Ingeniería Eléctrica
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS
UNIVERSIDAD DE CHILE

Análisis de señales (EL3203-2)
Clase auxiliar 3
Prof. Jorge Silva.
Prof. Aux. Erik Sáez

Serie de Fourier de una señal T-periódica

La serie de Fourier permite descomponer cualquier señal periódica en una suma de funciones sinusoidales (armónicos) de distintas frecuencias, amplitudes y fases. Cada armónico tiene una frecuencia múltiplo de la fundamental $\omega_0 = \frac{2\pi}{T}$, donde T es el período de la señal. Así, cualquier señal T-periódica se puede escribir como:

$$x(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_k\, e^{jk\omega_0 t} \tag{1}$$

Los coeficientes c_k indican el peso (amplitud y fase) de cada armónico en la señal.

Base armónica y ortogonalidad

Las funciones $\psi_k(t) = e^{jk\omega_0 t}$ forman una base ortogonal en el intervalo de un período. Esto significa que cada armónico es independiente de los demás y se puede calcular por separado:

$$\frac{1}{T}\int_{t_0}^{t_0+T} \psi_k(t)\,\psi_m^*(t)\,dt = \begin{cases} 1, & k = m, \\ 0, & k \neq m. \end{cases} \tag{2}$$

Esta propiedad facilita el cálculo de los coeficientes de Fourier.

Ecuaciones de análisis y síntesis

Síntesis: reconstruye la señal a partir de los coeficientes:

$$x(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_k\, e^{jk\omega_0 t} \tag{3}$$

Análisis: permite calcular cada coeficiente a partir de la señal:

$$c_k = \frac{1}{T}\int_{t_0}^{t_0+T} x(t)\, e^{-jk\omega_0 t}\, dt \tag{4}$$

El intervalo $[t_0, t_0 + T]$ puede elegirse arbitrariamente, siempre que cubra un período completo.

Simetrías para señales reales

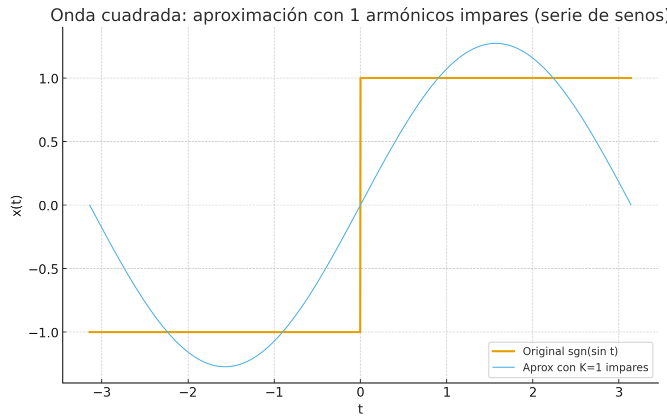
Si la señal $x(t)$ es real, los coeficientes cumplen $c_{-k} = c_k^*$ (simetría conjugada), lo que implica que la magnitud es igual y la fase opuesta para k y $-k$. Si la señal es par, sólo aparecen cosenos; si es impar, sólo senos.

Aproximación finita (truncada)

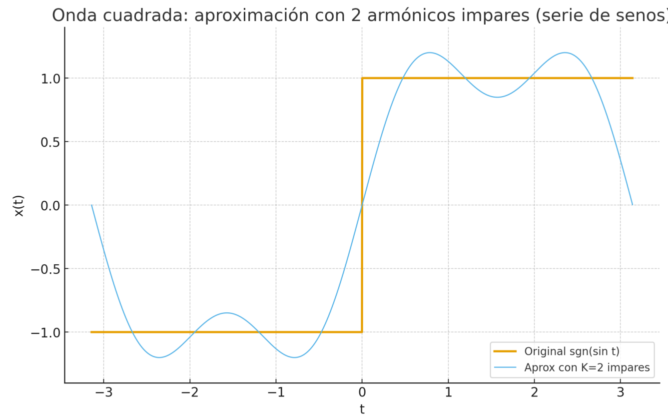
En la práctica, se usan sólo los primeros K armónicos para aproximar la señal:

