

Metodos matemáticos 2

Wilfredo Gallegos

24 de julio de 2023

viernes 7 de julio

1. Función Gamma

L'imate al infinito(Euler)

$$\begin{aligned}\Gamma(z) &\equiv \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1 \cdot 2 \cdot 3 \cdots n}{z(z+1)(z+2) \cdots (z+n)} n^z, \quad z \in \mathbb{Z}^+ \text{ o } z \in \mathbb{C} \\ \Gamma(z+1) &= \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1 \cdot 2 \cdot 3 \cdots n}{(z+1)(z+2) \cdots (z+n+1)} n^{z+1} \\ &= z \cdot \Gamma(z) = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{nz}{z+n+1} \Gamma(z) = \Gamma(z+1) = z \cdot \Gamma(z)\end{aligned}$$

Aplicando lo anterior a $z=1,2,3,\dots,n$

$$\begin{aligned}\Gamma(1) &= \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1 \cdot 2 \cdot 3 \cdots n}{(1)(2) \cdots (n+1)} n^1 = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{n}{n+1} = 1 \\ \Gamma(2) &= z \cdot \Gamma(z) = \Gamma(z+1) = \Gamma(1+1) = 1 \\ \Gamma(3) &= 2 \cdot \Gamma(1) = \Gamma(2+1) = 2 \cdot 1 \\ \Gamma(4) &= 3 \cdot \Gamma(3) = \Gamma(3+1) = 3 \cdot 2 \cdot 1 \\ &\vdots \\ &\vdots \\ &\vdots \\ \Gamma(n) &= (n-1)!\end{aligned}$$

Integral Definida(Integral de Euler)

$$\Gamma(z) = \int_0^\infty e^{-t} t^{z-1} dt, \quad \operatorname{Re}(z) > 0$$

Ej.

Como aparecen en f'isica

$$\Gamma(z) = 2 \int_0^\infty e^{-t^2} t^{z+1} dt \quad \text{o} \quad \Gamma(z) = \int_0^1 \left[\ln\left(\frac{1}{t}\right) \right]^{z-1} dt$$

Si $z = \frac{1}{2} \Rightarrow \Gamma(\frac{1}{2}) = \sqrt{\pi}$ es integral error de Gauss

$$F(z, n) = \int_0^n \left(1 - \frac{t}{n}\right)^n t^{z-1} dt, \quad \operatorname{Re}(z) > 0 \text{ con } n \text{ entero positivo} \ni$$

$$e^{-t} = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 - \frac{t}{n}\right)^n$$

$$\Rightarrow F(z, n) = \int_0^n \left(1 - \frac{t}{n}\right)^n t^{z-1} dt = \int_0^1 (1-u)^n (un)^{z-1} n du \ni u = \frac{t}{n}$$

$$\frac{F(z, n)}{n^z} = \int_0^1 (1-u)^n (u)^{z-1} du$$

Ahora por integraci' on por partes usando $u = (1 - u)^n$, $du = n(1 - u)^{n-1}du$, $v = \frac{u^z}{z}$, $dv = u^{z-1}du$ tenemos

$$\begin{aligned}\frac{F(z, n)}{n^z} &= (1 - u)^n \frac{u^z}{z} \Big|_0^1 - \int_0^1 \frac{u^z}{z} n(1 - u)^{n-1} du \\ F(z, n) &= n^z \cdot \frac{n(n-1) \cdots 1}{z(z+1) \cdots (z+n-1)} = \int_0^1 u^{z+n-1} du \\ &= \frac{1 \cdot 2 \cdots n}{z(z+1) \cdots (z+n)} n^z \Rightarrow \lim_{n \rightarrow \infty} F(z, n) = \Gamma(z)\end{aligned}$$

Producto infinito(Weierstrass)

$$\frac{1}{\Gamma(z)} = ze^{\delta z} \prod_{n=1}^{\infty} \left(1 + \frac{z}{n}\right) e^{-\frac{z}{n}}$$

