

4. MODELADO HIDRODINÁMICO DEL CONVERTIDOR DE ENERGÍA DE LAS OLAS OSCILANTE

Tal y como se ha puesto de manifiesto en el capítulo 3, el modelado de los parámetros hidrodinámicos de la boya es relevante a la hora de analizar el comportamiento de los convertidores de energía de las olas.

Para realizar simulaciones en el dominio del tiempo es importante diferenciar las condiciones del oleaje. Ante un oleaje regular se ha comprobado que, en el dominio del tiempo, no es necesario resolver integrales de convolución. En estas condiciones, donde la frecuencia es constante, los parámetros hidrodinámicos permanecen constantes y solamente es necesario conocer el valor de estos en función de la frecuencia.

En este capítulo se analizan inicialmente algunas caracterizaciones de los parámetros hidrodinámicos realizadas sobre boyas esféricas y cilíndricas.

Una situación diferente es la que se presenta ante un oleaje irregular. En este caso en las simulaciones en el dominio del tiempo es necesario resolver las integrales de convolución asociadas a la radiación y a la fuerza de excitación.

En este capítulo se presenta una metodología desarrollada por los investigadores Yu y Falnes, donde se emplea un modelo de espacio de estados para resolver ambos problemas. Este modelo puede ser directamente implementado en las simulaciones en el dominio del tiempo.

4.1 Convertidor de Energía de las Olas Oscilante Cilíndrico de Falnes-Yu

El sistema oscilante cilíndrico que se modelará será el que plantean Falnes y Yu en su artículo de 1996 (Falnes and Yu 1996).

4.1.1 Modelado de los coeficientes de excitación

Se sabe que la fuerza de excitación $f_e(t)$ aplicada a un cuerpo rígido oscilante es la convolución entre el kernel de los coeficientes de excitación $w(t)$ (respuesta impulsiva de un sistema

no causal) y la elevación de la ola $\eta(t)$.

$$f_e(t) = w(t) * \eta(t) \quad (4.1)$$

Falnes y Yu en su trabajo de 1996 (Falnes and Yu 1996) plantean esta relación convolucional a través del siguiente modelo de espacio de estado

$$\dot{\mathbf{Y}}_e(t) = \mathbf{A}_e \mathbf{Y}_e(t) + \mathbf{B}_e \eta(t) \quad (4.2)$$

$$\mathbf{Y}_e(0) = 0$$

$$f_e(t) = \mathbf{C}_e \mathbf{Y}_e(t) \quad (4.3)$$

donde $\mathbf{Y}_e(t) = [y_{e1}(t), y_{e2}(t), \dots, y_{en}(t)]$ es el vector de estado del modelo.

Dentro de las posibles realizaciones de los modelos de espacio de estado los autores usan la forma asociada, donde las matrices \mathbf{A}_e , \mathbf{B}_e y \mathbf{C}_e se expresan a continuación:

$$\mathbf{A}_e = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & -a_{fe}(1) \\ 1 & 0 & 0 & \dots & 0 & -a_{fe}(2) \\ 0 & 1 & 0 & \dots & 0 & -a_{fe}(3) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & -a_{fe}(n-1) \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 1 & -a_{fe}(n) \end{bmatrix} \quad (4.4)$$

$$\mathbf{B}_e = [b_{fe}(1) \quad b_{fe}(2) \quad b_{fe}(3) \quad \dots \quad b_{fe}(n-1) \quad b_{fe}(n)]^T \quad (4.5)$$

$$\mathbf{C}_e = [0 \quad 0 \quad 0 \quad \dots \quad 0 \quad 1] \quad (4.6)$$

El modelo de espacio de estado implementado es de orden cinco ($n = 5$) y sobre la base de un conjunto de valores puntuales conocidos y causalizados (retardados un tiempo $t_c = 1.2s$) de la respuesta impulsiva o kernel de los coeficientes de excitación $w(t)$, Falnes y Yu determinan los valores específicos de las constantes $a_{fe}(1), a_{fe}(2), a_{fe}(3), a_{fe}(4), a_{fe}(5), b_{fe}(1), b_{fe}(2), b_{fe}(2), b_{fe}(4)$ y $b_{fe}(5)$ mediante la minimización de la expresión:

$$\sum_{i=1}^m (w(t_i) - \mathbf{C}_e e^{\mathbf{A}_e t_i} \mathbf{B}_e)^2 \quad (4.7)$$