$$x_K(t) = \sum_{k=-K}^{K} c_k \, e^{jk\omega_0 t} \tag{5}$$

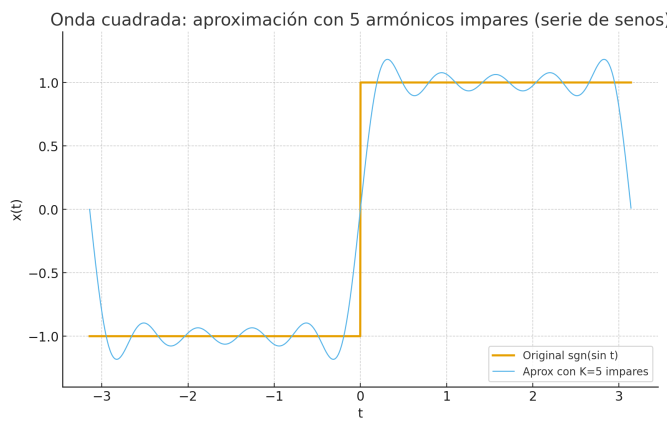
Esto es útil para análisis numérico y simulaciones. Cerca de discontinuidades pueden aparecer oscilaciones (efecto Gibbs). El valor de K depende de la precisión deseada y la naturaleza de la señal.



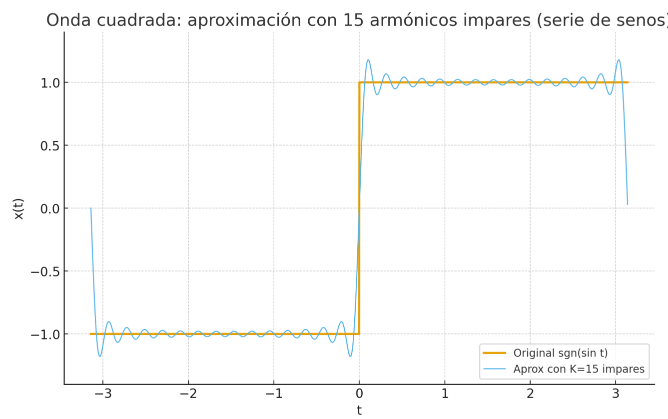
(a) Aproximación con $K = 1$ armónico impar.



(b) Aproximación con $K = 2$ armónicos impares.



(c) Aproximación con $K = 5$ armónicos impares.



(d) Aproximación con $K = 15$ armónicos impares.

Figura 1: Aproximación de una onda cuadrada mediante la suma de los primeros K armónicos impares (serie de senos). Se observa cómo la aproximación mejora al aumentar K, pero aparecen oscilaciones cerca de las discontinuidades (efecto Gibbs).

Energía y potencia

La energía de una señal mide el "contenido total" a lo largo del tiempo:

$$E_x = \int_{-\infty}^{\infty} |x(t)|^2 \, dt \tag{6}$$

Para señales periódicas, la energía es infinita, pero se define la potencia promedio en un período:

$$P_x = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} |x(t)|^2 \, dt \tag{7}$$

La potencia indica cuánta energía se transfiere en promedio por unidad de tiempo.

Relación de Parseval (señales periódicas)

La relación de Parseval conecta el dominio temporal y el de frecuencias:

$$P_x = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} |x(t)|^2 \, dt = \sum_{k=-\infty}^{\infty} |c_k|^2 \tag{8}$$

Esto permite calcular la potencia directamente a partir de los coeficientes de Fourier, sin necesidad de integrar en el tiempo.