$\delta :=$ constante de Euler-Mascheron

$$\delta := 0.5772156619$$

Ecuaci' on estad' istic de Maxwell-Boltzmann

$$\begin{aligned}e^{-E/KT} \quad & K \text{ es la constante de Boltzmann} \\ & T \text{ es la temperatura absoluta} \\ & E(\text{energ' ia}): \text{estado de energ' ia ocupada}\end{aligned}$$

probabilidad de estar en estado de energ' ia es $Y_{kt} = \beta$

$$\begin{aligned}P(E) &= Ce^{-\beta E} && \text{Para un gas idel sin estructura} \\ n(E)dE &&& n(E)^{1/2} \\ 1 &= C \int n(E)e^{-\beta E} dE && E=\text{energ' ia cin' etica}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}1 &= c \int_0^{\infty} E^{1/2} e^{-\beta E} dE = \frac{C\Gamma(3/2)}{\beta^{3/2}}, \quad \beta E = T \Rightarrow dE = \frac{dT}{\beta} \\ 1 &= C \int_0^{\infty} e^{-t} \left(\frac{t}{\beta}\right)^{1/2} \frac{1}{\beta} dt \\ &= C \int_0^{\infty} e^{-t} t^{3/2-1} dt \cdot \frac{1}{\beta^{3/2}} \\ &= \frac{C\Gamma(3/2)}{\beta^{3/2}} \\ &= c \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2 \cdot \beta^{3/2}}\end{aligned}$$

$$\therefore C = \frac{2 \cdot \beta^{3/2}}{\sqrt{\pi}}$$

$$\Gamma(z+1) = z\Gamma(z)$$

Fomula de reflexi'on

$$\Gamma(z)\Gamma(1-z) = \frac{\pi}{\operatorname{sen}(z\pi)}$$

F'ormuláde duplicaci'on de Legendre

$$\Gamma(1+z)\Gamma\left(z+\frac{1}{2}\right) = 2^{-2z}\sqrt{\pi}\Gamma(2z+1)$$

Notac'i'on doble factorial:

$$\begin{aligned}(2n+1)!! &= 1 \cdot 3 \cdot 5 \cdots (2n+1) = \frac{(2n+1)!}{2^n n!} \\ (2n)!! &= 2 \cdot 4 \cdot 6 \cdots (2n) = 2^n n! \\ (-1)!! &= 1\end{aligned}$$

PROPIEDADES ANAL'ITICAS

$[\Gamma(z)]^{-1}$ tiene singularidades en $z = 0, -1, -2, \dots$ y no tiene cuando $z = -1, 2, 3, \dots$ y no tiene ceros en el plano complejo finito positivo.

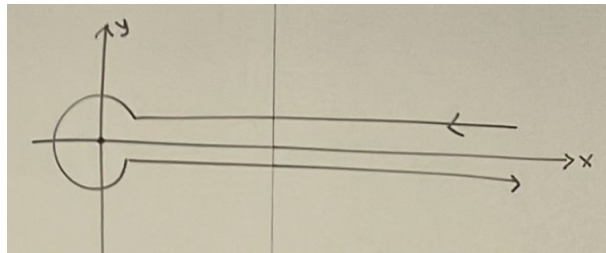
El residuo R_n cuando $z = -n$ donde n es un entero mayor o igual a cero.

$$\begin{aligned}R_n &= \lim_{\epsilon \rightarrow 0} (\epsilon \Gamma(-n + \epsilon)) \\ &= \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{\epsilon \Gamma(-n+1+\epsilon)}{-n+\epsilon} \\ &= \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{\epsilon \Gamma(-n+2+\epsilon)}{(-n+\epsilon)(-n+1+\epsilon)} \\ &= \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{\epsilon \Gamma(1+\epsilon)}{(-n+\epsilon) \cdots (\epsilon)} \\ &= \frac{(-1)^n}{n!}, \text{ el residuo alterna signos en } z = -n\end{aligned}$$

Integral de Schaeffli

$$\int_C e^{-t} t^v dt = (e^{2\pi i v}) \Gamma(v+1)$$

donde C es el contorno



Esta integral es 'util cuando V no es entero.

Notaci'on factorial:

$$\Pi(z) = z! = \Gamma(z+1)$$

Funci'on Digamma

$$\begin{aligned}\ln(\Gamma(z+1)) &= z \cdot \Gamma(z) \\ &= \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{z}{n} \ln \left[\frac{n! \cdot n^z}{(z+1)(z+2) \cdots (z+n)} \right] \\ \frac{d}{dz} \ln(\Gamma(z+1)) &= \frac{d}{dz} \lim_{n \rightarrow \infty} [\ln(n!) + z \cdot \ln(n) - \ln(z+1) - \ln(z+2) - \dots - \ln(z+n)] \\ \frac{d}{dz} \ln(\Gamma(z+1)) &\equiv \underbrace{\varphi(z+1)}_{\text{Funci'on digamma}} = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(\ln(n) - \frac{1}{z+1} - \frac{1}{z+2} - \dots - \frac{1}{z+n} \right)\end{aligned}$$

