

Introducción

Ecuaciones lineales de segundo orden

Fernando Mazzone

Depto de Matemática
Facultad de Ciencias Exactas Físico-Químicas y Naturales
Universidad Nacional de Río Cuarto

13 de abril de 2014



Introducción

Teorema de existencia y unicidad de soluciones

Supongamos p, q, r continuas sobre I . Sean $x_0 \in I$ e $y_0, y_1 \in \mathbb{R}$ dados. Entonces existe una única solución del PVI

$$\begin{cases} \frac{d^2 y}{dx^2} + p(x) \frac{dy}{dx} + q(x)y = r(x), & x \in I \\ y(x_0) = y_0 \\ y'(x_0) = y_0^1 \end{cases}$$

Demostración. Más adelante.

Ecuación lineal general de segundo orden

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + p(x) \frac{dy}{dx} + q(x)y = r(x), \quad (1)$$

donde p, q, r son funciones definidas en un intervalo $I = (a, b)$ de \mathbb{R} con valores en \mathbb{R} .

Si $r \equiv 0$ se llama homogénea

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + p(x) \frac{dy}{dx} + q(x)y = 0, \quad (2)$$

Ecuaciones homogéneas

Teorema

Si y_1 e y_2 son soluciones de (2) y $c_1, c_2 \in \mathbb{R}$ entonces $c_1 y_1 + c_2 y_2$ es solución. Vale decir, el conjunto de soluciones es un espacio vectorial. En particular $y \equiv 0$ es una solución, a la que llamaremos **trivial**.

Demostración El operador

$$L[y] := y'' + py' + qy$$

es lineal, por consiguiente

$$L[c_1 y_1 + c_2 y_2] = c_1 L[y_1] + c_2 L[y_2] = 0.$$

□

Ecuaciones no homogéneas

Teorema

Supongamos que y_p es una solución particular de (1) y que $y_g = y_g(x, c_1, c_2)$ es una solución general de (2). Entonces $y = y_p + y_g$ es solución general de (1).

Demostración El operador

$$L[y] := y'' + py' + qy$$

es lineal, por consiguiente $L[y_g + y_p] = L[y_g] + L[y_p] = 0 + r = r$. Recíprocamente supongamos y solución de $L[y] = r$, entonces $L[y - y_p] = L[y] - L[y_p] = r - r = 0$. Luego debe haber c_1 y c_2 con $y(x) - y_p(x) = y_g(x, c_1, c_2)$. \square

Independencia lineal

Definición de independencia lineal

Un conjunto finito de funciones $\{y_1, \dots, y_n\}$ se dirá linealmente independiente sobre un conjunto I , si la única solución de $c_1 y_1(t) + \dots + c_n y_n(t) = 0$, para $t \in I$, es $c_1 = c_2 = \dots = c_n = 0$.

Ecuaciones homogéneas

Volviendo a las ecuaciones homogéneas, supongamos que tenemos dos soluciones de (2) y_1 e y_2 . Entonces la expresión

$$c_1 y_1 + c_2 y_2, \quad c_1, c_2 \in \mathbb{R} \quad (3)$$

es solución también. Notar que en la expresión aparecen dos constantes y habíamos dicho que era de esperar que la solución general de una ecuación de orden 2 contuviese precisamente dos constantes de integración. De modo que podemos conjeturar que (3) es solución general de (2). Hay una situación especial, si, por ejemplo, $y_1 = k y_2$, $k \in \mathbb{R}$, entonces $c_1 y_1 + c_2 y_2 = (c_1 k + c_2) y_2 = c y_2$. Vale decir la combinación lineal (3) termina siendo sólo combinación lineal de la función y_2 y por ende siendo esencialmente una expresión uniparamétrica.

Independencia lineal

Definición wronskiano

Dadas n funciones $\{y_1, \dots, y_n\}$ con dominio I el wronskiano $W(x) = W(y_1, y_2, \dots, y_n)(x)$ de estas funciones en un punto $x \in I$ se define por

$$W(x) = \det \begin{pmatrix} y_1(x) & y_2(x) & \cdots & y_n(x) \\ y_1'(x) & y_2'(x) & \cdots & y_n'(x) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ y_1^{(n-1)}(x) & y_2^{(n-1)}(x) & \cdots & y_n^{(n-1)}(x) \end{pmatrix} \quad (4)$$

Independencia lineal

Lema. Propiedades Wronskiano I

Sea $\{y_1, \dots, y_n\}$ un conjunto de n funciones. Si existe un $x_0 \in I$ con $W(x_0) \neq 0$ entonces $\{y_1, \dots, y_n\}$ son linealmente independientes

Demostración. Supongamos que $c_1 y_1 + \dots + c_n y_n \equiv 0$. Derivando $n - 1$ veces esta igualdad y evaluando el resultado en x_0 obtenemos

$$\begin{aligned} c_1 y_1(x_0) + \dots + c_n y_n(x_0) &= 0 \\ c_1 y_1'(x_0) + \dots + c_n y_n'(x_0) &= 0 \\ &\vdots \\ c_1 y_1^{(n-1)}(x_0) + \dots + c_n y_n^{(n-1)}(x_0) &= 0 \end{aligned}$$

Independencia lineal

Las igualdades anteriores dicen que el vector $(c_1, \dots, c_n)^t$ pertenece al núcleo de la matriz

$$\begin{pmatrix} y_1(x_0) & y_2(x_0) & \dots & y_n(x_0) \\ y_1'(x_0) & y_2'(x_0) & \dots & y_n'(x_0) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ y_1^{(n-1)}(x_0) & y_2^{(n-1)}(x_0) & \dots & y_n^{(n-1)}(x_0) \end{pmatrix}$$

Como por hipótesis la matriz es no singular, debe ocurrir que $c_1 = c_2 = \dots = c_n = 0$. □

Fórmula de Abel

Teorema. Propiedades wronskiano II

Supongamos que y_1 e y_2 son solución de

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + p(x) \frac{dy}{dx} + q(x)y = 0, \quad x \in I = (a, b) \quad (5)$$

Entonces existe $c \in \mathbb{R}$ que satisface

$$W(y_1, y_2)(x) = ce^{-\int p dx}. \quad (6)$$

Esta expresión se denomina **fórmula de Abel**. En particular vale que

$$\exists x_0 \in I : W(x_0) \neq 0 \iff \forall x \in I : W(x) \neq 0.$$

Demostración fórmula Abel

Demostración. Tenemos que

$$W(x) = y_1(x)y_2'(x) - y_1'(x)y_2(x).$$

Derivando y usando (5)

$$\begin{aligned} W'(x) &= y_1 y_2'' - y_1'' y_2 \\ &= y_1(-py_2' - qy_2) - y_2(-py_1' - qy_1) \\ &= -pW. \end{aligned}$$

Vale decir W resuelve la ecuación $W' = -pW$ la cual es fácilmente resoluble, mostrando su resolución que se satisface (6) □

Independencia y wronskiano

Propiedades wronskiano III

Sean y_1 e y_2 soluciones de (5). Entonces son equivalentes

1. y_1 e y_2 son linealmente independientes en I .
2. $W(y_1, y_2)(x) \neq 0$ para todo $x \in I$.

Demostración. Que 2 implica 1 es consecuencia de la propiedad del wronskiano I. Veamos que 1 implica 2. Supongamos que exista un x_0 con $W(x_0) = 0$. Esto quiere decir que una de las columnas de la matriz wronskiana en x_0 es múltiplo de la otra. Supongamos que $y_2(x_0) = ky_1(x_0)$ e $y_2'(x_0) = ky_1'(x_0)$. Esto quiere decir que y_2 y ky_1 resuelven el mismo pvi. Por lo tanto $y_2(x) = ky_1(x)$ para todo x . Lo que nos dice lo contrario de 1 \square

Estructura soluciones ecuaciones homogéneas

Demostración. Que la expresión (7) es solución ya lo hemos dicho. Restaría ver que cualquier solución se escribe como en (7). Sea y cualquier solución y $x_0 \in I$. La matriz wronskiana

$$\begin{pmatrix} y_1(x_0) & y_2(x_0) \\ y_1'(x_0) & y_2'(x_0) \end{pmatrix}$$

Es no singular dado que el determinante es no nulo. Por este motivo el sistema

$$\begin{aligned} c_1 y_1(x_0) + c_2 y_2(x_0) &= y(x_0) \\ c_1 y_1'(x_0) + c_2 y_2'(x_0) &= y'(x_0) \end{aligned}$$

tiene solución para c_1 y c_2 .