---

1. Considere la familia de funciones exponenciales discretas:

$$A = \Big\{(\gamma_a(n)) \in \mathbb{R}^{\mathbb{N}} : \gamma_a(n) = a^n u(n),\ 0 < a < 1\Big\} \tag{9}$$

   1. Verifique que el impulso discreto $\delta(n)$ puede ser expresado punto a punto como:

$$\delta(n) = \gamma_a(n) - a\,\gamma_a(n-1) \tag{10}$$

   2. Del punto anterior, muestre que toda señal discreta $x(n) \in \mathbb{R}^{\mathbb{Z}}$ puede ser descompuesta como:

$$x(n) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_k\,\gamma_a(n-k) \tag{11}$$

   3. Use las propiedades de linealidad e invariancia en el tiempo para expresar la salida $y(n) = \mathcal{T}[x(n)]$ en términos de la entrada $x(n)$ y la señal $g(n) = \mathcal{T}[\gamma_a(n)]$.

Solución:

Resolución 1.1

Sea la familia de funciones exponenciales discretas:

$$A = \Big\{\gamma_a(n) \in \mathbb{R}^{\mathbb{N}} : \gamma_a(n) = a^n u(n),\ 0 < a < 1\Big\}. \tag{12}$$

Queremos verificar que:

$$\delta(n) = \gamma_a(n) - a\,\gamma_a(n-1). \tag{13}$$

Dado que se busca demostrar lo anterior, tendremos lo siguiente:

$$\begin{aligned} \gamma_a(n) - a\,\gamma_a(n-1) &= a^n u(n) - a \cdot a^{n-1} u(n-1) && (14)\\ &= a^n u(n) - a^n u(n-1) && (15)\\ &= a^n\big[u(n) - u(n-1)\big]. && (16) \end{aligned}$$

Recordemos que:

$$u(n) - u(n-1) = \begin{cases} 1, & n = 0, \\ 0, & n \neq 0, \end{cases} \tag{17}$$

lo cual corresponde exactamente a la definición del impulso discreto $\delta(n)$. Por lo tanto:

$$\delta(n) = \gamma_a(n) - a\,\gamma_a(n-1). \tag{18}$$

Resolución 1.2

Sabemos que cualquier señal discreta $x(n)$ puede expresarse como:

$$x(n) = \sum_{k\in\mathbb{Z}} x(k)\,\delta(n-k). \tag{19}$$

Sustituyendo la expresión de $\delta(n)$ obtenida en el punto anterior:

$$\begin{aligned} x(n) &= \sum_{k\in\mathbb{Z}} x(k)\Big[\gamma_a(n-k) - a\,\gamma_a(n-k-1)\Big] && (20)\\ &= \sum_{k\in\mathbb{Z}} x(k)\,\gamma_a(n-k) \;-\; a\sum_{k\in\mathbb{Z}} x(k)\,\gamma_a(n-k-1). && (21)\end{aligned}$$

En la segunda suma hacemos el cambio de variable $k \mapsto k-1$:

$$\sum_{k\in\mathbb{Z}} x(k)\,\gamma_a(n-k-1) = \sum_{k\in\mathbb{Z}} x(k-1)\,\gamma_a(n-k). \tag{22}$$

Por tanto:

$$x(n) = \sum_{k\in\mathbb{Z}} \Big[x(k) - a\,x(k-1)\Big]\,\gamma_a(n-k). \tag{23}$$

Definiendo:

$$c_k = x(k) - a\,x(k-1), \tag{24}$$

tenemos finalmente:

$$x(n) = \sum_{k\in\mathbb{Z}} c_k\,\gamma_a(n-k). \tag{25}$$

Resolución 1.3

Sea el sistema $\mathcal{T}$ lineal e invariante en el tiempo (LTI). Definimos:

$$g(n) = \mathcal{T}[\gamma_a(n)]. \tag{26}$$

La respuesta al impulso del sistema es:

$$h(n) = \mathcal{T}[\delta(n)]. \tag{27}$$

Usando el resultado de 1.1:

$$\begin{aligned} h(n) &= \mathcal{T}\big[\gamma_a(n) - a\,\gamma_a(n-1)\big] && (28)\\ &= \mathcal{T}[\gamma_a(n)] - a\,\mathcal{T}[\gamma_a(n-1)] && (29)\\ &= g(n) - a\,g(n-1). && (30)\end{aligned}$$

