

## SOBRE CIERTOS TEOREMAS EN EL CALCULO DE TRANSFORMADAS

Por M. L. MAHESHWARI,  
Pilani (Rajasthan), India

1) *Introducción.* La ecuación integral

$$\mathcal{O}(p) = p \int_0^{\infty} e^{-pt} f(t) dt, \operatorname{Re} p > 0 \quad (1.1)$$

se conoce como transformada de Laplace de  $f(x)$ , siempre que la integral a la derecha converja.

Sea

$$M^{\gamma} [f(x)] = \int_0^{\infty} (xy)^{\frac{1}{2}} K_{\gamma}(xy) f(x) dx = g(y) \quad (1.2)$$

la transformada-K de orden  $\gamma$  de  $f(x)$ , siendo  $y$  una variable real.

Sea

$$g(x) = \int_0^{\infty} (xy)^{1/2} J_{\gamma}(xy) f(y) dy, \quad (1.3)$$

$$f(x) = \int_0^{\infty} (xy)^{1/2} J_{\gamma}(xy) f(y) dy, \quad (1.4)$$

luego las dos funciones relacionadas de ese modo se designan como transformadas de Hankel, una de otra.

Si  $g(x) = f(x)$ , las ecuaciones (1.3) y (1.4) dan

$$f(x) = \int_0^{\infty} (xy)^{1/2} J_{\gamma}(xy) f(y) dy, \operatorname{Re} \gamma \geq -\frac{1}{2}$$

y en este caso  $f(x)$  se dice que es recíproca en sí misma en la transformada de Hankel de orden  $\gamma$ . Siguiendo a Titchmarsh podemos decir que  $f(x)$  pertenece a  $R_{\gamma}$ , si es recíproca en sí misma en la transformada de Hankel de orden  $\gamma$ .

Sea  $\gamma = \pm 1/2$ , (1.2) se reduce a (1.1) y (1.3) reduce a series de Fourier en senos y cosenos las respectivas transformadas.

En este trabajo, proponemos usar la transformada de Hankel en  $K$  para evaluar las integrales que corresponden a funciones de cilindros parabólicos y las funciones de Legendre. Se considera que los resultados son nuevos.

2) *Teorema 1.* Sea

- (i)  $M^\gamma [f(x)] = g(y)$  (2.1)  
(ii)  $\mathcal{O}(y)$  es la función transformada de Hankel de orden  $2\gamma$  de  $x^{-1/2} g(x^2)$ . Luego

$$\int_0^\infty x^{-1/2} f(x) \left[ I_\gamma \left( \frac{a^2}{4x} \right) - L \left( \frac{a^2}{4x} \right) \right] dx = \frac{4}{\pi a^{1/2}} \mathcal{O}(a), \quad (2.2)$$

siempre que  $x^{1/2 \pm \gamma} f(x) = O(x^\beta)$   $Re \beta > -1$  para pequeños  $x$  y siendo  $f(x)$ ,  $g(x)$  continuas y absolutamente integrales en  $(0, \infty)$  y  $Re \gamma > -1/2$ .

Sea  $y^{-1/2} g(y^2) \in \mathcal{R}_{2\gamma}$ . Luego

$$\int_0^\infty f(x) \left[ I_\gamma \left( \frac{a^2}{4x} \right) - L_\gamma \left( \frac{a^2}{4x} \right) \right] \frac{dx}{x^{1/2}} = \frac{4}{\pi a} g(a^2), \quad (2.3)$$

siempre que existan las condiciones reunidas arriba.

*Demostración.* Multiplicando ambos lados de (2.1) por  $y^{-1/2} J_{2\gamma}(ay^{1/2})$  e integrando con respecto y entre los límites  $(0, \infty)$ , obtenemos

$$\begin{aligned} \int_0^\infty y^{-1/2} J_{2\gamma}(ay^{1/2}) dy \int_0^\infty f(x) K_\gamma(xy) (xy^{1/2}) dx &= \\ &= \int_0^\infty J_{2\gamma}(ay^{1/2}) g(y) \frac{dy}{y^{1/2}} \end{aligned} \quad (2.4)$$

Cambiando el orden de integración, lo que se justifica por las condiciones dadas en el teorema, y evaluando la  $y$ -integral del lado izquierdo, obtenemos (2.2)

Sea  $y^{-1/2} g(y^2) \in \mathcal{R}_{2\gamma}$ , luego

$$\text{R.H.S. de (2.4)} = \frac{2}{a} g(a^2).$$

Por lo tanto obtenemos (2.3).