Para un cuerpo rígido con forma de cilindro, vertical, truncado, flotante, de radio R y altura sumergida $d = 1.8R$ con modo de oscilación tirante (*heave*) el kernel de los coeficientes de la fuerza de excitación $w(t)$ se presenta en la figura 4.1. En esta figura puede observarse la respuesta no causal del sistema. Para $t < 0$ se obtienen valores no nulos. Es posible fijar una cota a partir de la cual pueden considerarse valores no nulos en la respuesta, en la gráfica esta cota se ha indicado como $-t_{cn}$.

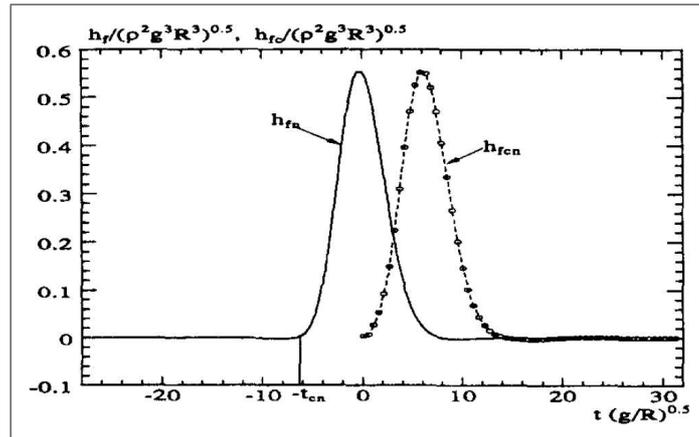


Fig. 4.1: Kernel de los coeficientes de la fuerza de excitación normalizadas $w(t)/[\rho(gR)^{3/2}]$ no causal y causalizado (retardado en tiempo $t_{cn} = 6.35$). El tiempo en la escala vertical $t(g/R)^{1/2}$ es adimensional.

(Falnes and Yu 1996)

El método propuesto por Falnes y Yu consiste en causalizar la respuesta impulsional retrasándola un tiempo t_{cn} . De esta forma se obtiene la respuesta representada en la gráfica 4.1 como $h_{fcn}(t) = h_{fn}(t - t_{cn})$.

Las gráficas de la figura 4.2, amplitud adimensional $|W(\omega)|/C_{hs}$ y fase $\angle W(\omega)$ de los coeficientes de excitación del cilindro en función de la frecuencia adimensional $\omega(R/g)^{0.5}$, fueron obtenidas por Falnes y Yu a partir de simulaciones numéricas realizadas y referidas por Eidsmoen en uno de sus trabajos (Eidsmoen 1995). La gráfica de la figura 4.1 se obtuvo mediante la antitransformada de Fourier de la gráfica de la figura 4.2.

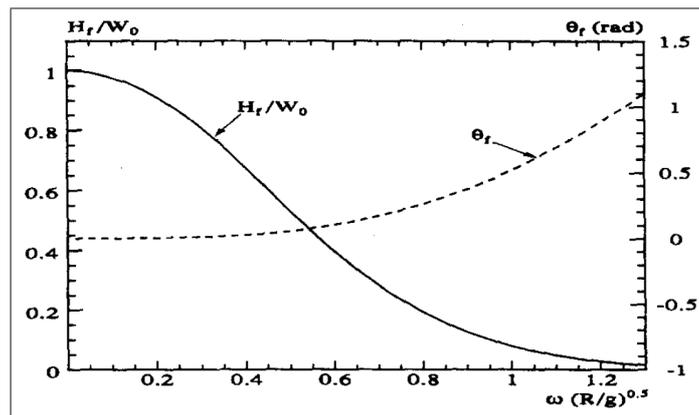


Fig. 4.2: Amplitud adimensional $|W(\omega)|/C_{hs}$ y fase $\angle W(\omega)$ de los coeficientes de excitación del cilindro en función de la frecuencia adimensional $\omega(R/g)^{0.5}$

(Falnes and Yu 1996)

En el ejemplo tratado por los autores se asumen los siguientes valores: densidad del agua $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$, aceleración de la gravedad $g = 9.81 \text{ m/s}^2$, radio del cilindro $R = 0.35 \text{ m}$,

altura sumergida del cilindro $d = 0.63 \text{ m}$, masa del cilindro $M = \rho d \pi R^2 = 242 \text{ kg}$ (calculada sólo con la altura sumergida del cilindro), masa infinita $M_\infty = 83.5 \text{ kg}$ y profundidad del agua 3 m .