$$\varphi(z+1) = \frac{[\Gamma(z+1)]'}{\Gamma(z+1)}$$

Si sumamos y restamos un n'umero arm'ónico

$$H_n = \sum_{m=1}^n \frac{1}{m}$$

$$\begin{aligned}\varphi(z+1) &= \lim_{n \rightarrow \infty} \left[\underbrace{(\ln(n) - H_n)}_{=-\delta \text{ cuando } n \rightarrow \infty} - \sum \left(\frac{1}{z+m} - \frac{1}{m} \right) \right] \\ \Rightarrow \varphi(z+1) &= -\delta + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{z}{m(m+z)}, \quad \text{si } z=0 \Rightarrow \varphi(1) = -\delta\end{aligned}$$

para $n > 0$, n entero.

$$\begin{aligned}\varphi(n+1) &= -\delta + \sum_{m=1}^n \frac{1}{m} \\ &= -\delta + H_n\end{aligned}$$

Funci'on Poligamma

Cuando se deriva muchas veces la funci'on digamma

$$\begin{aligned}\varphi^{(m)}(z+1) &\equiv \frac{d^{m+1}}{dz^{m+1}} \ln \Gamma(z+1) \\ \varphi^{(m)}(z+1) &= (-1)^{m+1} m! \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(z+n)^{m+1}}, \quad m = 1, 2, 3, \dots\end{aligned}$$

Si $z=0$ la funci'on se conoce como zeta de Riemann

$$\zeta(m) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^m}$$

$$\Rightarrow \varphi_{(1)}^{(m)} = (-1)^{m+1} \cdot m! \cdot \zeta(m+1), \quad m = 1, 2, 3, \dots$$

Expansi'on de Maclaurin

$$\begin{aligned}\ln \Gamma(z+1) &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{z^n}{n!} \varphi_{(1)}^{(n-1)} \\ &= -\delta \cdot z + \sum_{n=2}^{\infty} (-1)^n \frac{z^n}{n} \zeta(n)\end{aligned}$$

converge en $|z| < 1$ para $z = x \Rightarrow$ se puede calcular $\Gamma(z+1)$ para n'umeros reales o complejos.

Suma de series

Transformar la serie por medio de fracciones parciales y expresar la serie infinita como sumas finitas de funciones gamma y poligamma.

Ej.

$$\begin{aligned}\varphi^{(m)}(z+2) &= \varphi^{(m)}(z+1) + (-1)^m \frac{m!}{(z+1)^{m+1}} \\ \varphi^{(m)}(z+2) - \varphi^{(m)}(z+1) &= \frac{(-1)^m m!}{(z+1)^{m+1}} \\ \frac{d^{(m)}}{dz^{(m)}} [\varphi(z+2) - \varphi(z+1)] & \\ \varphi(z+2) - \varphi(z+1) &= \sum_{m=1}^{\infty} \frac{z+1}{m(m+z+1)} - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{z}{m(m+z)} \\ &= \sum_{m=1}^{\infty} \left[\frac{1}{m} - \frac{1}{m+z+1} - \frac{1}{m} + \frac{1}{m+z} \right] \\ &= \frac{1}{z+1} \\ \frac{d^m}{dz^m} [\varphi(z+2) - \varphi(z+1)] &= \frac{d^m}{dz^m} \left[\frac{1}{z+1} \right] = \frac{(-1)^m m!}{(z+1)^{m+1}}\end{aligned}$$

Demuestre que:

$$\frac{1}{2} \ln \left[\frac{\pi \cdot z}{\operatorname{sen}(\pi \cdot z)} \right] = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\zeta(2n)}{2n} z^{2n}, \quad |z| < 1$$

$$\blacksquare \quad \frac{1}{2} \ln \left[\frac{\Gamma(z)}{\underbrace{\Gamma(z) \Gamma(z+1)}_{z\Gamma(z)=\Gamma(z+1)}} \right] = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{\pi}{\operatorname{sen}(z\pi)} \right]$$

$$\blacksquare \ln \Gamma(z+1) = \lim_{n \rightarrow \infty} [\ln(n!) + z \ln(n) - \ln(z+1) - \dots - \ln(z+n)]$$

