### Apuntes de un curso de

## MÉTODOS DE LA FÍSICA MATEMÁTICA II

Departamento de Física Facultad de Ciencias Universidad de Chile

> Víctor Muñoz G. José Rogan C.

# Índice

1.	Espacio de funciones	1
	1.1. Definiciones	1
	1.2. Sucesiones de funciones	3
	1.3. Proceso de ortonormalización de Gram-Schmidt	9
	1.4. Coeficientes de Fourier	10
	1.5. Integrales impropias (valor principal)	14
	1.6. Convergencia según Cesàro	15
2.	Series de Fourier	19
3.	Transformada de Fourier	35
	3.1. Definiciones	35
	3.2. Ejemplos	36
	3.3. Propiedades	41
	3.4. Aplicaciones	43
4.	Convolución	45
	4.1. Espacio $S$	45
	4.2. Producto de convolución	46
	4.3. El espacio $S$ como anillo	49
<b>5</b> .	Distribuciones temperadas	53
	5.1. Definiciones	53
	5.2. Sucesión de distribuciones	61
	5.3. Producto de distribuciones	71
	5.4. Distribuciones y ecuaciones diferenciales	72
	5.5. Convergencia débil	73
6.	Distribuciones y transformada de Fourier	79
7.	Convolución de distribuciones	87
	7.1. Definiciones	87
	7.2. Propiedades de la convolución de distribuciones	89
	7.3. Uso de convolución en Física	91

IV ÍNDICE

8.	La función Gamma	)3
	8.1. La función factorial	):
	8.2. La función Gamma	<b>)</b> 4
	8.3. Función Beta	)(
	8.4. Notación doble factorial	96
	8.5. Fórmula de Stirling	
	8.6. Otras funciones relacionadas	
g	Transformada de Laplace 10	13
υ.	9.1. Definición	
	9.2. Inversión de la transformada de Laplace	
	9.3. Propiedades de la transformada de Laplace	
	9.4. Lista de transformadas de Laplace	
	J.4. Dista de transformadas de Dapiace	LJ
10	Aplicaciones de la transformada de Laplace 11	
	10.1. Ecuaciones diferenciales lineales con coeficientes constantes	
	10.2. Ecuaciones integrales	
	10.3. Ecuaciones en derivadas parciales	
	10.4. Sistema de ecuaciones lineales	2(
11	.Polinomios ortogonales 12	23
	11.1. Definiciones	25
	11.2. Teoremas	
	11.3. Relación de recurrencia	
19	.Polinomios de Hermite	7
12	12.1. Definición	
	12.2. Función generatriz	
	12.3. Ortogonalidad	
	12.4. Algunos resultados interesantes	
	12.5. Solución por serie de la ecuación de Hermite	
13	Polinomios de Laguerre	
	13.1. Definición	
	13.2. Función generatriz	
	13.3. Relaciones de recurrencia	
	13.4. Ecuación de Laguerre	
	13.5. Ortogonalidad	
	13.6. Polinomios asociados de Laguerre	38
14	.El problema de Sturm-Liouville	39
	14.1. Operadores diferenciales autoadjuntos	36
	14.2. Operadores autohermíticos	
	14.3. Problema de autovalores	
	14.4. Ejemplos de funciones ortogonales	