Finalmente, como el sistema es LTI:

$$\begin{aligned} y(n) &= (x*h)(n) && (31)\\ &= \sum_{k\in\mathbb{Z}} x(k)\,h(n-k) && (32)\\ &= \sum_{k\in\mathbb{Z}} x(k)\Big[g(n-k) - a\,g(n-k-1)\Big]. && (33)\end{aligned}$$

De este modo:

$$y(n) = \sum_{k\in\mathbb{Z}} x(k)\,\big[g(n-k) - a\,g(n-k-1)\big]. \tag{34}$$

2. 1. Determine la transformada de Fourier de las siguientes señales y gráfiquela en magnitud y fase:

   - $x(t) = \begin{cases} A\cdot e^{-at} & t \geq 0 \\ 0 & t < 0 \end{cases}$
   - $x(t) = A\cdot e^{-a|t|}$

   2. Determine los coeficientes de la serie de Fourier para la siguiente señal:

$$x(t) = 1 + \sin(\omega_0 t) + 2\cos(\omega_0 t) + \cos\left(2\omega_0 t + \frac{\pi}{4}\right) \tag{35}$$

Solución:

Resolución 2.1

Se pide la transformada de Fourier de las funciones dadas, luego por definición:

$$X(F) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t)\, e^{-j2\pi Ft}\, dt \tag{36}$$

Luego se tiene que la primera función se puede expresar en funcion del escalón unitario $u(t)$:

$$x(t) = A\, e^{-at}\, u(t), \qquad a > 0.$$

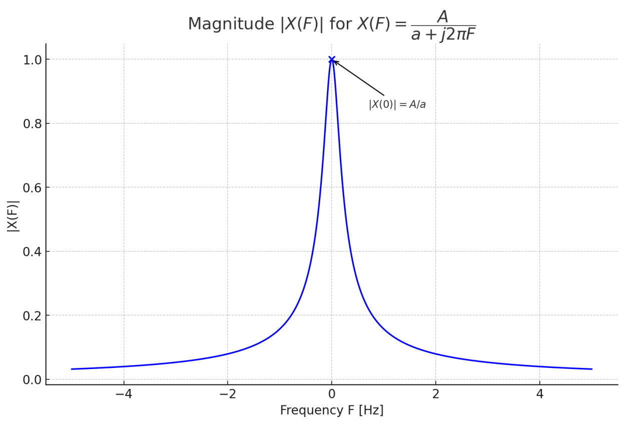
Por definición,

$$\begin{aligned}
X(F) &= \int_{-\infty}^{\infty} x(t)\, e^{-j2\pi Ft}\, dt && (37)\\
&= \int_{0}^{\infty} Ae^{-at}\, e^{-j2\pi Ft}\, dt && (38)\\
&= A\int_{0}^{\infty} e^{-(a+j2\pi F)t}\, dt && (39)\\
&= A\left[\frac{-1}{a+j2\pi F}\, e^{-(a+j2\pi F)t}\right]_0^{\infty} && (40)\\
&= \frac{A}{a+j2\pi F}. && (41)
\end{aligned}$$

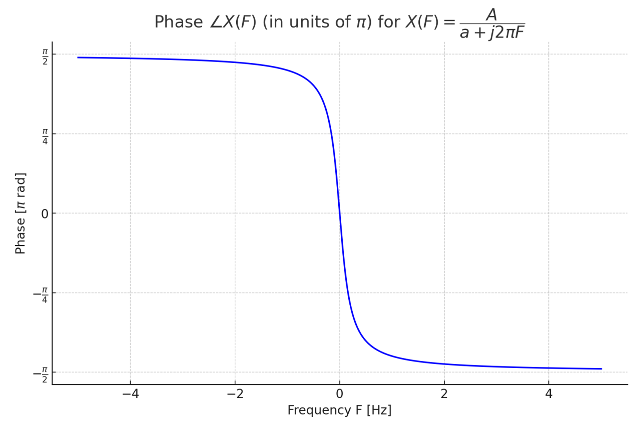
Luego tenemos que el modulo y fase vienen dados por:

$$\begin{aligned}
|X(F)| &= \frac{A}{\sqrt{a^2 + (2\pi F)^2}}, && (42)\\
\angle X(F) &= \angle\big((a+j2\pi F)^{-1}\big) = -\arctan\left(\frac{2\pi F}{a}\right), && (43)
\end{aligned}$$