Estructura soluciones ecuaciones homogéneas

Teorema, estructura del conjunto de soluciones ecuación lineal de segundo orden homogénea

Si y_1 e y_2 son soluciones linealmente independientes de

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + p(x) \frac{dy}{dx} + q(x)y = 0, \quad x \in I = (a, b)$$

entonces

$$y(x, c_1, c_2) = c_1 y_1 + c_2 y_2 \quad (7)$$

es solución general.

Estructura soluciones ecuaciones homogéneas

De este modo vemos que la función $c_1 y_1 + c_2 y_2$ resuelve el PVI

$$\begin{cases} \frac{d^2 z}{dx^2} + p(x) \frac{dz}{dx} + q(x)z = 0, & x \in I \\ z(x_0) = y(x_0) \\ z'(x_0) = y'(x_0) \end{cases}.$$

Evidentemente y es solución también, por el Teorema de Existencia y Unicidad vemos que $y = c_1 y_1 + c_2 y_2$ \square

Reducción de orden

Como conclusión de los anterior, vemos que si queremos resolver (5) debemos conseguir dos soluciones linealmente independientes.

Suponiendo que ya contamos con una solución no trivial vamos a describir un método que posibilita encontrar otra solución y_2 linealmente independiente de y_1 .

El método consiste en proponer que y_2 se escribe

$$y_2(x) = v(x)y_1(x).$$

Reducción de orden

Luego

$$y_1 w'' + (2y_1' + py_1)w = 0$$

Recordar que y_1 la asumimos conocida y que p es obviamente conocida, así $2y_1' + py_1$ es una función conocida. La ecuación es una ecuación lineal homogénea de primer orden. Usando la fórmula para resolver este tipo de ecuación dada en nuestra [presentación anterior](#), obtenemos

$$w(x) = Ce^{-\int \frac{y_1'}{y_1^2} + p dx} = Ce^{-2 \ln |y_1|} e^{-\int p dx} = C \frac{1}{y_1^2} e^{-\int p dx}$$

Es suficiente encontrar sólo una función v , de allí podemos tomar $C = 1$.

$$w(x) = \frac{1}{y_1^2} e^{-\int p dx} \implies v(x) = \int \frac{1}{y_1^2} e^{-\int p dx} dx \quad (8)$$

Reducción de orden

Luego

$$\begin{aligned} 0 &= y_2'' + py_2' + qy_2 \\ &= y_1 v'' + 2v' y_1' + v y_1'' + p v' y_1 + p v y_1' + q v y_1 \\ &= y_1 v'' + (2y_1' + p y_1) v' + v (y_1'' + p y_1' + q y_1) \\ &= y_1 v'' + (2y_1' + p y_1) v' \end{aligned}$$

La fórmula anterior es nuevamente una ecuación de segundo orden para v , pero en este caso afortunadamente contamos con herramientas para resolverla puesto que se trata de una ecuación donde la variable dependiente v no aparece explícitamente, sino que aparecen sus derivadas v' y v'' . Hay que intentar la sustitución $w = v'$

Reducción de orden

Otra manera de testear la independencia lineal de dos funciones y_1 e y_2 es notar que si fueran linealmente dependientes e $y_1 \neq 0$ en un conjunto $J \subset I$ entonces y_2/y_1 sería constante. Luego uno chequearía independencia si comprobase que y_2/y_1 no es constante en algún subdominio $J \subset I$.

En el caso anterior $y_2/y_1 = v$, luego deberíamos tener v no constante sobre algún subconjunto J . Pero v constante implicaría $y_1^{-2} e^{-\int p dx} = 0$ y esto claramente no ocurre. De modo que por el método anterior encontramos dos soluciones independientes.

Ecuaciones homogéneas con coeficientes constantes

Consideramos la ecuación

$$y'' + py' + qy = 0, \quad p, q \in \mathbb{R} \quad (9)$$

Propongamos una solución de la forma

$$y(x) = e^{\lambda x}, \quad \lambda \in \mathbb{C}$$

Reemplazando en la ecuación

$$(\lambda^2 + \lambda p + q)e^{\lambda x} = 0.$$

Se debe satisfacer la llamada **ecuación característica**

$$\lambda^2 + p\lambda + q = 0 \quad (10)$$

Ecuaciones homogéneas con coeficientes constantes

Tenemos tres casos acorde al valor de $\Delta := p^2 - 4q$

1) $\Delta = p^2 - 4q > 0$, **raíces reales distintas** λ_1, λ_2 . Este es el caso más sencillo de todos, obtenemos las soluciones

$$y_1(x) = e^{\lambda_1 x} \quad y \quad y_2(x) = e^{\lambda_2 x}.$$

Para chequear la independencia

$$\frac{y_2}{y_1} = e^{(\lambda_2 - \lambda_1)x} \neq \text{cte.}$$

Luego

$$y(x, c_1, c_2) = c_1 e^{\lambda_1 x} + c_2 e^{\lambda_2 x}. \quad (11)$$

es solución general

Ecuaciones homogéneas con coeficientes constantes

2) $\Delta = p^2 - 4q < 0$, **raíces complejas conjugadas**

$\lambda_1 = \mu + i\nu, \lambda_2 = \mu - i\nu, \mu, \nu \in \mathbb{R}$.

Proponemos una solución de la forma

$$y(x) = e^{\mu x} v(x)$$

Hagamos los cálculos con SAGE

Ecuaciones homogéneas con coeficientes constantes

```
sage: x,p,q=var('x,p,q')
sage: y=function('y',x)
sage: v=function('v',x)
sage: y=exp(-p/2*x)*v
sage: ecua=y.diff(x,2)+p*y.diff(x)+q*y==0
sage: ecuav=(ecua/exp(-p/2*x)).simplify_full()
sage: ecuav
-1/4*(p^2 - 4*q)*v(x) + D[0, 0](v)(x) == 0
```

Vale decir que v resuelve

$$-\frac{1}{4}(p^2 - 4q)v(x) + v''(x) = 0.$$

Como $-\frac{1}{4}(p^2 - 4q) > 0$, estamos en presencia de la ecuación del oscilador armónico.

Ecuaciones homogéneas con coeficientes constantes

Recordar que si $\nu = \sqrt{\frac{p^2 - 4q}{4}}$, la solución general para v es

$$v(x) = C_1 \cos \nu x + C_2 \sin \nu x,$$

y de allí

$$y(x) = e^{\mu x} \{C_1 \cos \nu x + C_2 \sin \nu x\} \quad (12)$$

Ecuaciones homogéneas con coeficientes constantes

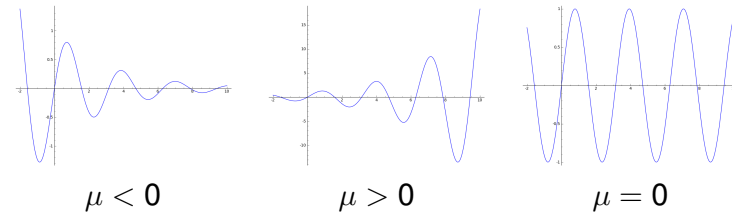
3) $\Delta = p^2 - 4c = 0$, **raíces iguales**. Conocemos una solución $y_1 = e^{-\frac{p}{2}x}$. Podemos hallar otra por el método de reducción de orden. Esto consiste en proponer otra solución de la forma $y_2(x) = y_1(x)v(x)$. Dejemos que SAGE nos realice los cálculos (ver uni4b.sage).

```
x, p=var('x, p')
y=function('y', x)
v=function('v', x)
y1=exp(-p/2*x)
y=v*y1
ecua=y.diff(x, 2)+p*y.diff(x)+p^2/4*y==0
ecuav=(ecua/exp(-p/2*x)).simplify_full()
sol=desolve(ecuav, v, ivar=x)
```

La solución general para v es $v = k_2 x + k_1$. Así el método mencionado proporciona la solución extra

$$y_2(x) = x e^{-\frac{p}{2}x}.$$

Ecuaciones homogéneas con coeficientes constantes



Ecuaciones no homogéneas. Método coeficientes indeterminados

Ecuación no homogénea

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + p(x) \frac{dy}{dx} + q(x)y = r(x), \quad (13)$$

donde $p, q, r \in C(I)$ y $r \neq 0$.