Para el ejemplo del artículo de Falnes y Yu se obtiene el siguiente modelo de espacio de estado para la fuerza de excitación:

$$\mathbf{A}_e = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & -409 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & -459 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & -226 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & -64 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & -9.96 \end{bmatrix} \quad (4.8)$$

$$\mathbf{B}_e = [1549866 \quad -116380 \quad 24748 \quad -644 \quad 19.3]^T \quad (4.9)$$

$$\mathbf{C}_e = [0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 1] \quad (4.10)$$

El modelo de espacio de estado anterior tiene la siguiente representación equivalente en función de transferencia:

$$W(s) = \frac{19.3s^4 - 644s^3 + 24748s^2 - 116380s + 1549866}{s^5 + 9.96s^4 + 64s^3 + 226s^2 + 459s + 409} \quad (4.11)$$

A partir del modelo de las ecuaciones 4.8, 4.9 y 4.10 se obtuvo el siguiente modelo de espacio de estado normalizado, dividiendo la amplitud $w(t)$ entre $(\rho^2 g^3 R^3)^{0.5}$ y multiplicando el tiempo por $(g/R)^{0.5}$.

$$\mathbf{A}_{en} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & -a_{fen}(1) \\ 1 & 0 & 0 & 0 & -a_{fen}(2) \\ 0 & 1 & 0 & 0 & -a_{fen}(3) \\ 0 & 0 & 1 & 0 & -a_{fen}(4) \\ 0 & 0 & 0 & 1 & -a_{fen}(5) \end{bmatrix} \quad (4.12)$$

$$\mathbf{B}_{en} = [b_{fen}(1) \quad b_{fen}(2) \quad b_{fen}(3) \quad b_{fen}(4) \quad b_{fen}(5)]^T \quad (4.13)$$

$$\mathbf{C}_{en} = [0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 1] \quad (4.14)$$

$$\mathbf{A}_{en} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & -1701083.8271 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & -360590.7747 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & -33535.8936 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & -1793.8286 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & -52.7302 \end{bmatrix} \quad (4.15)$$

$$\mathbf{B}_{en} = [191377.3337 \quad -2714.4023 \quad 109.0274 \quad -0.5359 \quad 0.0030]^T \quad (4.16)$$

$$\mathbf{C}_{en} = [0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 1] \quad (4.17)$$

El modelo de espacio de estado anterior es una versión normalizada y causalizada o retardada en tiempo del sistema que relaciona la elevación de la ola y la fuerza de excitación. El retardo en tiempo normalizado es $t_{cn} = t_c \sqrt{g/R} = 6.35$. Por otra parte el sistema anterior tiene la siguiente representación equivalente en función de transferencia:

$$W_n(s) = \frac{b_{fen}(5)s^4 + b_{fen}(4)s^3 + b_{fen}(3)s^2 + b_{fen}(2)s + b_{fen}(1)}{s^5 + a_{fen}(5)s^4 + a_{fen}(4)s^3 + a_{fen}(3)s^2 + a_{fen}(2)s + a_{fen}(1)} \quad (4.18)$$

$$W_n(s) = \frac{0.0030s^4 - 0.5359s^3 + 109.0274s^2 - 2714.4023s + 191377.3337}{s^5 + 52.7302s^4 + 1793.8286s^3 + 33535.8936s^2 + 360590.7747s + 1701083.8271} \quad (4.19)$$