Luego gráficamente tenemos que:



(a) Magnitud $|X(F)|$ para $X(F) = \frac{A}{a+j2\pi F}$. Se observa un máximo en $F = 0$ igual a A/a, y la magnitud decae rápidamente para frecuencias altas, mostrando el comportamiento típico de un filtro pasabajo exponencial.



(b) Fase $\angle X(F)$ para $X(F) = \frac{A}{a+j2\pi F}$. La fase parte en 0 para $F = 0$ y varía suavemente desde $+\pi/2$ a $-\pi/2$ al aumentar $|F|$, indicando el retardo de fase introducido por el sistema.

Figura 2: Magnitud y fase de la transformada de Fourier para $x(t) = Ae^{-at}u(t)$. La magnitud tiene máximo en $F = 0$ y la fase varía de $+\pi/2$ a $-\pi/2$ según la frecuencia, mostrando el efecto de la exponencial sobre el espectro.

Sea ahora la siguiente funcion:

$$x(t) = A\,e^{-a|t|}, \qquad a > 0,$$

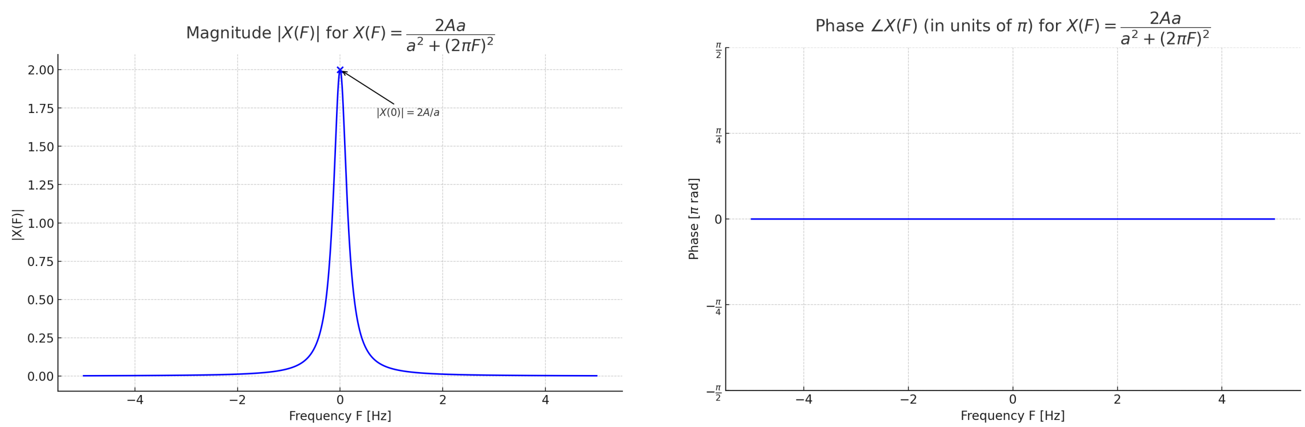
que es par. Separando para $t \geq 0$ y $t < 0$,