Método coeficientes indeterminados

Consiste en buscar soluciones en la misma clase de funciones a la que pertenece $r(x)$. Funciona de manera metódica sólo para algunos tipos de funciones $r(x)$. Concretamente para $r(x)$ combinación lineal de funciones polinómicas, exponenciales $e^{\alpha x}$ o trigonométricas $\cos \alpha x$ y $\sin \alpha x$. Lo vamos a ilustrar con ejemplos para cada caso.

Método coeficientes indeterminados. Caso $r(x) = e^{ax}$ y $a^2 + pa + q \neq 0$.

En esta situación se propone como solución una función de la forma $y(x) = Ae^{ax}$. Usamos SAGE para el cálculos

```
sage: x,p,q,a,A=var('x,p,q,a,A')
sage: y=function('y',x)
sage: y=A*exp(a*x)
sage: ecua=y.diff(x,2)+p*y.diff(x)+q*y==exp(a*x)
sage: ecua=(ecua/exp(a*x)).simplify_full()
sage: ecua
(a^2 + a*p + q)*A == 1
sage: solve(ecua,A)
[A == (1/(a^2 + a*p + q))]
```

Si $a^2 + pa + q \neq 0$, encontramos la solución particular

$$y(x) = \frac{1}{(a^2 + pa + q)} e^{ax}.$$

Método coeficientes indeterminados. Caso $r(x) = e^{ax}$ y $a^2 + pa + q = 0$

En esta situación diremos que la ecuación está en **resonancia**.

Más generalmente, diremos que se presenta resonancia cuando $r(x)$ es solución del problema homogéneo.

Propongamos como solución $y(x) = Axe^{ax}$. Hagamos los cálculos con SAGE.

```
sage: x,p,q,a,A=var('x,p,q,a,A')
sage: y=A*x*exp(a*x)
sage: ecua=y.diff(x,2)+p*y.diff(x)+q*y==exp(a*x)
sage: ecua=(ecua/exp(a*x)).simplify_full()
sage: ecua
((a^2 + a*p + q)*x + 2*a + p)*A == 1
sage: ecua.subs_expr(a^2 + a*p + q==0)
(2*a + p)*A == 1
```

Luego, si $2a + p \neq 0$, $y(x) = \frac{1}{2a + p} xe^{ax}$ resuelve el problema.

Método coeficientes indeterminados. Caso $r(x) = e^{ax}$, $a^2 + pa + q = 0$ y $2a + p = 0$

Si $2a + p = 0$, como también $a^2 + pa + q = 0$, tenemos que a es una raíz doble de la ecuación $\lambda^2 + p\lambda + q = 0$. En este caso, proponemos como solución $y(x) = Ax^2e^{ax}$.

```
sage: x,p,q,a,A=var('x,p,q,a,A')
sage: y=function('y',x)
sage: y=A*x**2*exp(a*x)
sage: ecua=y.diff(x,2)+p*y.diff(x)+q*y==exp(a*x)
sage: ecua=(ecua/exp(a*x)).simplify_full()
sage: ecua
((a^2 + a*p + q)*x^2 + 2*(2*a + p)*x + 2)*A == 1
sage: ecua.subs_expr(2*a+p==0,a^2 + a*p + q==0)
2*A == 1
```

Hay que tomar $y(x) = \frac{1}{2}x^2e^{ax}$

Método coeficientes indeterminados. Caso $r(x) = \sin bx$

Proponemos

$$y(x) = A \cos x + B \sin x,$$

como candidato a solución.

```
sage: x,p,q,b,A,B=var('x,p,q,b,A,B')
sage: y=function('y',x)
sage: y=A*cos(b*x)+B*sin(b*x)
sage: ecua=y.diff(x,2)+p*y.diff(x)+q*y==sin(b*x)
sage: ecua.simplify_full()
(b*p*cos(b*x) - (b^2 - q)*sin(b*x))*B - (b*p*sin(b*x)
... + (b^2 - q)*cos(b*x))*A == sin(b*x)
sage: ecua=ecua-sin(b*x)
sage: ecua
-A*b^2*cos(b*x) - B*b^2*sin(b*x) + (A*cos(b*x) + B*sin(b*x))*q
... - (A*b*sin(b*x) - B*b*cos(b*x))*p - sin(b*x) == 0
```


Método coeficientes indeterminados. Caso

$$r(x) = \sin bx$$

La expresión en el miembro de la izquierda es una combinación lineal de las funciones $\cos bx$ y $\sin bx$. Como estas funciones son linealmente independientes debemos tener que los coeficientes en la combinación lineal deben ser cero

```
sage: ecua.lhs().coefficient(sin(b*x)).simplify_full()==0
-A*b*p - (b^2 - q)*B - 1 == 0
```

```
sage: ecua.lhs().coefficient(cos(b*x)).simplify_full()==0
B*b*p - (b^2 - q)*A == 0
```

Obtenemos un sistema de ecuaciones

$$\begin{cases} -Abp - (b^2 - q)B = 1 \\ Bbp - (b^2 - q)A = 0 \end{cases} \quad (14)$$

Método coeficientes indeterminados. Caso

$$r(x) = \sin bx \text{ con resonancia}$$

Cuando $p = 0$ y $b^2 = q$ el sistema (14) puede no tener solución. Notar que en este caso la ecuación queda

$$y'' + b^2 y = \sin bx$$

Es una ecuación de un oscilador armónico no homogénea. Habíamos visto que justamente $r(x) = \sin bx$ es una solución del problema homogéneo. Nuevamente estamos en una situación de resonancia. Como en casos anteriores hay que proponer como solución

$$y(x) = x(A \cos x + B \sin x),$$

Método coeficientes indeterminados. Caso

$$r(x) = \sin bx$$

Para que el sistema tenga solución la matriz de coeficientes debe ser no singular

$$0 \neq \det \begin{pmatrix} -bp & -(b^2 - q) \\ -(b^2 - q) & bp \end{pmatrix} = -(b^2 p^2 + (b^2 - q)^2)$$

Podemos suponer $b \neq 0$, de lo contrario la ecuación hubiese sido homogénea. entonces la condición de arriba ocurre si y sólo si $p \neq 0$ o $b^2 \neq q$. En esa situación encontraremos una solución de la forma

$$y(x) = A \cos bx + B \sin bx,$$

donde A y B resuelven (14).

Método coeficientes indeterminados. Caso

$$r(x) = \sin bx \text{ con resonancia}$$

```
sage: x,b,A,B=var('x,b,A,B')
sage: y=function('y',x)
sage: y=x*(A*cos(b*x)+B*sin(b*x))
sage: ecua=y.diff(x,2)+b^2*y==sin(b*x)
sage: ecua=ecua-sin(b*x)
sage: eql1=ecua.lhs().coefficient(sin(b*x))==0
sage: eql2=ecua.lhs().coefficient(cos(b*x))==0
sage: solve([eql1,eql2],[A,B])
[[A == -1/2/b, B == 0]]
```

Encontramos la solución general

$$y(x) = -\frac{x}{2b} \cos x.$$

El caso donde $r(x) = \cos bx$ se trata de manera completamente similar.

Disgresión: anillos de polinomios en SAGE.

