjunto inicial adquiriendo cada partícula una determinada velocidad. Aquí podemos seguir planteando la conservación de la cantidad de movimiento del sistema siempre y cuando no actúen fuerzas externas durante la desintegración.

6.4 Choques en CM

Ya hemos mencionado que cuando hay conservación de la cantidad de movimiento del sistema como esta se expresa como $\mathbf{P} = M\mathbf{V}_{CM} = \text{cte}$ entonces \mathbf{V}_{CM} es constante y podemos colocar un sistema de referencia inercial en CM. Como la velocidad del CM respecto a sí mismo es cero se cumplirá $\mathbf{P}_{CM} = \mathbf{P}'_{CM} = \mathbf{0}$ y esto es general sin importar la característica del choque. O sea en CM tendremos

$$\begin{aligned}
 m_1 \mathbf{v}_{1CM} + m_2 \mathbf{v}_{2CM} &= \mathbf{0}, & m_1 \mathbf{v}'_{1CM} + m_2 \mathbf{v}'_{2CM} &= \mathbf{0} \\
 \mathbf{v}_{2CM} &= -\frac{m_1}{m_2} \mathbf{v}_{1CM} & , & \quad \mathbf{v}'_{2CM} = -\frac{m_1}{m_2} \mathbf{v}'_{1CM}
 \end{aligned}$$

o sea las partículas se verán acercarse a lo largo de cierta dirección con velocidades opuestas y después del choque alejarse en una dirección que forma cierto ángulo θ respecto a la dirección original y con velocidades opuestas. Más aún cuando el choque es elástico

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{2} m_1 v_{1CM}^2 + \frac{1}{2} m_2 v_{2CM}^2 &= \frac{1}{2} m_1 v_{1CM}'^2 + \frac{1}{2} m_2 v_{2CM}'^2, \\
 \frac{1}{2} \cancel{(m_1 + \frac{m_1^2}{m_2})} v_{1CM}^2 &= \frac{1}{2} \cancel{(m_1 + \frac{m_1^2}{m_2})} v_{1CM}'^2 \\
 v_{1CM} &= v_{1CM}' \\
 v_{2CM} &= v_{2CM}'
 \end{aligned}$$

o sea los módulos de las velocidades de cada partícula se conservan. De lo que no tenemos información a partir de las ecuaciones planteadas, es del ángulo θ salvo que supongamos que el choque es central, pues ese ángulo dependerá del tipo de interacción específica entre las partículas.