$$\begin{aligned} \Gamma(z)\Gamma(1-z) &\rightsquigarrow \Gamma(1+z)\Gamma(1-z) \\ \ln [\Gamma(1+z)\Gamma(1-z)] &= -\delta \cdot z + \sum_{n=2}^{\infty} (-1)^n \frac{z^n}{n} \zeta(n) \\ &\quad + (-\delta(-z)) + \sum_{n=2}^{\infty} (-1)^n \frac{(-z)^n}{n} \zeta(n) \\ &= \sum_{n=2}^{\infty} \zeta(n) \underbrace{\left[\frac{z^n}{n} + \frac{(-z)^n}{n} \right]}_{\substack{\text{red } z^{2n} \\ \text{red } 2n}} \\ &= 2 \sum_{n=1}^{\infty} \underbrace{(-1)^{2n}}_{\text{red } 1} \zeta(2n) \frac{z^{2n}}{2n} \end{aligned}$$

viernes 14 de julio
La Funci'on Beta

$$\Gamma(p+q) \propto \Gamma(p)\Gamma(q)$$

$$n! = \Gamma(n+1) = \int_0^\infty e^{-t} t^n dt, \quad \text{Variante de gamma para definir la funci'on beta}$$

$$\Gamma(m)\Gamma(n) = \int_0^\infty e^{-u} u^m du \int_0^\infty e^{-v} v^n dv$$

$$\begin{aligned} u &= x^2 & v &= y^2 \\ du &= 2x dx & dv &= 2y dy \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Gamma(m)\Gamma(n) &= \int_0^\infty \int_0^\infty e^{-x^2} e^{-y^2} x^{2m} (2x) y^{2n} (2y) dx dy \\ &= 4 \int_0^\infty \int_0^\infty e^{-x^2} e^{-y^2} x^{2m+1} y^{2n+1} dx dy \end{aligned}$$

otro cambio de variables

$$x = r \cos(\theta) \quad y = r \sin(\theta)$$

Usando el jacobiano

$$\begin{aligned} \left| \begin{array}{cc} \frac{\partial x}{\partial r} = \cos \theta & \frac{\partial x}{\partial \theta} = -r \sin \theta \\ \frac{\partial y}{\partial r} = \sin \theta & \frac{\partial y}{\partial \theta} = r \cos \theta \end{array} \right| &= r dr d\theta \\ \Gamma(m)\Gamma(n) &= \int_0^\infty \int_0^{\pi/2} e^{-r^2 \cos^2 \theta} e^{-r^2 \sin^2 \theta} r^{2m+2n+3} \cos^{2m+1} \theta \sin^{2n+1} \theta dr d\theta \\ &= 2 \Gamma(m+n+1) \int_0^{\pi/2} \cos^{2m+1} \theta \sin^{2n+1} \theta d\theta \\ \Gamma(z) &= 2 \int_0^\infty e^{-t} t^{2z-1} dt; \quad \text{Re}(z) > 0 \\ \Gamma(q)\Gamma(p) &= 4 \int_0^\infty e^{-s^2} s^{2q-1} ds \int_0^\infty e^{-t^2} t^{2p-1} dt \\ \begin{aligned} s &= r \cos \theta & t &= r \sin \theta \\ r^2 &= s^2 + t^2 & ds dt &= r dr d\theta \end{aligned} \\ \Gamma(q)\Gamma(p) &= 4 \int \int e^{-r^2 \cos^2 \theta} e^{-r^2 \sin^2 \theta} r^{2q-1} \cos^{2q-1} r^{2p-1} \sin^{2p-1} r dr d\theta \\ &= 2 \cdot 2 \int_0^\infty e^{-r^2} r^{2q+2p-1} \cos^{2q-1} \sin^{2p-1} dr d\theta \\ \Gamma(p)\Gamma(q) &= 2 \int \cos^{2q-1} \sin^{2p-1} d\theta \\ \frac{m!n!}{(m+n+1)!} &= 2 \int_0^{\pi/2} \cos^{2m+1} \theta \sin^{2n+1} \theta d\theta \end{aligned}$$

$b(p, q) = \frac{\Gamma(q)\Gamma(p)}{\Gamma(q+p)}$	definici'on de funci'on beta
--	------------------------------

$$b(p, q) = b(q, p)$$

Si se sustituye $t = \cos^2 \theta$ y $dt = -2 \cos \theta \sin \theta d\theta$

$$\begin{aligned} \cos^{2m} \theta + \sin^{2m} \theta &= 1 \\ \sin^{2n+1} \theta &= \sin^{2n} \theta \sin \theta \\ &= (1-t)^n \sin \theta = \int_0^1 t^m (1-t)^n dt \Rightarrow \text{otra forma de escribir } B(m+1, n+1) \end{aligned}$$

lunes 17 de julio Ej.