Definiendo un anillo de polinomios sobre \mathbb{Q}

```
sage: PoliQX=QQ['X']
sage: print(PoliQX)
Univariate Polynomial Ring in X over Rational Field
sage: PoliRX=RR['X']
sage: print(PoliRX)
Univariate Polynomial Ring in X over Real Field with 53 bits of
...precision
sage: PoliZ3X=Integers(3)['X']
sage: print(PoliZ3X)
Univariate Polynomial Ring in X over Ring of integers modulo 3
sage: p=PoliZ3X([1,1,1])
sage: p
X^2 + X + 1
sage: p+p
2*X^2 + 2*X + 2
sage: p+p+p
0
sage: PoliZ3Xb = PolynomialRing(Integers(3),"X")
sage: PoliZ3X is PoliZ3Xb
True
sage: X+X
NameError: name 'X' is not defined
sage: PoliZ3Xc.<X> = Integers(3)["X"]
sage: PoliZ3Xc([1,2,1])+X
X^2 + 1
```

Anillo de polinomios sobre anillo de polinomios

```
sage: A=QQ[['a'+str(j) for j in range(5)]]
sage: A
Multivariate Power Series Ring in a0, a1, a2, a3, a4
...over Rational Field
sage: P.<X>=A["X"]
sage: a=A.gens()
sage: a
(a0, a1, a2, a3, a4)
sage: a[0]*X+a[1]*X^2 in P
True
sage: a[0]*X+a[1]*X^2
a1*X^2 + a0*X
sage: (a[0]*X+a[1]*X^2)^2
a1^2*X^4 + 2*a0*a1*X^3 + a0^2*X^2
sage: p=sum([a[j]*X^j for j in range(5)])
sage: p
a4*X^4 + a3*X^3 + a2*X^2 + a1*X + a0
```

Anillo de polinomios en varias variables

```
sage: P.<X,Y>=QQ["X,Y"]
sage: 1+X+X^2+Y^3 in P
True
sage: p=sum([j*X^j*Y^(3-j) for j in range(4)])
sage: p in P
True
sage: p
3*X^3 + 2*X^2*Y + X*Y^2
sage: P=QQ[['a'+str(j) for j in range(8)]]
sage: P
Multivariate Power Series Ring in a0, a1, a2, a3, a4,
...a5, a6, a7 over Rational Field
sage: a0 in P
NameError: name 'a0' is not defined
sage: a=P.gens()
sage: a
(a0, a1, a2, a3, a4, a5, a6, a7)
sage: a[0] in P
True
sage: type(a[0])
<class 'sage.rings.multi_power_series_ring_element.
...MPowerSeriesRing_generic_with_category.element_class'>
sage: sum([a[j]*j for j in range(8)])
a1 + 2*a2 + 3*a3 + 4*a4 + 5*a5 + 6*a6 + 7*a7
sage: sum([a[j]*j for j in range(8)]) in P
True
```

Método coeficientes indeterminados. Caso $r(x)$ polinomio

Hay que proponer como solución un polinomio, en primera instancia, del mismo grado. Invocando SAGE.

```
sage: grado=4
sage: lista_var=['a'+str(j) for j in range(grado)]
sage: lista_var+=['b'+str(j) for j in range(grado)]
sage: lista_var+=['p', 'q']
sage: A = PolynomialRing(QQ,lista_var)
sage: P=A['X']
sage: r=P([A.gen(i) for i in range(grado)])
sage: r
a3*X^3 + a2*X^2 + a1*X + a0
sage: y=P([A.gen(i) for i in range(grado,2*grado)])
sage: y
b3*X^3 + b2*X^2 + b1*X + b0
sage: eq=y.derivative(2)+y.derivative()*A.gen(2*grado)+y*A.gen(2*grado+1)
sage: ecuaciones=[SR(l)==0 for l in eq.coefficients()]
sage: parametros=[SR(A.gen(j)) for j in range(2*grado+2)]
sage: Sol=solve(ecuaciones,parametros[grado:2*grado])
sage: show(Sol[0])
```

Método coeficientes indeterminados. Caso $r(x)$ polinomio

Encontramos las soluciones

$$b_0 = \frac{a_0 q^3 - 6 a_3 p^3 - (a_1 p + 2 a_2) q^2 + 2 (a_2 p^2 + 6 a_3 p) q}{q^4},$$

$$b_1 = \frac{a_1 q^2 + 6 a_3 p^2 - 2 (a_2 p + 3 a_3) q}{q^3},$$

$$b_2 = \frac{a_2 q - 3 a_3 p}{q^2},$$

$$b_3 = \frac{a_3}{q}$$

que tienen sentido solo cuando $q \neq 0$.

Método variación de los parámetros

Queremos resolver la ecuación

$$y''(x) + p(x)y'(x) + q(x)y(x) = r(x). \quad (15)$$

Supongamos que contamos con un par de soluciones y_1, y_2 linealmente independientes de la ecuación homogénea asociada

$$y''(x) + p(x)y'(x) + q(x)y(x) = 0. \quad (16)$$

El método de **variación de los parámetros** consiste en proponer una solución de la forma

$$y(x) = c_1(x)y_1(x) + c_2(x)y_2(x). \quad (17)$$

Método coeficientes indeterminados. Caso $r(x)$ polinomio y resonancia

El caso $q = 0$ es una forma de resonancia. Puede ser tratado como las anteriores resonancias, pero notando que la ecuación se reduce a $y'' + py' = r$ conviene tomar $v = y'$ como nueva variable dependiente y reducir la ecuación a una de primer orden.

Por último señalemos que si deseamos resolver un problema de la forma

$$L[y] \equiv y'' + py' + qy = r_1(x) + \cdots + r_n(x),$$

donde las funciones r_i son de alguna de las formas descritas en los casos previos, entonces la linealidad de L implica que, si y_i resuelve $L[y_i] = r_i$, $y = y_1 + \cdots + y_n$ resuelve la ecuación deseada.

Método variación de los parámetros

Hay dos funciones incógnitas c_1 y c_2 , pero sólo una ecuación. Tendremos por esto libertad de introducir otra condición que consideremos conveniente.

Tenemos

$$y' = c'_1 y_1 + c_1 y'_1 + c'_2 y_2 + c_2 y'_2.$$

Pidamos que

$$c'_1 y_1 + c'_2 y_2 = 0. \quad (18)$$

Supuesta esta igualad

$$y' = c_1 y'_1 + c_2 y'_2.$$

Derivando

$$y'' = c'_1 y'_1 + c'_2 y'_2 + c_1 y''_1 + c_2 y''_2.$$

Método variación de los parámetros

Entonces

$$\begin{aligned} r(x) &= y'' + py' + qy \\ &= c_1' y_1' + c_2' y_2' + c_1 y_1'' + c_2 y_2'' + p(c_1 y_1' + c_2 y_2') + q(c_1 y_1 + c_2 y_2) \\ &= c_1 (y_1'' + p y_1' + q y_1) + c_2 (y_2'' + p y_2' + q y_2) + c_1' y_1' + c_2' y_2' \\ &= c_1' y_1' + c_2' y_2' \end{aligned}$$

Esta ecuación junto a (18) nos dan el sistema

$$\begin{cases} c_1' y_1 + c_2' y_2 = 0 \\ c_1' y_1' + c_2' y_2' = r \end{cases} \quad (19)$$

Las incógnitas son c_1' y c_2' . El determinante de la matriz de coeficientes es precisamente el Wronskiano W de las soluciones y_1 e y_2 , por la suposición de independencia $W \neq 0$ y por lo tanto el sistema tiene solución única.

Método variación de los parámetros

En consecuencia

$$c_1 = - \int \frac{r y_2}{W} dx \quad (20)$$

y

$$c_2 = \int \frac{r y_1}{W} \quad (21)$$

Usando estas fórmulas y (17) obtenemos una solución particular del sistema. La solución general es la suma de la particular más una solución general del homogéneo. Esta última solución general se escribe como una combinación lineal genérica entre y_1 e y_2 .

Método variación de los parámetros

Se tiene

$$c_1' = - \frac{\det \begin{pmatrix} 0 & y_2 \\ r & y_2' \end{pmatrix}}{W} = - \frac{r y_2}{W}$$

y

$$c_2' = - \frac{\det \begin{pmatrix} y_1 & 0 \\ y_1' & r \end{pmatrix}}{W} = \frac{r y_1}{W}$$

Método variación de los parámetros

Ejemplo Resolver el siguiente pvi $y'' + y = \csc x$, $y(\frac{\pi}{2}) = 0$ y $y'(\frac{\pi}{2}) = 1$.

```
sage: x=var('x')
sage: y1=sin(x)
sage: y2=cos(x)
sage: W=y1*y2.diff()-y1.diff()*y2
sage: W.simplify_full() #chequeamos independencia
-1
sage: r=csc(x)
sage: y=(r*y1/W).integral(x)+y2-(r*y2/W).integral(x)*y1 #formula
sage: y
-x*cos(x) + log(sin(x))*sin(x)
sage: c1,c2=var('c1,c2')
sage: z=y+c1*y1+c2*y2 #solucion general
sage: (z.diff(x,2)+z-r).simplify_trig()
0
sage: #resolvemos pvi
sage: C=solve([z(x=pi/2)==0,z.diff(x).subs(x=pi/2)==1],[c1,c2])
sage: C
[[c1 == 0, c2 == 1/2*pi - 1]]
sage: A,B=C[0]
sage: y=z.subs_expr(A,B)
sage: y
1/2*(pi - 2)*cos(x) - x*cos(x) + log(sin(x))*sin(x)
sage: y(x=pi/2)
0
sage: y.diff()(x=pi/2)
1
```