*Teorema 2.* Sea (i)  $M^\gamma[f(x)] = g(y)$   
(ii)  $\mathcal{O}(y)$  por la transformada de Hankel de orden  $2\gamma - 1$  de  $x^{1/2} g(x^2)$ . Luego

$$\int_0^\infty x^{-3/2} f(x) \left[ I_{\gamma-1} \left( \frac{a^2}{4x} \right) - L_{\gamma-1} \left( \frac{a^2}{4x} \right) \right] dx = \frac{8}{\pi a^{3/2}} \mathcal{O}(a), \quad (2.5)$$

siempre que  $x^{1/2 \pm \gamma} f(x) = O(x^\alpha)$ ,  $Re \alpha > -1$  para  $x$  pequeñas y siendo  $f(x)$ ,  $g(x)$  continuas y absolutamente convergentes en  $(0, \infty)$ .

Sea  $y^{1/2} g(y^2)$  la  $R_{2\gamma-1}$ . Luego

$$\int_0^\infty x^{-3/2} f(x) \left[ I_{\gamma-1} \left( \frac{a^2}{4x} \right) - L_{\gamma-1} \left( \frac{a^2}{4x} \right) \right] dx = \frac{8}{\pi a} \mathcal{O}(a^2), \quad (2.6)$$

siempre que las condiciones mencionadas sean satisfechas, y  $Re \gamma > 0$ .

*Teorema 3.* Sea (i)  $g(y)$  por la transformada de Hankel de orden

$$(ii) M^\mu \left[ \frac{\gamma \text{ of } f(x)}{x^{\gamma-\mu}} f(x) \right] = \mathcal{O}(y). \quad (2.7)$$

Luego

$$\int_0^\infty \frac{y^{(\gamma+1/2)}}{(y^2 + b^2)^{(1+\gamma-\mu)}} g(y) dy = \frac{b^{(\mu-1/2)}}{2^{(\gamma-\mu)} \Gamma(y-\mu+1)} \mathcal{O}(b), \quad (2.8)$$

siempre que  $x^{(\gamma-\mu+1/2 \pm \mu)} f(x) = O(x^\beta)$ ,  $Re \beta > 1$ , y  $f(x)$ ,  $g(x)$  sean continuas absolutamente integrables en  $(0, \infty)$ ,  $Re \gamma > -1$ ,  $Re(\gamma - 2\mu + 3/2) > 0$ .

Sea  $f(x)$  la  $R_\gamma$ . Luego

$$\int_0^\infty \frac{y^{(\gamma+1/2)}}{(y^2 + b^2)^{(1+\gamma-\mu)}} f(y) dy = \frac{b^{(\mu-1/2)}}{2^{(\gamma-\mu)} \Gamma(y-\mu+1)} \mathcal{O}(b),$$

siempre que la condición mencionada arriba exista.

La demostración de los teoremas dos y tres es similar a la del teorema 1.

*Aplicaciones. Ejemplo 1.* Sea  $f(x) = 0$ ,  $0 < x < b =$

$$= x^{\mu-2} (x^2 - b^2)^{-\mu/2} P_{\gamma-1/2}^\mu \left( \frac{x}{b} \right), \quad b \leq x \leq \infty.$$

Luego obtenemos de (2.2)

$$\int_0^{\infty} x^{(\mu-5/2)} (x^2 - b^2)^{-\mu/2} P_{\gamma-1/2}^{\mu} \left( \frac{x}{b} \right) \left[ I_{\gamma} \left( \frac{a^2}{4x} \right) - L_{\gamma} \left( \frac{a^2}{4x} \right) \right] dx =$$

$$= \frac{a^{2\gamma} 2^{1/2-2\gamma}}{\pi^{1/2} \Gamma(\gamma - \mu + 5/2) b^{(\gamma+3/2)}} {}_1F_1 \left[ \begin{matrix} 1; \\ \gamma - \mu + 5/2; \end{matrix} -\frac{a^2}{4b} \right],$$

Re  $\gamma > -1$  y Re  $\mu < 1$ .