Una partícula de masa m se mueve en un potencial simétrico esta descrito por $v(x) = A|x|^n$ y energía total como $\frac{1}{2}m\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + v(x) = E$

Resolviendo para $\frac{dx}{dt}$ e integrando encontramos que el movimiento periódico es:

$$\zeta = \sqrt{2m} \int_0^{X_{max}} \frac{dx}{(E - Ax)^{1/2}}$$

donde X_{max} es el punto de inflexión clásico dado por $Ax_{max}^n = E$

Muestre que:

$$\tau = \frac{2}{n} \sqrt{\frac{e\pi m}{E}} \left(\frac{E}{A}\right)^{1/2} \left[\frac{\Gamma(1/n)}{\Gamma(\frac{1}{n} + \frac{1}{2})} \right]$$

$$B(p+1, q+1) = B(1/n, 1/2) = \int_0^1 t^p (1-t)^q dt$$

$$\frac{1}{n} = p+1 \Rightarrow p = \frac{1}{n} - 1$$

$$\frac{1}{2} = q+1 \Rightarrow q = \frac{1}{2} - 1$$

$$\int_0^1 t^{\frac{1}{n}-1} (1-t)^{-1/2} dt$$

$$t = \frac{Ax^n}{E} \Rightarrow \left(\frac{Et}{A}\right)^{1/n}$$

$$dt = \frac{A}{E} n(x^{n-1}) dx$$

$$dx = \underbrace{\frac{E}{A}}_{\frac{1}{n} \frac{x}{t}} \frac{1}{n} \frac{x}{x^n} dt$$

$$\begin{aligned} \tau &= 2 \frac{\sqrt{2m}}{\sqrt{E}} \int_0^1 \frac{\frac{x}{n} dt}{(1-t)^{1/2}} \\ &= \left(\frac{E}{A}\right)^{1/n} \frac{2}{n} \sqrt{\frac{2m}{E}} \int_0^1 \frac{\frac{(Et)^{1/n}}{A^{1/n}} dt}{(1-t)^{1/2}} \\ &= \frac{2}{n} \sqrt{\frac{2m}{E}} \left(\frac{E}{A}\right)^{1/n} \underbrace{\int_0^1 t^{\frac{1}{n}-1} (1-t)^{-1/2} dt}_{\frac{\Gamma(\frac{1}{n})\Gamma(\frac{1}{2})}{\Gamma(\frac{1}{n} + \frac{1}{2})} \xrightarrow{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(\frac{1}{n})\Gamma(\frac{1}{2})}{\Gamma(\frac{1}{n} + \frac{1}{2})}} \end{aligned}$$

$$\tau = \frac{2}{n} \sqrt{\frac{2\pi m}{E}} \left(\frac{E}{A}\right)^{1/n} \frac{\Gamma(\frac{1}{n})\Gamma(\frac{1}{2})}{\Gamma(\frac{1}{n} + \frac{1}{2})}$$

2. SERIES DE STIRLING

$$\ln(n!) \rightsquigarrow \ln \Gamma(z)$$

para z no entero, $|z|$ muy grande, no Series de Maclaurin

$$\Gamma(z+1) = z\Gamma(z)$$

Se usa una expansión asintótica para $\ln(\Gamma(z))$ esta expansión es la que se conoce como **Serie de Stirling** o **Formula de Stirling**
Series asintóticas → **Series semi-convergentes** → **Series de Poincaré**

Se consideran 2 tipos de integrales

$$I_1(x) = \int_x^\infty e^{-u} f(u) du$$

$$I_2(x) = \int_0^\infty e^{-u} f\left(\frac{u}{x}\right) du$$

Qué podemos hacer con las series asintóticas:

1. Si multiplicamos 2 series asintóticas vamos a tener otra serie asintótica.
2. Se pueden integrar término a término u el resultado será, otra serie asintótica de la forma

$$\int_x^\infty f(x)dx$$

3. La diferenciación es válido únicamente bajo ciertas condiciones.

Método para generar una serie asintótica:

$$\left. \begin{array}{l} \text{Método de Steepest Descents} \\ \rightarrow \text{Saddle point} \rightarrow \text{punto silla} \\ \rightarrow \text{Método de integrandos Holomorfos} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{a lo largo del camino} \\ \text{máximo decrecimiento} \end{array}$$