Si desnormalizamos las expresiones 4.12, 4.13 y 4.14 con el fin de obtener un modelo general para cualquier cilindro de radio R , tomando en cuenta que los coeficientes presentes a_{fen} y b_{fen} son los normalizados, se obtiene el siguiente modelo:

$$\mathbf{A}_e = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{a_{fen}(1)}{K_T^5} \\ 1 & 0 & 0 & 0 & -\frac{a_{fen}(2)}{K_T^4} \\ 0 & 1 & 0 & 0 & -\frac{a_{fen}(3)}{K_T^3} \\ 0 & 0 & 1 & 0 & -\frac{a_{fen}(4)}{K_T^2} \\ 0 & 0 & 0 & 1 & -\frac{a_{fen}(5)}{K_T} \end{bmatrix} \quad (4.20)$$

$$\mathbf{B}_e = \left[\frac{K_A}{K_T^4} b_{fen}(1) \quad \frac{K_A}{K_T^3} b_{fen}(2) \quad \frac{K_A}{K_T^2} b_{fen}(3) \quad \frac{K_A}{K_T} b_{fen}(4) \quad K_A b_{fen}(5) \right]^T \quad (4.21)$$

$$\mathbf{C}_e = [0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 1] \quad (4.22)$$

donde $K_A = (\rho^2 g^3 R^3)^{0.5}$ y $K_T = (g/R)^{0.5}$

La función de transferencia general desnormalizada para un cilindro de radio R cualquiera del modelo de espacio de estado anterior es :

$$W(s) = \frac{K_A b_{fen}(5)s^4 + \frac{K_A}{K_T} b_{fen}(4)s^3 + \frac{K_A}{K_T^2} b_{fen}(3)s^2 + \frac{K_A}{K_T^3} b_{fen}(2)s + \frac{K_A}{K_T^4} b_{fen}(1)}{s^5 + \frac{a_{fen}(5)}{K_T} s^4 + \frac{a_{fen}(4)}{K_T^2} s^3 + \frac{a_{fen}(3)}{K_T^3} s^2 + \frac{a_{fen}(2)}{K_T^4} s + \frac{a_{fen}(1)}{K_T^5}} \quad (4.23)$$

Se debe recalcar que la transformada de inversa de Laplace de la función de transferencia anterior es el kernel de convolución, retardado un tiempo $t_c = t_{cn} \sqrt{R/g}$, que permite determinar la fuerza de excitación para un cilindro de radio R .

En el anexo A se presentan los parámetros y coeficientes usados en el ejemplo de Falnes-Yu.

4.1.2 Modelado de la impedancia de radiación

Para un cuerpo rígido oscilante la fuerza de radiación es la convolución entre los coeficientes de radiación (antitransformada de Fourier de la impedancia de radiación) y la velocidad.

$$F_r(t) = -z_r(t) * v(t) \quad (4.24)$$

Como se comentó en el capítulo anterior, la ecuación 4.24 puede reescribirse en términos de la masa infinita y de los coeficientes $k(t)$ de la siguiente manera:

$$F'_r(t) = -k(t) * \frac{d}{dt}x(t) \quad (4.25)$$

$$F_r(t) = F'_r(t) - M_\infty \frac{d^2}{dt^2}x(t) \quad (4.26)$$

En el trabajo de Falnes y Yu los coeficientes de la masa agregada y la resistencia de radiación se obtienen por simulación numérica del problema de valor de frontera hidrodinámico (Eidsmoen 1995). En la figura 4.3 y 4.4 se presentan las gráficas de la masa agregada y la resistencia de radiación normalizada y el kernel de convolución de la impedancia de radiación normalizado obtenidos y usados por Falnes y Yu en su trabajo.

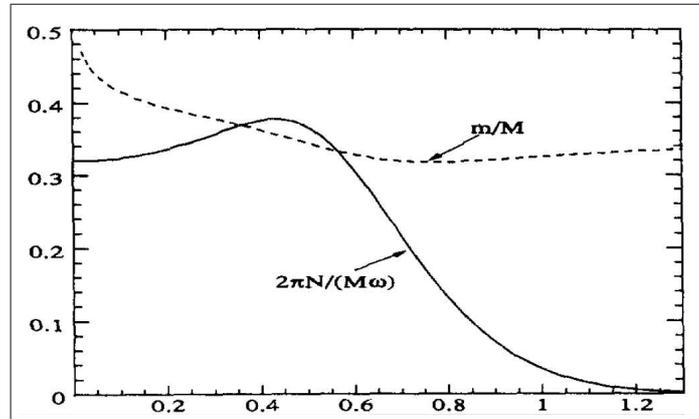


Fig. 4.3: Resistencia de radiación $|2\pi B_r(\omega)|/\omega M$ y masa agregada $M_a(\omega)/M$ adimensionales en función de la frecuencia adimensional $\omega(R/g)^{0.5}$
(Falnes and Yu 1996)

La fuerza de radiación de la ecuación puede representarse mediante modelos de espacio de estado (Falnes and Yu 1996). Esta representación evitaría la operación de convolución en el cálculo de la misma.