Conclusiones

1. Si podemos encontrar dos soluciones linealmente independientes de una ecuación lineal homogénea de segundo orden, tenemos la solución general a través de combinaciones lineales.
2. Si tenemos una solución no trivial de una ecuación lineal homogénea de segundo orden podemos hallar otra por el método de reducción de orden.
3. Podemos resolver completamente una ecuación lineal homogénea de segundo orden con coeficientes constantes.
4. Podemos resolver algunos problemas no homogéneos por el método de coeficientes indeterminados.
5. Si conocemos las soluciones del problema homogéneo podemos resolver, en teoría, el no homogéneo para cualquier $r(x)$ por el método de variación de los parámetros

Aplicaciones. Vibraciones mecánicas

La fuerza elástica del resorte se modeliza con la Ley de Hooke. Para la amortiguación, supongamos que su módulo es proporcional a la velocidad de la masa. La constante de proporcionalidad c se llama coeficiente de **viscosidad**. La dirección y sentido de la fuerza amortiguadora es siempre contraria al movimiento. Por el principio de conservación de la energía, vemos que la fuerza de amortiguación siempre realiza un trabajo W negativo, por consiguiente hace perder energía cinética. De la fuerza externa F no sabemos nada en principio. Por todo lo expuesto, si ponemos un sistema de coordenadas con origen en la posición de equilibrio del sistema masa-resorte y si $x(t)$ es la posición de la masa en el momento t , la ecuación que gobierna el sistema masa-resorte con amortiguación y forzamiento es

$$mx''(t) \underset{\substack{= \\ \text{2º Ley Newton}}}{=} \underbrace{-kx(t)}_{\text{Hooke}} \underbrace{-cx'(t)}_{\text{Amortiguación}} + \underbrace{F(t)}_{\text{Fuerza externa}} \quad (22)$$

Aplicaciones. Vibraciones mecánicas

Problema: Estudiar el movimiento de un resorte (cómo el de la unidad anterior) pero suponer que además de actuar sobre la masa la fuerza elástica del resorte, tenemos una fuerza de fricción debida a la resistencia del medio. Por la acción de esta fuerza, se dice que es un sistema resorte-masa amortiguado. Además suponemos que hay otra fuerza F externa y que sólo depende de t . Por ejemplo si el resorte se colocase verticalmente y se dejase suspendida la masa, F sería la fuerza de gravedad. Si la masa estuviese hecha de metal, F podría ser una fuerza provista por un imán. Por la acción de esta fuerza el sistema se dice forzado. Por consiguiente el sistema completo, con la acción de las tres fuerzas, se denomina un sistema resorte-masa, amortiguado y forzado.

Vibraciones amortiguadas no forzadas ($c > 0$, $F = 0$)

Escribamos la ecuación (22) de la siguiente forma

$$x''(t) + 2\mu x'(t) + \omega^2 x = 0 \quad \mu := \frac{c}{2m}, \omega := \sqrt{\frac{k}{m}}. \quad (23)$$

Las raíces de la ecuación característica son

$$\lambda_{1,2} = -\mu \pm \sqrt{\Delta}, \quad \Delta := \mu^2 - \omega^2$$

Caso $\Delta > 0$. Aquí la viscosidad es “grande” relativa a la rigidez k . Se dice que el sistema está sobreamortiguado. En este caso tenemos dos soluciones linealmente independientes y la solución general es de la forma

$$x(t) = c_1 e^{\lambda_1 t} + c_2 e^{\lambda_2 t}$$

Notar que $\lambda_1, \lambda_2 < 0$.

Vibraciones amortiguadas no forzadas ($c > 0, F = 0$)

Supongamos que el sistema masa-resorte parte del reposo $x'(0) = 0$ y de una posición indeterminada x_0 . Resolvamos este pvi

```
sage: lambda1, lambda2=var('lambda1, lambda2')
sage: t=var('t')
sage: x=c1*e^(lambda1*t)+c2*e^(lambda2*t)
sage: x0=var('x0')
sage: C=solve([x(t=0)==x0, x.diff(t).subs(t=0)==0],
... [c1, c2], solution_dict=True)
sage: C
[{c2: lambda1*x0/(lambda1 - lambda2), c1: -lambda2*x0/(lambda1 - lambda2)}]
sage: x=x.subs(C[0])
sage: x.show()
sage: latex(x)
-\frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} x_0 e^{\left(\lambda_1 t\right)} + \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} x_0 e^{\left(\lambda_2 t\right)}
```

$$x(t) = x_0 \left\{ \frac{\lambda_1 e^{\lambda_2 t}}{\lambda_1 - \lambda_2} - \frac{\lambda_2 e^{\lambda_1 t}}{\lambda_1 - \lambda_2} \right\} \quad (24)$$

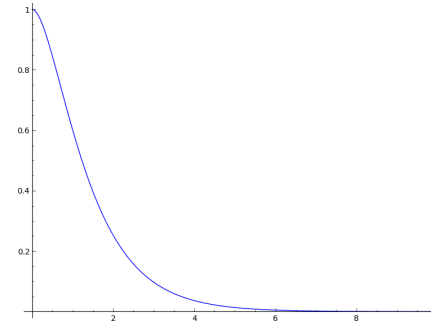
Vibraciones amortiguadas no forzadas ($c > 0, F = 0$)

Vibraciones amortiguadas no forzadas ($c > 0, F = 0$)

La masa podría haber pasado por la posición de equilibrio sólo en el pasado puesto que $x(t) = 0$ cuando

$$t = \frac{1}{\lambda_1 - \lambda_2} \ln \frac{\lambda_1}{\lambda_2} < 0$$

```
sage: x=x.subs({lambda1:-1, lambda2:-2, x0:1})
sage: x.plot((x, 0, 10))
```



Vibraciones amortiguadas no forzadas ($c > 0, F = 0$)

Caso $\Delta = 0$. En esta situación se dice que hay amortiguación crítica. Las raíces son iguales $\lambda_1 = \lambda_2 = -\mu$. Sabemos que

$$x_1(t) = c_1 e^{-\mu t} + c_2 t e^{-\mu t} = e^{-\mu t} \{c_1 + c_2 t\} \quad (25)$$

```
sage: c1, c2=var('c1, c2')
sage: mu=var('mu')
sage: t=var('t')
sage: x=e^(-mu*t)*(c1+c2*t)
sage: x0=var('x0')
sage: C=solve([x(t=0)==x0, x.diff(t).subs(t=0)==0], [c1, c2], solution_dict=True)
sage: C
[{c2: mu*x0, c1: x0}]
sage: x=x.subs(C[0]).subs({mu:.1, x0:1})
sage: x.plot((x, 0, 100))
```

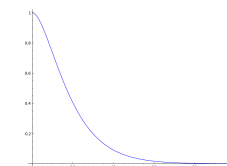


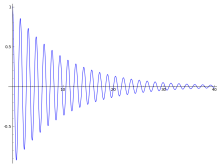
Figura: Masa-resorte sobreamortiguado

Vibraciones amortiguadas no forzadas ($c > 0, F = 0$)

Caso $\Delta < 0$. Caso subamortiguado, $\lambda_{1,2} = -\mu \pm \nu i$ con $\nu = \sqrt{|\Delta|} = \sqrt{|\omega^2 - \mu^2|}$. La solución general viene dada por

$$x(t) = e^{-\mu t} \{c_1 \cos \nu t + c_2 \sin \nu t\} \quad (26)$$

```
sage: c1, c2=var('c1, c2')
sage: mu=var('mu')
sage: nu=var('nu')
sage: x0=var('x0')
sage: x=e^(-mu*t)*(c1*cos(nu*t)+c2*sin(nu*t))
sage: t=var('t')
sage: C=solve([x(t=0)==x0, x.diff(t).subs(t=0)==0], [c1, c2], solution_dict=True)
sage: x=x.subs(C[0]).subs({mu:.1, nu:4, x0:1})
sage: x.plot((x, 0, 100))
```



Vibraciones amortiguadas no forzadas ($c > 0, F = 0$)