Derivación de la fórmula de integración de Euler-Maclaurin

→ uno de los usos de los polinomios de Bernoulli ←

Números de Bernoulli → Polinomios de Bernoulli

$$\frac{t}{e^t - 1} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{B_n t^n}{n!}$$

Como $\frac{t}{e^t - 1} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{B_n t^n}{n!}$ es una serie de Taylor se pueden identificar a B_n como una sucesión de derivadas de la función generadora valuadas en cero.

$$\Rightarrow B_n = \frac{d^n}{dt^n} \left(\frac{t}{e^t - 1} \right) \Big|_{t=0}$$

$$B_0 = \lim_{n \rightarrow 0} \frac{t}{e^t - 1} = 1$$

$$B_1 = \lim_{n \rightarrow 0} \frac{d}{dt} \left[\frac{t}{e^t - 1} \right] \Big|_{t=0} = -\frac{1}{2}$$

$$B_1 = \lim_{n \rightarrow 0} \left(\frac{1}{e^t - 1} - \frac{te^t}{(e^t - 1)^2} \right)$$

$$B_1 = \lim_{n \rightarrow 0} \left(\frac{e^t - 1 - te^t}{(e^t - 1)^2} \right) = \lim_{n \rightarrow 0} \frac{e^t - t e^t - 1}{2(e^t - 1)^2}$$

$$= -\frac{1}{2}$$

La fórmula Euler-Maclaurin para evaluar integrales definidas en $(0, \infty)$

$$\int_0^\infty = \frac{1}{2}f(0) + f(1) + f(2) + f(3...) + \frac{B_2}{2!}f'(0) + \frac{B_4}{4!}f^{(3)}(0) + \frac{B_6}{6!}f^{(5)}(0)$$

Donde B_n son los números de Bernoulli

$$B_2 = \frac{1}{6}, B_4 = -\frac{1}{30}, B_6 = \frac{1}{42}, B_8 = -\frac{1}{30}, \dots$$

$$\int_0^\infty \frac{dx}{(z+x)^2} = \frac{1}{z}$$

z no está en el eje real negativo

$$f(1) + f(2) + f(3) + \dots = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(z+n)^2} =$$

$$\varphi^{(m)}(z+1) = \frac{d^{m+1}}{dz^{m+1}} \ln \Gamma(z+1)$$

$$_{m=1,2,3\dots} = (-1)^{m+1} m! \sum_{n=2}^{\infty} \frac{1}{(z+n)^{m+1}}$$

m=1

$$(-1)^2 \cdot 1! \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(z+n)^2} = \varphi^{(1)}(z+1)$$

$$f_{(0)}^{(2n+1)} = \left(\frac{d}{dx} \right)^{2n-1} \frac{1}{(z+x)^2} \Big|_{x=0} = -\frac{(2n)!}{z^{2n+1}}$$

$$\int_0^{\infty} f(x) dx = \int_0^{\infty} \frac{dx}{(z+x)^2} = \frac{1}{z} = \frac{1}{2} \frac{1}{z^2} + \underbrace{\varphi_{(z+1)}^{(1)}}_{\text{poligamma con } m=1} - \frac{B_2}{z^3} - \frac{B_4}{z^5} - \dots$$

$$\varphi_{(z+1)}^{(1)} = \frac{d}{dz} \underbrace{\varphi(z+1)}_{\text{digamma}}$$

$$\varphi_{(z+1)}^{(1)} = \frac{1}{z} - \frac{1}{2z^2} + \frac{B_2}{z^3} + \frac{B_4}{z^5} + \dots$$

$$= \frac{1}{z} - \frac{1}{2z^2} + \underbrace{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_{2n}}{z^{2n+1}}}_{\text{Es una serie asintotica que es util si se utilizan pocos t'erminos}}$$