$$\begin{aligned}
X(F) &= \int_{-\infty}^{\infty} Ae^{-a|t|}e^{-j2\pi Ft}\,dt && (44)\\
&= \int_{-\infty}^{0} Ae^{+at}e^{-j2\pi Ft}\,dt + \int_{0}^{\infty} Ae^{-at}e^{-j2\pi Ft}\,dt && (45)\\
&= A\int_{-\infty}^{0} e^{(a-j2\pi F)t}\,dt + A\int_{0}^{\infty} e^{-(a+j2\pi F)t}\,dt && (46)\\
&= A\left[\frac{1}{a-j2\pi F}e^{(a-j2\pi F)t}\right]_{-\infty}^{0} + A\left[\frac{-1}{a+j2\pi F}e^{-(a+j2\pi F)t}\right]_{0}^{\infty} && (47)\\
&= \frac{A}{a-j2\pi F} + \frac{A}{a+j2\pi F} = \frac{A\big((a+j2\pi F)+(a-j2\pi F)\big)}{a^2+(2\pi F)^2} && (48)\\
&= \frac{2Aa}{a^2+(2\pi F)^2}. && (49)
\end{aligned}$$

Como $x(t)$ es par, $X(F)$ es real y par:

$$\begin{aligned}
|X(F)| &= \frac{2Aa}{a^2+(2\pi F)^2}, && (50)\\
\angle X(F) &= 0 \quad \text{(para todo } F\text{, salvo el signo en } F \text{ donde } X(F) > 0). && (51)
\end{aligned}$$

Luego gráficamente tenemos lo siguiente:



(a) Magnitud $|X(F)|$ para $X(F) = \frac{2Aa}{a^2+(2\pi F)^2}$. Se observa un máximo en $F = 0$ igual a $2A/a$, y la magnitud es real, par y decae para frecuencias altas, mostrando el espectro de una exponencial simétrica.

(b) Fase $\angle X(F)$ para $X(F) = \frac{2Aa}{a^2+(2\pi F)^2}$. La fase es cero para todo F, lo que indica que la señal original es par y su transformada es completamente real.

Figura 3: Magnitud y fase de la transformada de Fourier para $x(t) = Ae^{-a|t|}$. La magnitud es real y par, con máximo en $F = 0$, y la fase es cero en todo el dominio de frecuencias.

Resolución 2.2

Los coeficientes de la serie de Fourier $\{c_k\}_{k\in\mathbb{Z}}$ permiten expresar una señal periódica como combinación lineal de sinusoides complejas. En la forma compleja,

$$x(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_k\, e^{jk\omega_0 t}, \qquad \omega_0 = \frac{2\pi}{T}, \tag{52}$$

donde T es el período fundamental. Los coeficientes se obtienen (sobre cualquier intervalo de longitud T) como

$$c_k = \frac{1}{T}\int_{t_0}^{t_0+T} x(t)\, e^{-jk\omega_0 t}\, dt. \tag{53}$$

Para convertir senos y cosenos a exponenciales usamos las identidades de Euler:

$$\cos(\theta) = \frac{e^{j\theta} + e^{-j\theta}}{2}, \qquad \sin(\theta) = \frac{e^{j\theta} - e^{-j\theta}}{2j}. \tag{54}$$

Dada la señal

$$x(t) = 1 + \sin(\omega_0 t) + 2\cos(\omega_0 t) + \cos\left(2\omega_0 t + \frac{\pi}{4}\right), \tag{55}$$

la escribimos en forma exponencial y agrupamos por armónicos $e^{jk\omega_0 t}$:

$$x(t) = 1 + \frac{1}{2j}e^{j\omega_0 t} - \frac{1}{2j}e^{-j\omega_0 t} + \left(e^{j\omega_0 t} + e^{-j\omega_0 t}\right) + \frac{1}{2}e^{j\frac{\pi}{4}}e^{j2\omega_0 t} + \frac{1}{2}e^{-j\frac{\pi}{4}}e^{-j2\omega_0 t} \tag{56}$$

$$= 1 + \left(1 + \tfrac{1}{2j}\right)e^{j\omega_0 t} + \left(1 - \tfrac{1}{2j}\right)e^{-j\omega_0 t} + \frac{1}{2}e^{j\frac{\pi}{4}}e^{j2\omega_0 t} + \frac{1}{2}e^{-j\frac{\pi}{4}}e^{-j2\omega_0 t}. \tag{57}$$