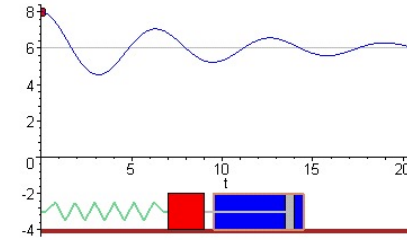


Figura: Masa-resorte subamortiguado

Vibraciones amortiguadas no forzadas ($c > 0, F = 0$)

Se suele escribir la ecuación (26) de otra forma. Expresemos el vector (c_1, c_2) en coordenadas polares.

$$c_1 = \rho \cos \alpha, \quad c_2 = \rho \sin \alpha.$$

Entonces

$$x(t) = e^{-\mu t} \{c_1 \cos \nu t + c_2 \sin \nu t\} = \boxed{\rho e^{-\mu t} \cos(\nu t - \alpha)}.$$

Llamaremos este régimen **movimiento cuasi-oscilatorio**. Se ejecutan vibraciones que se van amortiguando de **frecuencia**

$$f = \frac{1}{\text{período}} = \frac{\nu}{2\pi}, \quad \nu = \sqrt{\omega^2 - \mu^2} = \sqrt{\left(\frac{k}{m}\right)^2 - \left(\frac{c}{2m}\right)^2}.$$

En lugar de la frecuencia se suele considerar la **frecuencia angular** que se define como $2\pi f$. La ventaja de esta definición es que la frecuencia angular de la función de arriba es ν .

Vibraciones amortiguadas no forzadas ($c > 0, F = 0$)

Ejercicio: En cualquiera de las situaciones descritas, $x(t) \rightarrow 0$ y $x'(t) \rightarrow 0$, cuando $t \rightarrow \infty$. Es decir, la masa se va deteniendo.

Vibraciones no amortiguadas y forzadas ($c = 0$, $F \neq 0$)

Vamos a considerar una fuerza externa oscilatoria de frecuencia angular ω_0 y amplitud F_0 . Tenemos que resolver

$$x''(t) + \omega^2 x(t) = F_0 \cos(\omega_0 t). \quad (27)$$

Usaremos el método de coeficientes indeterminados y SAGE.

Antes, recordar que si $\omega = \omega_0$ estamos en resonancia.

Tendremos que considerar ese caso por separado.

Supongamos pues $\omega \neq \omega_0$.

El siguiente código se puede encontrar en la carpeta `scripts` del repositorio [GitHub](#) de esta materia. El script se denomina

`osc_arm_forz_noamort.sage`

Vibraciones no amortiguadas y forzadas ($c = 0$, $F \neq 0$)

$$x(t) = \frac{F_0 \cos(\omega_0 t)}{\omega^2 - \omega_0^2} + c_1 \cos(\omega t) + c_2 \sin(\omega t). \quad (28)$$

Como ya hemos visto, considerando las coordenadas polares ρ y α de c_1, c_2 podemos reescribir la solución

$$x(t) = \frac{F_0 \cos(\omega_0 t)}{\omega^2 - \omega_0^2} + \rho \cos(\omega t - \alpha)$$

Vemos que el movimiento es la superposición de dos movimientos oscilatorios de frecuencias ω , que se denomina la **frecuencia natural** del resorte, y ω_0 que se denomina **frecuencia impresa**.

Vibraciones no amortiguadas y forzadas ($c = 0$, $F \neq 0$)

```
t, omega, omega0, F0 = var('t, omega, omega0, F0')
A, B = var('A, B')
x = A*cos(omega0*t) + B*sin(omega0*t)
eq = x.diff(t, 2) + omega^2*x - F0*cos(omega0*t)
eqL1 = eq.coefficient(sin(omega0*t))
eqL2 = eq.coefficient(cos(omega0*t))
matrix([[eqL1.coefficient(A), eqL1.coefficient(B)],
        [eqL2.coefficient(A), eqL2.coefficient(B)]]).det().show()
SolAB = solve([eqL1, eqL2], [A, B], solution_dict=True)
show(x)
x = x.subs(SolAB[0])
show(x)
print(latex(x))
```

Notar que el determinante del sistema de ecuaciones algebraicas es $-(\omega - \omega_0)^2$. Luego la matriz es no singular sólo en no resonancia.

La solución general del problema es la solución particular que acabamos de obtener más una solución general del homogéneo que sabemos es una combinación lineal generica entre $\cos \omega t$ y $\sin \omega t$.

Vibraciones no amortiguadas y forzadas ($c = 0$, $F \neq 0$)

Resolvamos el pvi

$$\begin{cases} x''(t) + \omega^2 x(t) = F_0 \cos(\omega_0 t), \\ x'(0) = x(0) = 0 \end{cases}$$

```
sage: t, omega, omega0, F0, rho, alpha = var('t, omega, omega0, F0, rho, alpha')
sage: x = F0/(omega^2 - omega0^2)*cos(omega0*t) + rho*cos(omega*t - alpha)
sage: assume(-pi < alpha, alpha < 2*pi)
sage: solve([x(t=0)==0, x.diff(t).subs(t=0)==0], [rho, alpha])
[omega*rho*sin(alpha) == 0, rho*cos(alpha) + F0/(omega^2 - omega0^2) == 0]
sage: x0 = x(alpha=0)
sage: sol = solve([x0(t=0)==0, x0.diff(t).subs(t=0)==0], rho, \
solution_dict=True)
sage: x0 = x0.subs(sol[0])
sage: x0.factor().show()
```

$$x(t) = -\frac{F_0 \cos(\omega t)}{\omega^2 - \omega_0^2} + \frac{F_0 \cos(\omega_0 t)}{\omega^2 - \omega_0^2}$$

Vibraciones no amortiguadas y forzadas ($c = 0$, $F \neq 0$)

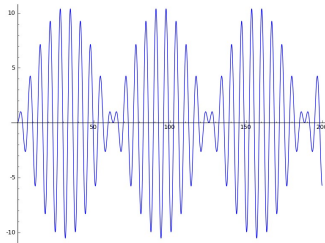
Ahora usemos la identidad

$\cos(a - b) - \cos(a + b) = 2 \sin a \sin b$, con $a = \frac{1}{2}(\omega + \omega_0)$ y $b = \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)$. Deducimos

$$x(t) = \frac{2F_0}{\omega^2 - \omega_0^2} \sin(\omega - \omega_0)t \sin(\omega + \omega_0)t. \quad (29)$$

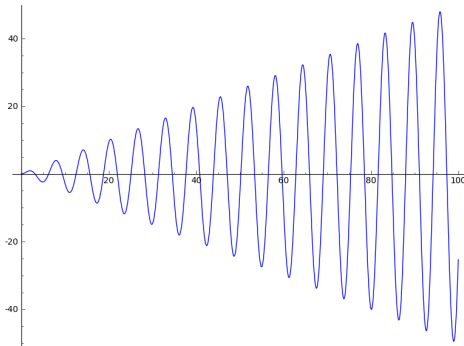
Esta expresión la podemos ver como una onda de frecuencia grande $\omega + \omega_0$ modulada por una de frecuencia chica $\omega - \omega_0$.

sage: x1=x0.subs({F0:1, omega:1, omega0:.9})
sage: x1.plot(x, 0, 200)



Vibraciones no amortiguadas y forzadas ($c > 0$, $F \neq 0$)

Se producen “vibraciones” no acotadas.



Ver la notebook `batido.sws`. En la wiki [Hearing a trigonometric identity](#) se puede escuchar ondas sonoras con los fenómenos de resonancia y batido.