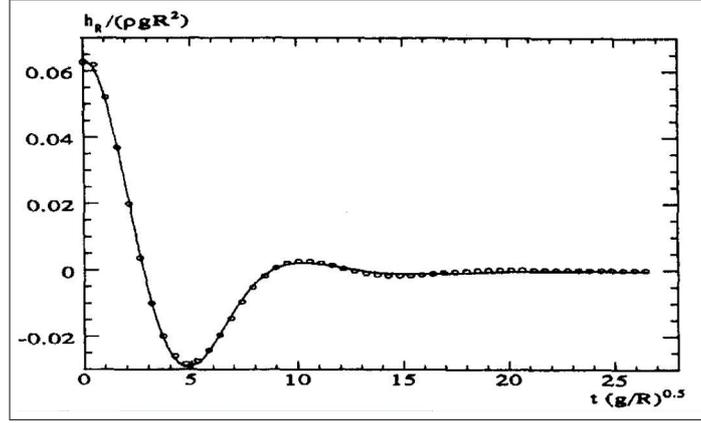


Fig. 4.4: Kernel de los coeficientes de la fuerza de radiación normalizadas $z_r(t)/[\rho g R^2]$ calculada por análisis hidrodinámico. El tiempo en la escala vertical $t(g/R)^{1/2}$ es adimensional. (Falnes and Yu 1996)

El trabajo de Falnes y Yu (Falnes and Yu 1996) describe el modelo de espacio de estado de la fuerza de radiación mediante la expresión:

$$\dot{\mathbf{Y}}_r(t) = \mathbf{A}_r \mathbf{Y}_r(t) + \mathbf{B}_r v(t) \quad (4.27)$$

$$\mathbf{Y}_r(0) = 0$$

$$F'_r(t) = \mathbf{C}_r \mathbf{Y}_r(t) \quad (4.28)$$

donde $\mathbf{Y}_r(t) = [y_1(t), y_2(t), \dots, y_n(t)]$ es el vector de estado del modelo.

Dentro de las posibles realizaciones de los modelos de espacio de estado Falnes y Yu usan la forma asociada, donde las matrices \mathbf{A}_r , \mathbf{B}_r y \mathbf{C}_r se expresan a continuación:

$$\mathbf{A}_r = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & -a_r(1) \\ 1 & 0 & 0 & \dots & 0 & -a_r(2) \\ 0 & 1 & 0 & \dots & 0 & -a_r(3) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & -a_r(n-1) \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 1 & -a_r(n) \end{bmatrix} \quad (4.29)$$

$$\mathbf{B}_r = [b_r(1) \ b_r(2) \ b_r(3) \ \dots \ b_r(n-1) \ b_r(n)]^T \quad (4.30)$$

$$\mathbf{C}_r = [0 \ 0 \ 0 \ \dots \ 0 \ 1] \quad (4.31)$$

Según Falnes y Yu, en los problemas de radiación el modelo puede representarse satisfactoriamente de orden de dos, tres o cuatro. En el ejemplo que desarrolla en su artículo Falnes y Yu asumen orden tres ($n = 3$). Dado que es conocido un conjunto de valores puntuales de la respuesta impulsiva o coeficientes de radiación $k(t)$, los autores determinan los valores

específicos de las constantes $a_r(1)$, $a_r(2)$, $a_r(3)$, $b_r(1)$, $b_r(2)$ y $b_r(3)$ mediante la minimización de la expresión:

$$\sum_{i=1}^m (k(t_i) - \mathbf{C}_r e^{\mathbf{A}_r t_i} \mathbf{B}_r)^2 \quad (4.32)$$

En el ejemplo del artículo de Falnes y Yu se asumen los siguientes valores: $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$, $g = 9.81 \text{ m/s}^2$, $R = 0.35 \text{ m}$, $M = 242 \text{ kg}$ y $M_\infty = 83.5 \text{ kg}$.