ÍNDICE v

15. Ecuaciones diferenciales con singularidades	145
15.1. Puntos singulares	145
15.2. Solución por serie: método de Frobenius	146
15.3. Limitaciones del método. Teorema de Fuchs	149
15.4. Una segunda solución	151
16. Ecuaciones diferenciales del tipo	155
16.1. Soluciones en puntos regulares	155
16.2. Soluciones en la vecindad de puntos singulares	
16.3. Singularidades en infinito	
16.4. Ejemplos	
16.5. Ecuaciones con $n \leq 3$ singularidades Fuchsianas	
17. Funciones hipergeométricas	177
17.1. La ecuación hipergeométrica general	
17.2. Ecuación indicial	
17.3. Ecuación diferencial de Gauss	
17.4. La serie hipergeométrica	
17.5. Ecuación hipergeométrica confluente	
18. Polinomios de Legendre	183
18.1. Función generatriz	
18.2. Relaciones de recurrencia	
18.3. Coeficientes del polinomio $P_n(x)$	
18.4. Fórmula de Rodrigues $\dots \dots \dots$	
18.5. Ecuación diferencial de Legendre	
18.6. Lugares nulos de $P_n(x)$	
18.7. Relación de ortogonalidad	
18.8. Expresiones integrales para $P_n(x)$	
18.9. Serie de Legendre	
18.10Funciones asociadas de Legendre	
18.11Armónicos esféricos	
18.12Segunda solución de la ecuación de Legendre	
18.13Problema de Sturm-Liouville asociado	
19.La ecuación diferencial de Bessel	205
19.1. La ecuación diferencial de Bessel	
19.1. La écuación diferencial de Bessel	
19.3. Funciones de Bessel de índice entero	
19.4. Función generatriz	
19.5. Fórmulas de adición	
19.6. Representaciones integrales	
19.7. Relaciones de recurrencia	
19.8. Relaciones de ortogonalidad	213

20. Diversos tipos de funciones cilíndricas	217
20.1. Segunda solución de la ecuación de Bessel	217
20.2. Funciones de Hankel	219

126 ÍNDICE

## Capítulo 12

## Polinomios de Hermite

versión preliminar 3.4-25 noviembre 2002

#### 12.1. Definición

Definimos los polinomios de Hermite por:

$$H_n(t) = (-1)^n e^{t^2} \frac{d^n}{dt^n} e^{-t^2} . {12.1}$$

 $\{H_n(t)\}_{n\in\mathbb{N}^*}$  son polinomios de grado n. Se tiene que:

$$H_n(-t) = (-1)^n H_n(t) ,$$
 (12.2)

es decir,  $H_n$  es par si n es par, e impar si n es impar.

Los primeros polinomios de Hermite son:

$$H_0(t) = 1$$

$$H_1(t) = 2t$$

$$H_2(t) = 4t^2 - 2$$

$$H_3(t) = 8t^3 - 12t$$

$$H_4(t) = 16t^4 - 48t^2 + 12$$

#### 12.2. Función generatriz

Consideremos la función

$$\psi(t,x) = e^{t^2} e^{-(t-x)^2} = e^{2tx-x^2} . {12.3}$$

Su desarrollo en serie de Taylor será:

$$\psi(t,x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{A_n(t)}{n!} x^n , \qquad A_n(t) = \left. \frac{\partial^n \psi}{\partial x^n} \right|_{x=0} .$$

128

Como

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial (t-x)} (-1) ,$$

se tiene

$$A_n(t) = e^{t^2} \frac{\partial^n}{\partial (t-x)^n} e^{-(t-x)^2} \bigg|_{x=0} (-1)^n = (-1)^n e^{t^2} \frac{d^n e^{-t^2}}{dt^n} = H_n(t) ,$$

luego

$$e^{2tx-x^2} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{H_n(t)}{n!} x^n . {12.4}$$

Se dice que  $e^{2tx-x^2}$  es la función generatriz de los polinomios de Hermite, vale decir, es aquella función de dos variables tal que su desarrollo de Taylor en una de las variables tiene como coeficientes precisamente los polinomios de Hermite.

A partir de (12.4) se pueden encontrar relaciones entre los polinomios de Hermite. La estrategia para hallarlas (para ésta o cualquier otra función generatriz de otros polinomios) es típica: derivar parcialmente respecto a alguna de las variables y luego comparar potencias de x en los desarrollos en Taylor resultantes.