Tomando  $f(x)$  apropiada, obtenemos las siguientes integrales.  
Obtenemos de (2.2)

$$1. \int_0^{\infty} x^{\mu-3/2} (x^2 - b^2)^{-\mu/2} P_{\gamma-3/2}^{\mu} \left( \frac{x}{b} \right) \left[ I_{\gamma} \left( \frac{a^2}{4x} \right) - L_{\gamma} \left( \frac{a^2}{4x} \right) \right] dx =$$

$$= \frac{\Gamma(2\gamma) a^{2\gamma}}{\pi^{1/2} \Gamma(2\gamma + 1) \Gamma(3/2 - \mu + \gamma) 2^{(2\gamma-1/2)} b^{(\gamma+1/2)}} {}_1F_1 \left[ \begin{matrix} 2\gamma, 1; \\ 2\gamma + 1, 3/2 - \mu + \gamma; \end{matrix} -\frac{a^2}{4b} \right].$$

Re  $\mu < 1$ , Re  $\gamma > 0$ .

$$= 2 \Gamma(2\gamma - 1) (2b^2 + a^2)^{1/2} P_{-2}^{-2\gamma} \left[ \frac{2^{1/2} b}{(2b^2 + a^2)^{1/2}} \right] \text{ Re } \gamma > 1/2.$$

Obtenemos de (2.5)

$$\int_0^{\infty} x^{-3/2} D_{\gamma-1/2} (bx^{-1/2}) D_{-\gamma-1/2} (bx^{-1/2}) \left[ I_{\gamma-1} \left( \frac{a^2}{4x} \right) - L_{\gamma-1} \left( \frac{a^2}{4x} \right) \right] dx =$$

$$= \frac{4}{(2\gamma - 1) a^{2\gamma}} \left[ (2b^2 + a^2)^{1/2} - 2^{1/2} b \right]^{2\gamma-1}, \text{ Re } \gamma > 1.$$

$$2. \int x^{-1/2} D_{\gamma-1/2} (bx^{-1/2}) D_{-\gamma-1/2} (bx^{-1/2}) \left[ I_{\gamma} \left( \frac{a^2}{4x} \right) - L_{\gamma} \left( \frac{a^2}{4x} \right) \right] dx =$$

Sea  $f(x) = x^{1/2} J_{\gamma} [2(ax)^{1/2}] K_{\gamma} (2(ax)^{1/2})$ .

Obtenemos de (2.7)

$$\begin{aligned}
 M^\mu [x^{\gamma-\mu+1/2} J_\gamma \{a(ax)^{1/2}\} K_\gamma \{2(ax)^{1/2}\}] &= \\
 &= \frac{2^{[\gamma-\mu+2]} y^{(\mu-\gamma-3/2)}}{\pi^{1/2}} G_{13}^{31} \left( \begin{array}{c} a^2 \\ y^2 \end{array} \middle| \begin{array}{c} \mu - 1/2\gamma \\ \gamma/2, 0, 1/2 \end{array} \right) \\
 \operatorname{Re} \gamma > -1, \operatorname{Re} (\gamma - \mu) > -1, \operatorname{Re} (\gamma - 2\mu) > -2
 \end{aligned}$$

Departamento de Matemáticas  
 Birla Institute of Technology and Science,  
 Pilani (Rajasthan), India.

#### REFERENCIAS

1. ERDELYI, A. y otros, Tables of Integral Transforms, Vol. II (1954), McGraw Hill, New York.
2. TITCHMARSH, E. C. Introduction to the Theory of Fourier's Integrals. Oxford (1962).