Vibraciones no amortiguadas y forzadas ($c > 0$, $F \neq 0$)

Calculemos el límite $\lim_{\omega_0 \rightarrow \omega} x(t)$,

sage: limit(x0, omega0=omega)
 $1/2 * F_0 * t * \sin(\omega * t) / \omega$

$$x(t) = \frac{F_0 t \sin(\omega t)}{2\omega}$$

El caso $\omega = \omega_0$ es el caso con resonancia, que debemos resolver como fue indicado en la página 7, esto es proponiendo como solución $y(x) = x(A \cos x + B \sin x)$. El siguiente código sage muestra que la solución es la misma función que la obtenida por el proceso de límite de los casos sin resonancia.

```
t, omega, F0=var('t, omega, F0')
A, B=var('A, B')
x=t*(A*cos(omega*t)+B*sin(omega*t))
eq=x.diff(t, 2)+omega^2*x-F0*cos(omega*t)
eqL1=eq.coefficient(sin(omega*t))
eqL2=eq.coefficient(cos(omega*t))
SolAB=solve([eqL1, eqL2], [A, B], solution_dict=True)
x=x.subs(SolAB[0])
show(x)
x.subs({omega:1, F0:1}).plot(t, 0, 100).show()
```

Vibraciones amortiguadas y forzadas ($c > 0$, $F \neq 0$)

Vamos a considerar una fuerza externa oscilatoria de frecuencia ω_0 y amplitud F_0 . Tenemos que resolver

$$x''(t) + 2\mu x'(t) + \omega^2 x(t) = F_0 \cos(\omega_0 t). \quad (30)$$

```
t, mu, omega, omega0, F0=var('t, mu, omega, omega0, F0')
A, B=var('A, B')
x=A*cos(omega0*t)+B*sin(omega0*t)
eq=x.diff(t, 2)+2*mu*x.diff(t)+omega^2*x-F0*cos(omega0*t)
eqL1=eq.coefficient(sin(omega0*t))
eqL2=eq.coefficient(cos(omega0*t))
CoefSis=matrix([[eqL1.coefficient(A), eqL1.coefficient(B)], [eqL2.coefficient(A), eqL2.coefficient(B)]])
show(CoefSis.det())
SolAB=solve([eqL1, eqL2], [A, B], solution_dict=True)
x=x.subs(SolAB[0])
show(x)
```

Vibraciones amortiguadas y forzadas ($c > 0, F \neq 0$)

$$x(t) = \frac{2 F_0 \mu \omega_0 \sin(\omega_0 t)}{\omega^4 + \omega_0^4 + 2(2\mu^2 - \omega^2)\omega_0^2} + \frac{(F_0 \omega^2 - F_0 \omega_0^2) \cos(\omega_0 t)}{\omega^4 + \omega_0^4 + 2(2\mu^2 - \omega^2)\omega_0^2}$$

(31)

Es un movimiento oscilatorio de frecuencia angular ω_0 . Podemos escribir $x(t) = \rho \cos(\omega_0 t - \alpha)$, donde (ρ, α) son las coordenadas polares de (A, B) . En particular $\rho = \sqrt{A^2 + B^2}$.
Recurrimos nuevamente a SAGE

```
sage: rho=sqrt(A**2+B**2).subs(SolAB[0]).simplify_full()
sage: show(rho)
```

$$\rho(\omega_0) = \frac{F_0}{\sqrt{\omega^4 + \omega_0^4 + 2(2\mu^2 - \omega^2)\omega_0^2}} = \frac{F_0}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\mu^2\omega_0^2}}$$

Vibraciones amortiguadas y forzadas ($c > 0, F \neq 0$)

La función tiene un notorio máximo cerca de $\omega_0 = 5$. Seguramente es debido a la aparición de resonancias. Hallemos el punto de máximo exacto.

```
sage: sol=solve(rho.diff(omega0), omega0)
sage: sol
[omega0 == -sqrt(-2*mu^2 + omega^2), omega0 == sqrt(-2*mu^2 + omega^2), c
sage: rho.diff(omega0,2).subs(sol[1]).simplify_full().show()
```

Si $2\mu^2 < \omega$ tendremos un máximo (en realidad un máximo local) en $\omega_0 = \sqrt{-2\mu^2 + \omega^2}$. En el ejemplo que graficamos el máximo ocurre en

```
sage: sol[1].rhs().subs({mu:.1, omega:5})
4.99799959983992
```

Vale decir, un oscilador armónico en reposo es más sensible a excitaciones en ciertas frecuencias, aproximadamente la frecuencia natural del resorte cuando el coeficiente de viscosidad $c = 2m\mu$ es chico. Esto es utilizado para diseñar dispositivos que captan ondas sísmicas.

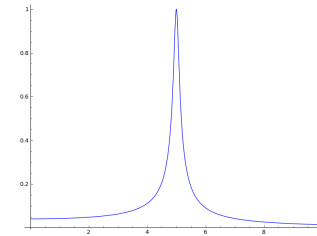
Vibraciones amortiguadas y forzadas ($c > 0, F \neq 0$)

$$\alpha = \text{atan2}(\omega^2 - \omega_0^2, 2\mu\omega_0)$$

En una consola de sage entrar `atan2?` para averiguar que función es `atan2`.

Grafiquemos la función $\rho(\omega_0)$ para $\omega = 5$ y $\mu = 0,1$.

```
sage: plot(rho.subs({F0:1, mu:.1, omega:5}), (omega0,0,10))
```



Vibraciones amortiguadas y forzadas ($c > 0, F \neq 0$)

Hasta aquí hemos encontrado una solución particular del sistema no homogéneo. Para encontrar una solución general deberíamos adicionar a la particular que disponemos una solución general $x_g(t)$ de la ecuación homogénea. La forma de esta solución general es de alguno de los tipos 26, 25 o 24. Sin embargo no nos importa ahora la fórmula explícita de estas soluciones, sino que nos interesa resaltar que tratase del tipo que se trate, se satisface que $\lim_{t \rightarrow \infty} x_g(t) = 0$. Por este motivo, vamos a decir que esta parte de la solución es **transitoria**. En cambio la solución que prevalece en el tiempo dada por (31) la denominaremos solución **estacionaria**.

Un poco de mecánica celeste

Vamos a considerar ahora el problema del movimiento de un planeta, digamos la Tierra, de masa m_{\oplus} alrededor del sol de masa m_{\odot} . Como $m_{\odot} \gg m_{\oplus}$ vamos a ignorar la fuerza que actúa sobre el Sol debido a la atracción gravitatoria de la Tierra. Esta suposición, aunque falsa, la hacemos por simplicidad. No obstante, con sólo un poco de trabajo, el caso más general se reduce al tratado aquí. Ver el trabajo final de la Lic. Matemática de Leopoldo Buri, para una deducción más cuidadosa. Vamos a suponer además que el movimiento del planeta se restringe a un plano. Esta afirmación es cierta y aunque su demostración es sencilla no la desarrollaremos aquí.

Supongamos un sistema de coordenadas cartesianas sobre el plano en que se realiza el movimiento orbital del planeta.

Asumimos el Sol en el origen de coordenadas y en reposo.

Como no actúa fuerza sobre él, permanecerá en esa situación.

Vamos a suponer que la posición de la Tierra es \vec{r} .

Un poco de mecánica celeste

Los dos ingredientes básicos para derivar la leyes de movimiento del planeta son la **Segunda Ley de Newton** y la **Ley Gravitación Universal**. Ya hemos considerado ambas con anterioridad.

Según la Ley de Gravitación Universal, la magnitud de la fuerza de gravedad es proporcional a $\frac{m_{\oplus} m_{\odot}}{d^2}$, donde d es la distancia tierra-sol. A la constante de proporcionalidad la llamaremos, como es costumbre, G . La dirección de la fuerza gravitatoria es la de la recta que une los dos astros y el sentido es tal que la fuerza atrae los cuerpos. Vale decir, la dirección y sentido de la fuerza de gravedad vienen dados por el versor $-\vec{r}/r$, donde $r = |\vec{r}|$. Luego se debe satisfacer que

$$Gm_{\oplus} \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -\frac{Gm_{\oplus} m_{\odot}}{r^2} \frac{\vec{r}}{r} = -Gm_{\oplus} m_{\odot} \frac{\vec{r}}{r^3}.$$

Un poco de mecánica celeste

Es decir

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -\mu \frac{\vec{r}}{r^3} \quad \text{donde } \mu := Gm_{\odot} \quad (32)$$

Esta ecuación se conoce como la **ecuación de los dos cuerpos**. Dado que esta ecuación entraña, a su vez, tres ecuaciones escalares, una por cada componente de \vec{r} , se nos presenta aquí un **Sistema de Ecuaciones Diferenciales**. No sabemos resolver sistemas de ecuaciones. No obstante vamos a ver como podemos reducir la ecuación anterior, mediante ingeniosos cambios de variables, a ecuaciones diferenciales que sabemos resolver.