#### 1) Derivando respecto a t:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = 2x\psi .$$

Usando (12.4):

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \left[ \frac{d}{dt} H_n(t) \right] x^n = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{H_n(t)}{n!} 2x^{n+1} .$$

Reordenando la suma en el lado izquierdo:

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{2H_n(t)}{n!} x^{n+1} = H'_0(t) + \sum_{m=0}^{\infty} \frac{H'_{m+1}(t)}{(m+1)!} x^{m+1} .$$

Comparando los coeficientes de las potencias de x en cada serie encontramos:

$$H'_0(t) = 0$$
,  
 $2H_n(t) = \frac{1}{n+1}H'_{n+1}(t)$ ,

lo cual puede ser reescrito en la forma

$$2nH_{n-1}(t) = H'_n(t) , \qquad n \ge 0 .$$
 (12.5)

Observemos que, si bien sólo tiene sentido considerar polinomios de Hermite con índice positivo, la expresión (12.5) puede ser extendida a n = 0, aunque ello haga aparecer un factor  $H_{-1}$ . En general, las relaciones de recurrencia que obtendremos pueden considerarse válidas

para cualquier índice entero, adoptando la convención de que los polinomios con subíndices negativos tienen algún valor adecuado, por ejemplo, cero.

La relación (12.5) expresa un polinomio de Hermite en términos de un operador (en este caso la derivada) aplicado sobre el polinomio de Hermite inmediatamente superior. Un operador que tiene tal propiedad se denomina operador de bajada. En este caso, el operador de bajada de los polinomios de Hermite es  $(2n)^{-1}d_t$ .

2) Derivando respecto a x:

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = (2t - 2x)\psi .$$

Con (12.4):

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{H_n(t)}{(n-1)!} x^{n-1} = 2t \sum_{n=0}^{\infty} \frac{H_n(t)}{n!} x^n - 2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{H_n(t)}{n!} x^{n+1}$$
$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{H_{n+1}(t)}{n!} x^n = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2t H_n(t)}{n!} x^n - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2H_{n-1}(t)}{(n-1)!} x^n$$

Comparando potencias de x:

$$H_1(t) = 2tH_0(t) ,$$
 
$$H_{n+1}(t) = 2tH_n(t) - 2nH_{n-1}(t) , \qquad n \ge 1 .$$

O bien

$$H_{n+1}(t) = 2tH_n(t) - 2nH_{n-1}(t) , \qquad n \ge 0 .$$
 (12.6)

3) Podemos utilizar las dos relaciones de recurrencia (12.5) y (12.6) para obtener una tercera:

$$H_{n+1}(t) = 2tH_n(t) - H'_n(t) . (12.7)$$

Hemos pues encontrado el operador de subida para los polinomios de Hermite, a saber,  $2t-d_t$ .

Derivando (12.7):

$$H'_{n+1} = 2H_n + 2tH'_n - H''_n .$$

Con (12.5),

$$2(n+1)H_n = 2H_n + 2tH'_n - H''_n,$$

o sea,

$$H_n'' - 2tH_n' + 2nH_n = 0$$
.

Es decir, los polinomios  $H_n$  son una solución de la ecuación de Hermite:

$$y''(t) - 2ty'(t) + 2ny(t) = 0. (12.8)$$

#### 12.3. Ortogonalidad

Evaluemos

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} H_m(t) H_n(t) e^{-t^2} dt .$$

Sin pérdida de generalidad, sea  $n \geq m$ . Podemos escribir

$$I = (-1)^n \int_{-\infty}^{\infty} H_m(t) \frac{d^n e^{-t^2}}{dt^n} .$$

Integrando por partes:

$$I = (-1)^{n+1} 2m \int_{-\infty}^{\infty} H_{m-1}(t) \frac{d^{n-1}}{dt^{n-1}} e^{-t^2} dt .$$

Integrando por partes m veces:

$$I = (-1)^m (-1)^n 2^m m! \int_{-\infty}^{\infty} H_0(t) \frac{d^{n-m}}{dt^{n-m}} e^{-t^2} dt.$$

Si m < n, entonces

$$I = (-1)^{n+m} 2^m m! \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d^{n-m}}{dt^{n-m}} e^{-t^2} dt = (-1)^{n+m} 2^m m! \frac{d^{n-m-1}}{dt^{n-m-1}} e^{-t^2} \bigg|_{-\infty}^{\infty} = 0.$$

Si n=m,

$$I = 2^n n! \int_{-\infty}^{\infty} e^{-t^2} dt = 2^n n! \sqrt{\pi}$$
.

Resumiendo,

$$\int_{-\infty}^{\infty} H_m(t) H_n(t) e^{-t^2} dt = 2^n n! \sqrt{\pi} \delta_{nm} .$$
 (12.9)

Podemos expresar este resultado diciendo que los polinomios de Hermite son ortogonales, pero con una función de peso  $p(t)=e^{-t^2}$ .