A; integrar $\varphi_{(z+1)}^{(1)}$ obtenemos $\varphi_{(z+1)}$ [Digamma]

$$\begin{aligned} \varphi_{(z+1)} &= C_1 + \ln z + \frac{1}{2z} - \frac{B_2}{2z^2} - \frac{B_4}{4z^4} - \dots \\ &= C_1 \end{aligned}$$

viernes 21 de julio F'ormula de stirling

$$\begin{aligned}\varphi_{(z+1)} &= C_1 + \ln z + \frac{1}{2z} - \frac{B_2}{2z^2} - \frac{B_4}{4z^4} - \dots \quad B_{2n} \text{ Números de Bernoulli} \\ &= C_1 + \ln z + \frac{1}{2z} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_{2n}}{2nz^{2n}}\end{aligned}$$

$$\varphi(z+1) \equiv \frac{d}{dz} \ln \Gamma(z+1)$$

$$\ln \Gamma(z+1) = C_2 + \left(z + \frac{1}{2}\right) \ln z + (c_1 - 1)z + \frac{B_2}{2z} + \dots + \frac{B_{2n}}{2n(2n-1)z^{2n-1}} + \dots$$

$$\Rightarrow C_1 = 0 \text{ y } c_2 = \frac{1}{2} \ln 2\pi$$

$$\ln \Gamma(z+1) = \frac{1}{2} \ln 2\pi + \left(z + \frac{1}{2}\right) \ln z - z + \frac{1}{12z} + \frac{1}{360z^3} + \frac{1}{1260z^5} + \dots$$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{z!}{\sqrt{zz^ze^{-z}}} = \sqrt{2\pi}$$

$$z! \approx \sqrt{2\pi} \sqrt{z} z^z e^{-z}$$

$$\Gamma(z+1) \approx \sqrt{2\pi} z^{z+\frac{1}{2}} e^{-z}$$

$$\ln \Gamma(z+1) \approx \frac{1}{2} \ln 2\pi + \left(z + \frac{1}{2}\right) (\ln z) - z$$

$$\ln n! \approx n \ln n - n$$

Ej.

n es natural.

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \sqrt[n]{n} = 1$$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \sqrt[n^3]{n} = 1$$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \sqrt[n^3]{n^7} = 1$$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \sqrt[p(n)]{q(n)} = 1$$

pero...

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \sqrt[n]{n!} = \infty$$

$$\Rightarrow \lim_{n \rightarrow \infty} \sqrt[n]{n!} = \lim_{n \rightarrow \infty} \sqrt[n]{\sqrt{2\pi} \sqrt{nn^n} e^{-n}}$$

$$= \lim_{n \rightarrow \infty} \sqrt[n]{\sqrt{2\pi} n}^1 \cdot n \cdot e^{-\frac{1}{e}}$$

$$= \infty$$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{2n!}{4^n (n+1)! n!} = 0$$

$$(n+1)! = (n+1)n!(\sqrt{2\pi nn^n} e^{-n})$$

$$2n! = \sqrt{2\pi} \sqrt{2n} (2n)^{2n} e^{-2n}$$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{\sqrt{2\pi} \sqrt{2n} (2n)^{2n} (e)^{-2n}}{4^n (n+1) (\sqrt{2\pi n} \cdot n^{n+\frac{1}{2}} e^{-n})^2}$$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{\sqrt{\pi n}}{(n+1)(\pi n)} = 0$$

Ej.

Un conjunto de N partículas distinguibles es asignado a los estados $\psi_i \ni i = 1, 2, \dots, M$. Si el número de partículas en los diversos estados son $n_1, n_2, n_3, \dots, n_M$ (con $M \ll N$). El número de formas que se pueden hacer es:

$$w = \frac{N!}{n_1! n_2! \dots n_M!}$$

La entropía asociada es $S = k \ln w$ donde k es la constante de Boltzmann.

En el límite cuando $N \rightarrow \infty$, con $n_i = P_i N$, (P_i es la fracción de las partículas en el estado i). Encuentre S en función de N y P_i .

$$\text{Pista: } \sum_i P_i = 1$$

Sol.

$$\begin{aligned} \ln N! &\approx N \ln N - N \quad \text{usando la condición } \sum_i n_i = N \\ S = k \ln W &= k [\ln N! - \sum_i \ln n_i!] \\ &= k \left[(N \ln N - N) - \left(\sum_{i=1}^M n_i \ln n_i - \sum_i n_i \right) \right] \end{aligned}$$

lunes 24 de julio

$$\zeta(z) = \sum_{n=1}^{\infty} n^{-z} \quad \text{por definici'on}$$

$$\zeta(z) = \int_0^{\infty} \frac{u^{z-1}}{e^u - 1} du$$

$$\begin{aligned} \zeta(1) &= \infty & \zeta(2) &= \frac{\pi^2}{6} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \\ \zeta(3) &= 1,202056 & \zeta(4) &= \frac{\pi^4}{90} \\ \zeta(5) &= 1,0369 & \zeta(6) &= \frac{\pi^6}{945} \end{aligned}$$