Un poco de mecánica celeste

Vamos a usar coordenadas polares (r, θ) y los versores $\vec{u}_r := (\cos \theta, \sin \theta)$ y $\vec{u}_{\theta} := (-\sin \theta, \cos \theta)$. Notar que $\vec{u}_r \perp \vec{u}_{\theta}$ y por consiguiente $\mathcal{B} := \{\vec{u}_r, \vec{u}_{\theta}\}$ forma una base del espacio euclideo 2-dimensional. Usaremos este hecho para representar distintos vectores como combinación lineal de vectores de la base. Los cálculos, como es ya habitual, se los dejaremos a SAGE, pero esta vez usaremos **SageTeX** como interfaz de SAGE. SageTeX permite incrustar código y outputs de SAGE dentro de un archivo \LaTeX .

Todos los cálculos que realizamos los pueden encontrar en el script `2cuerpos.sage` dentro de la carpeta `scripts` en el repositorio de **GitHub** que mantiene materiales de este curso. Ver el siguiente enlace

https://github.com/fdmazzone/Ecuaciones_Diferenciales

Un poco de mecánica celeste

Primero declaramos las variables y asignamos los vectores \vec{u}_r , \vec{u}_θ y el vector \vec{r} al que llamamos `pos`.

```
t,mu=var('t,mu')
x=function('x',t)
y=function('y',t)
r=function('r',t)
theta=function('theta',t)
u_r=vector([cos(theta),sin(theta)])
u_theta=vector([-sin(theta),cos(theta)])
pos=(r*u_r).column()
```

Como vamos a necesitar representar vectores en la base $\mathcal{B} = \{\vec{u}_r, \vec{u}_\theta\}$, construimos una matriz con los vectores de la base en las columnas.

```
M=matrix([[cos(theta),-sin(theta)],
[sin(theta),cos(theta)]])
```

Un poco de mecánica celeste

En la notación de SAGE

$$\vec{a} = \begin{pmatrix} -r(t) D[0](\theta)(t)^2 + D[0,0](r)(t) \\ (2 D[0](r)(t) D[0](\theta)(t) + r(t) D[0,0](\theta)(t)) \end{pmatrix}$$

En la que nos gusta más

$$\vec{a} = \begin{pmatrix} \ddot{r} - r\dot{\theta}^2 \\ r\ddot{\theta} + 2\dot{r}\dot{\theta} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \ddot{r} - r\dot{\theta}^2 \\ \frac{1}{r} \frac{d}{dt} (r^2 \dot{\theta}) \end{pmatrix}$$

Un poco de mecánica celeste

Demosle un vistazo a M

$$M := \begin{pmatrix} \cos(\theta(t)) & -\sin(\theta(t)) \\ \sin(\theta(t)) & \cos(\theta(t)) \end{pmatrix}.$$

Concretamente queremos representar el vector aceleración $\vec{a} := \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2}$ en la base \mathcal{B} , para ello debemos resolver $MX = \vec{a}$, donde X y \vec{a} los asumimos vectores columna. Con SAGE lo hacemos en un periquete

```
sol=M.solve_right(pos.derivative(t,2))
a1=sol[0].simplify_full()
a2=sol[1].simplify_full()
```

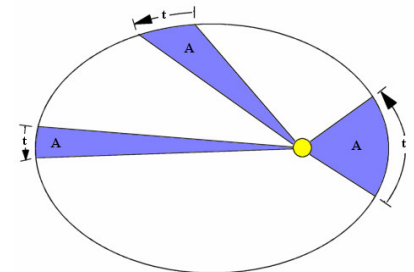
Obtenemos así las dos componentes de \vec{a} .

Un poco de mecánica celeste

El vector aceleración debe ser igual a la fuerza por unidad de masa $-\mu \vec{r}/r^3$. Notemos que esta fuerza es **central**, es decir tiene componente nula respecto al vector \vec{u}_θ . Por consiguiente se debe satisfacer que

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dt} (r^2 \dot{\theta}) = 0 \iff \exists h \in \mathbb{R} : \boxed{r^2 \dot{\theta} = h}.$$

Hemos derivado la **Segunda Ley de Kepler**: El radio vector barre áreas iguales en tiempos iguales.



Un poco de mecánica celeste

En la dirección radial \vec{u}_r la componente de la fuerza es $-\mu/r^2$. Es decir se satisface la ecuación

$$\ddot{r} - r\dot{\theta}^2 = -\frac{\mu}{r^2}$$

Notar que esta ecuación entraña dos incógnitas r y θ , pero $\dot{\theta}$ puede ser remplazado por h/r^2 por la segunda Ley de Kepler. Declaremos la variable h que juega un rol importante y reemplacemos $\dot{\theta}$ en la ecuación

```
h=var('h')
ed=(a1[0]).subs_expr(theta.diff(t)==h/r^2)
ed+=mu/r^2
```

Resulta

$$-\frac{h^2}{r(t)^3} + \frac{\mu}{r(t)^2} + D[0,0](r)(t)$$

Un poco de mecánica celeste

En la ecuación resultante, nuevamente aparece $\dot{\theta}$ y además ahora aparece $\ddot{\theta}$. Tenemos que reemplazar $\dot{\theta}$ por hz^2 y $\ddot{\theta}$ por $\frac{d}{dt}hz^2$.

```
theta2diff=(h*z^2).diff(t).\
subs_expr(theta.diff(t)==h*z^2)
ed3=ed2.subs_expr\
(theta.diff(t)==h*z^2, theta.diff(t,2)==theta2diff)
ed4=(ed3/z^2/h^2).expand()
```

Resulta

$$\frac{\mu}{h^2} - z(\theta(t)) - D[0,0](z)(\theta(t))$$

La ecuación del oscilador armónico. Sabemos resolver esta ecuación y SAGE también!!

```
s=var('s')
ed5=ed4.subs_expr(theta==s)
sol1=desolve(ed5, z, ivar=s)
```

Un poco de mecánica celeste

Conseguimos una ecuación no lineal de segundo orden para r . De los métodos que hemos visto, ninguno se aplica a esta ecuación. El truco mágico consiste en considerar la nueva variable dependiente $z = 1/r$ y la nueva variable independiente θ .

```
z=function('z',theta)
r=1/z
ed2=r.diff(t,2)+mu/r^2-h^2/r^3
```

Se obtiene

```
sage: ed2
-h^2*z(theta(t))^3 + mu*z(theta(t))^2 + 2*D
[0](theta(t))^2*D[0](z)(theta(t))^2/z(
theta(t))^3 - D[0](theta(t))^2*D[0,0](z)(
theta(t))/z(theta(t))^2 - D[0,0](theta(t))
)*D[0](z)(theta(t))/z(theta(t))^2
```

Un poco de mecánica celeste

obtenemos

$$z(s) = k_2 \cos(s) + k_1 \sin(s) + \frac{\mu}{h^2}$$

Ahora si escribimos $k_1 = \rho \cos \omega$ y $k_2 = -\rho \sin \omega$ y recordamos que $z = 1/r$, deducimos

$$r = \frac{1}{\frac{\mu}{h^2} + \rho \sin(s - \omega)}$$

Llamando $p = \frac{h^2}{\mu}$ y $e = \frac{\rho h^2}{\mu}$

$$r = \frac{p}{1 + e \sin(s - \omega)} \quad (33)$$

Un poco de mecánica celeste

Ejercicio: La ecuación (33) es la ecuación de una cónica con foco en el origen y excentricidad e . Recordemos que la variable s es el ángulo polar.

Hagamos algunos gráficos

```
ListaGra=[]
for e in xrange(0,.8,.1):
    ListaGra+= [polar_plot(1/(1+e*cos(s)),\
        (s,0,2*pi),rgbcolor=(e,1-e,0))]
ListaGra+= [polar_plot(1/(1+cos(s)),\
    (s,-3*pi/4,3/4*pi),rgbcolor=(e,1-e,0))]
for e in xrange(1.2,2,.1):
    ListaGra+= [polar_plot(1/(1+e*cos(s)),\
        (s,-0.65*pi,0.65*pi),rgbcolor=(0,2-e,e-1))]
gra=sum(ListaGra).show()
```

Un poco de mecánica celeste

Hemos logrado encontrar r como función de θ . Esto fue importante, de allí por ejemplo deducimos que las órbitas eran cónicas. No obstante no hemos logrado resolver aún el problema de los dos cuerpos (32), para ello deberíamos encontrar $\vec{r}(t)$, es decir poner a \vec{r} como función de t . Esto nos serviría para decir que punto de la órbita ocupa el planeta en un dado momento. Este problema no lo desarrollaremos aquí dado que su solución se aparte del tema de las ecuaciones diferenciales. que excede los objetivos de este curso.

Un poco de mecánica celeste