Si definimos las funciones

$$\varphi_n(t) = \frac{H_n(t)e^{-t^2/2}}{\sqrt{2^n n! \sqrt{\pi}}} , \qquad (12.10)$$

es claro que  $\{\varphi_n\}_n$  es un conjunto ortonormal:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \varphi_n(t)\varphi_m(t) dt = \delta_{nm} . {12.11}$$

#### 12.4. Algunos resultados interesantes

(a) Es fácil demostrar que las funciones  $\varphi_n$  definidas en (12.10) satisfacen la ecuación diferencial

$$y'' - t^2 y = -(2n+1)y (12.12)$$

[con la condición de borde  $y(\pm \infty) = 0$ ], que es precisamente la ecuación de Schrödinger para el oscilador armónico.

(b) Sea  $\Phi_n(\omega) = \mathcal{F}\{\varphi_n(t), \omega\}$ . Dado que se cumple

$$\varphi_n'' + (2n + 1 - t^2)\varphi_n = 0 ,$$

se puede demostrar que  $\Phi_n(\omega)$  satisface

$$\Phi_n''(\omega) + (2n + 1 - \omega^2)\Phi_n(\omega) = 0 , \qquad (12.13)$$

es decir, la misma ecuación diferencial que  $\varphi_n(t)$ . En otras palabras, la transformada de Fourier de  $\varphi_n(t)$  es esencialmente ella misma.

#### 12.5. Solución por serie de la ecuación de Hermite

Consideremos la ecuación de Hermite (12.8), pero generalicémos la ligeramente:

$$y'' - 2ty' + 2\beta y = 0. (12.14)$$

Busquemos soluciones con un cierto desarrollo de Taylor:

$$y(t) = \sum_{\nu=0}^{\infty} a_{\nu} t^{\nu} . \tag{12.15}$$

Reemplazando en (12.14):

$$\sum_{\nu=0}^{\infty} [a_{\nu+2}(\nu+2)(\nu+1) - 2a_{\nu}\nu + 2\beta a_{\nu}]t^{\nu} = 0 ,$$

$$2\beta a_{\nu} - 2\nu a_{\nu} + a_{\nu+2}(\nu+1)(\nu+2) = 0 , \quad \nu \ge 0 ,$$

es decir, obtenemos una relación de recurrencia para los coeficientes de la serie:

$$a_{\nu+2} = \frac{2(\nu-\beta)}{(\nu+1)(\nu+2)} a_{\nu} . \tag{12.16}$$

Se desprenden las siguientes consecuencias:

a) Hay dos series independientes, la de coeficientes con índice par, que depende sólo de  $a_0$ , y la de coeficientes con índice impar, que depende sólo de  $a_1$ . Por tanto, hay dos coeficientes arbitrarios,  $a_0$  y  $a_1$ , y por ende dos soluciones linealmente independientes.

b) 
$$\frac{a_{\nu+2}}{a_{\nu}} = \frac{2(\nu - \beta)}{(\nu+1)(\nu+2)} \simeq \frac{2}{\nu} \quad \text{si } \nu \gg 1,$$

lo cual significa que el radio de convergencia de la serie es infinito. Vale decir, las soluciones no tienen singularidades en el plano.

- c) La ecuación tiene por solución un polinomio sólo si  $\beta \in \mathbb{N}^*$ . Si  $\beta$  es par, hay que tomar  $a_0 \neq 0$  y  $a_1 = 0$ . Si  $\beta$  es impar, hay que tomar  $a_0 = 0$  y  $a_1 \neq 0$ .
- d) Si  $\beta \notin \mathbb{N}^*$ , y si la solución es par o impar, entonces  $(\nu \beta)/[(\nu + 1)(\nu + 2)] > 0$  desde cierto  $\nu_0$  en adelante, de modo que los  $a_{\nu}$  tienen todos el mismo signo para  $\nu > \nu_0$ . Esto es, la serie tiene un crecimiento rápido cuando  $t \to \infty$ .