Identificando término a término con $x(t) = \sum_k c_k e^{jk\omega_0 t}$, los coeficientes complejos son:

$$c_0 = 1, \tag{58}$$
$$c_1 = 1 + \frac{1}{2j} = 1 - \frac{j}{2}, \tag{59}$$
$$c_{-1} = 1 - \frac{1}{2j} = 1 + \frac{j}{2}, \tag{60}$$
$$c_2 = \frac{1}{2}e^{j\frac{\pi}{4}} = \frac{\sqrt{2}}{4}(1+j), \tag{61}$$
$$c_{-2} = \frac{1}{2}e^{-j\frac{\pi}{4}} = \frac{\sqrt{2}}{4}(1-j), \tag{62}$$
$$c_k = 0 \quad \text{para } |k| \geq 3. \tag{63}$$

Obsérvese que, al ser $x(t)$ real, se cumple la simetría conjugada $c_{-k} = c_k^*$.

3. Para la función sinusoidal rectificada mostrada en la figura 4, calcule los coeficientes de la serie de Fourier , ademas verifique el cumplimiento del teorema de Parseval.

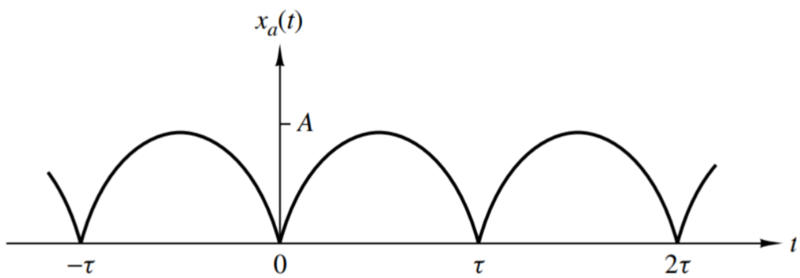


Figura 4: Función sinusoidal rectificada

Solución:

Resolución 3.1

Sea la sinusoidal rectificada de período τ (se extiende periódicamente):

$$x(t) = A\,\sin\left(\frac{\pi t}{\tau}\right), \qquad 0 \leq t < \tau, \tag{64}$$

con frecuencia fundamental $f_0 = \frac{1}{\tau}$ y pulsación $\omega_0 = \frac{2\pi}{\tau}$. Los coeficientes complejos de Fourier se obtienen con la ecuación de análisis:

$$c_k = \frac{1}{\tau}\int_0^{\tau} x(t)\,e^{-jk\omega_0 t}\,dt. \tag{65}$$

Sustituyendo $x(t)$ y usando las identidades de Euler, $\sin\theta = \frac{e^{j\theta}-e^{-j\theta}}{2j}$, resulta

$$c_k = \frac{A}{\tau}\int_0^{\tau} \sin\!\left(\frac{\pi t}{\tau}\right) e^{-j\frac{2\pi}{\tau}kt}\,dt \tag{66}$$

$$= \frac{A}{2j\,\tau}\int_0^{\tau} \left(e^{j\frac{\pi}{\tau}(1-2k)t} - e^{-j\frac{\pi}{\tau}(1+2k)t}\right) dt \tag{67}$$

$$= \frac{A}{2j\,\tau}\left[\frac{e^{j\frac{\pi}{\tau}(1-2k)t}}{j\frac{\pi}{\tau}(1-2k)} - \frac{e^{-j\frac{\pi}{\tau}(1+2k)t}}{-j\frac{\pi}{\tau}(1+2k)}\right]_0^{\tau}. \tag{68}$$

Como $e^{j\pi(1-2k)} = e^{-j\pi(1+2k)} = -1$ para todo $k \in \mathbb{Z}$,

$$c_k = \frac{A}{2j\,\tau}\left[\frac{-2}{j\frac{\pi}{\tau}(1-2k)} + \frac{-2}{j\frac{\pi}{\tau}(1+2k)}\right] = \frac{A}{\pi}\left(\frac{1}{1-2k} + \frac{1}{1+2k}\right) \tag{69}$$

$$= \frac{A}{\pi}\,\frac{(1+2k)+(1-2k)}{1-4k^2} = \boxed{\frac{2A}{\pi\,(1-4k^2)}}. \tag{70}$$