$$Re(z) > 1$$

$$\begin{aligned} \zeta(-1) &= \frac{1}{1-1} + \frac{1}{2-1} + \dots \\ &= 1 + 2 + 3 + 4 + \dots \\ &= -\frac{1}{12} \end{aligned}$$

$$\zeta(-2n) = 0$$

Ceros "triviales"

$$\begin{aligned} z &= 2 + i & n^z &= \frac{1}{2}^{2+i} = \frac{1}{2}^2 \frac{1}{2}^i \\ n &= \frac{1}{2} \end{aligned}$$

Otra forma de definir Zeta de Riemann

$$\zeta(s) = \prod_{\substack{\text{primos} \\ p=2}}^{\infty} (1 - p^{-s})^{-1}$$

franja cr'itica:

$$\begin{aligned} \zeta(z) &= \frac{1}{\Gamma(z)} \int_0^{\infty} \frac{t^{z-1}}{e^t - 1} dt \frac{e^{-t}}{e^{-t}} = \frac{1}{\Gamma(z)} \int_0^{\infty} \frac{t^{z-1} \cdot e^{-t}}{1 - e^{-t}} \\ &= \int_0^{\infty} t^{z-1} e^{-t} \sum_{m=1}^{\infty} e^{-mt} dt & \left(\frac{1}{1-x} = \sum_{m=0}^{\infty} x^m \right) \\ &= \frac{1}{\Gamma(z)} \int_0^{\infty} t^{z-1} \sum_{m=1}^{\infty} e^{-mt} dt & = \frac{1}{\Gamma(z)} \int_0^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{x}{m} \right)^{z-1} e^{-x} \frac{dx}{m} \\ & & = \frac{1}{\Gamma(z)} \left(\sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m^z} \right) \int_0^{\infty} x^{z-1} e^{-x} dx \end{aligned}$$

Ej.

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} \frac{x^n \cdot e^x}{(e^x - 1)^2} dx &= n! \zeta(n) & u &= x^n & v &= -\frac{1}{\frac{e^x}{e^x - 1}} \\ & & du &= nx^{n-1} dx & dv &= \frac{e^x}{(e^x - 1)^2} dx \\ &= -\frac{x^n}{e^x - 1} \Big|_0^{\infty} - \int_0^{\infty} -\frac{1}{e^x - 1} nx^{n-1} dx & \zeta(z) &= \frac{1}{\Gamma(z)} \int_0^{\infty} \frac{t^{z-1}}{e^t - 1} dt \\ &= \int_0^{\infty} \frac{x^{n-1}}{e^x - 1} dx = n(n+1)! \zeta(z) \end{aligned}$$

Funciones Incompletas

Gamma incompleta

$$\delta(a, x) = \int_0^x e^{-t} t^{a-1} dt \quad R(a) > 0$$

$$\Gamma(a, x) = \int_x^{\infty} e^{-t} t^{a-1} dt$$

$$\delta(a, x) + \Gamma(a, x) = \text{Gamma}(a) = \Gamma(a)$$

Cuando a es entero:

$$\delta(n, x) = (n-1)! \left(1 - e^{-x} \sum_{s=0}^{n-1} \frac{x^s}{s!} \right)$$

$$\Gamma(n, x) = (n-1)! e^{-x} \sum_{s=0}^{n-1} \frac{x^s}{s!}$$

Cuando a no es entero:

$$\begin{aligned}\delta(a, x) &\rightarrow \text{serie de potencias para } x \text{ pequeno} &\Rightarrow \delta(a, x) &= x^a \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{x^n}{n!(a+n)} \\ \Gamma(a, x) &\rightarrow \text{serie asint'otica} &\Rightarrow \Gamma(a, x) &\sim x^{a-1} e^{-x} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\Gamma(a)}{\Gamma(a-n)} \cdot \frac{1}{x^n}\end{aligned}$$

Cuando a=0

$$\Gamma(0, x) \sim \frac{e^x}{x} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{n!}{x^n}$$

Beta Incompleta

$$B_x(p, q) = \int_0^x t^{p-1} (1-t)^{q-1} dt \quad 0 \leq x \leq 1, p > 0, q > 0$$

Si $x = 0 \Rightarrow B(p, q)$ funci'on Beta

Aparece en:

- Funciones hipergeom'etricas
- Probabilidades