En particular,

$$c_0 = \frac{2A}{\pi}, \qquad c_{-k} = c_k \quad \text{(coeficientes reales y pares)}. \tag{71}$$

Por otro lado buscamos realizar la verificacion de Parseval, por lo que la potencia promedio en el tiempo es

$$P_x = \frac{1}{\tau}\int_0^{\tau} x^2(t)\,dt = \frac{A^2}{\tau}\int_0^{\tau} \sin^2\!\left(\frac{\pi t}{\tau}\right) dt = \frac{A^2}{2}. \tag{72}$$

En frecuencia,

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} |c_k|^2 = \frac{4A^2}{\pi^2}\sum_{k=-\infty}^{\infty}\frac{1}{(1-4k^2)^2} = \frac{4A^2}{\pi^2}\left[1 + 2\sum_{k=1}^{\infty}\frac{1}{(1-4k^2)^2}\right]. \tag{73}$$

Usando la identidad

$$\sum_{k=1}^{\infty}\frac{1}{(1-4k^2)^2} = \frac{\pi^2}{16} - \frac{1}{2}, \tag{74}$$

se obtiene

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} |c_k|^2 = \frac{4A^2}{\pi^2}\left[1 + 2\left(\frac{\pi^2}{16} - \frac{1}{2}\right)\right] = \frac{4A^2}{\pi^2}\cdot\frac{\pi^2}{8} = \frac{A^2}{2} = P_x, \tag{75}$$

con lo que queda verificada la relación de Parseval.

4. Dadas dos señales $f(t)$ y $g(t)$ con coeficientes de Fourier c_k y d_k, respectivamente, encuentre los coeficientes de Fourier de la señal $y(t) = f(t)$

Solución:

Resolución 4.1

Sea $f(t)$ y $g(t)$ dos señales T-periódicas con series de Fourier complejas

$$f(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_k \, e^{jk\omega_0 t}, \qquad g(t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} d_m \, e^{jm\omega_0 t}, \qquad \omega_0 = \frac{2\pi}{T}. \tag{76}$$

Definimos $y(t) = f(t)\,g(t)$. El n-ésimo coeficiente complejo de y es

$$\beta_n = \frac{1}{T}\int_0^T y(t)\, e^{-jn\omega_0 t}\, dt = \frac{1}{T}\int_0^T f(t)\, g(t)\, e^{-jn\omega_0 t}\, dt. \tag{77}$$

Sustituyendo las expansiones y permutando suma e integral,

$$\beta_n = \frac{1}{T}\int_0^T \left(\sum_{k=-\infty}^{\infty} c_k e^{jk\omega_0 t}\right)\left(\sum_{m=-\infty}^{\infty} d_m e^{jm\omega_0 t}\right) e^{-jn\omega_0 t}\, dt \tag{78}$$

$$= \sum_{k=-\infty}^{\infty}\sum_{m=-\infty}^{\infty} c_k d_m \left(\frac{1}{T}\int_0^T e^{j(k+m-n)\omega_0 t}\, dt\right). \tag{79}$$

Usando la ortogonalidad

$$\frac{1}{T}\int_0^T e^{j\ell\omega_0 t}\, dt = \begin{cases} 1, & \ell = 0, \\ 0, & \ell \neq 0, \end{cases} \tag{80}$$

sólo sobreviven los términos con $k + m - n = 0$, i.e., $m = n - k$. Por tanto,

$$\beta_n = \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_k \, d_{n-k}. \tag{81}$$

Es decir, los coeficientes de Fourier de $y(t) = f(t)g(t)$ son la *convolución discreta* (en el índice) de $\{c_k\}$ y $\{d_k\}$:

$$\boxed{\beta_n = (c * d)_n = \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_k \, d_{n-k}}. \tag{82}$$