Para el ejemplo del artículo de Falnes y Yu se obtiene el siguiente modelo de espacio de estado para la fuerza de radiación:

$$\mathbf{A}_r = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -17.9 \\ 1 & 0 & -17.7 \\ 0 & 1 & -4.41 \end{bmatrix} \quad (4.33)$$

$$\mathbf{B}_r = [36.5 \quad 394 \quad 75.1]^T \quad (4.34)$$

$$\mathbf{C}_r = [0 \quad 0 \quad 1] \quad (4.35)$$

El modelo de espacio de estado anterior tiene la siguiente representación en función de transferencia equivalente:

$$Z_r^l(s) = \frac{75.1s^2 + 394s + 36.5}{s^3 + 4.41s^2 + 17.7s + 17.9} \quad (4.36)$$

En este trabajo se presenta el modelo de Falnes normalizado, sugerido en la figura 4.4, tomando en cuenta los valores del ejemplo de su artículo, es decir, el siguiente modelo de espacio de estado normalizado se determinó, dividiendo la amplitud $k(t)$ entre $\pi\rho gR^2$ y multiplicando el tiempo por $(g/R)^{0.5}$.

$$\mathbf{A}_{rn} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -a_{rn}(1) \\ 1 & 0 & -a_{rn}(2) \\ 0 & 1 & -a_{rn}(3) \end{bmatrix} \quad (4.37)$$

$$\mathbf{B}_{rn} = [b_{rn}(1) \quad b_{rn}(2) \quad b_{rn}(3)]^T \quad (4.38)$$

$$\mathbf{C}_{rn} = [0 \quad 0 \quad 1] \quad (4.39)$$

$$\mathbf{A}_{rn} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -2656.1615 \\ 1 & 0 & -496.1057 \\ 0 & 1 & -23.3474 \end{bmatrix} \quad (4.40)$$

$$\mathbf{B}_{rn} = [0.8513 \quad 1.7358 \quad 0.0625]^T \quad (4.41)$$

$$\mathbf{C}_{rn} = [0 \quad 0 \quad 1] \quad (4.42)$$

El modelo de espacio de estado anterior tiene la siguiente representación en función de transferencia equivalente:

$$Z'_{rn}(s) = \frac{b_{rn}(3)s^2 + b_{rn}(2)s + b_{rn}(1)}{s^3 + a_{rn}(3)s^2 + a_{rn}(2)s + a_{rn}(1)} \quad (4.43)$$

$$Z'_{rn}(s) = \frac{0.0625s^2 + 1.7358s + 0.8513}{s^3 + 23.3474s^2 + 496.1057s + 2656.1615} \quad (4.44)$$

Si desnormalizamos las expresiones 4.37, 4.38 y 4.39 tomando en cuenta en las mismas que los coeficientes presentes a_{rn} y b_{rn} son los normalizados, obtenemos el siguiente modelo:

$$\mathbf{A}_r = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -\frac{a_{rn}(1)}{K_T^3} \\ 1 & 0 & -\frac{a_{rn}(2)}{K_T^2} \\ 0 & 1 & -\frac{a_{rn}(3)}{K_T} \end{bmatrix} \quad (4.45)$$

$$\mathbf{B}_r = \left[\frac{K_B}{K_T^2} b_{rn}(1) \quad \frac{K_B}{K_T} b_{rn}(2) \quad K_B b_{rn}(3) \right]^T \quad (4.46)$$

$$\mathbf{C}_r = [0 \quad 0 \quad 1] \quad (4.47)$$

donde $K_B = \rho g R^2$ y $K_T = (g/R)^{0.5}$

El modelo de espacio de estado anterior tiene la siguiente representación en función de transferencia equivalente:

$$Z'_r(s) = \frac{K_B b_{rn}(3)s^2 + \frac{K_B}{K_T} b_{rn}(2)s + \frac{K_B}{K_T^2} b_{rn}(1)}{s^3 + \frac{a_{rn}(3)}{K_T} s^2 + \frac{a_{rn}(2)}{K_T^2} s + \frac{a_{rn}(1)}{K_T^3}} \quad (4.48)$$

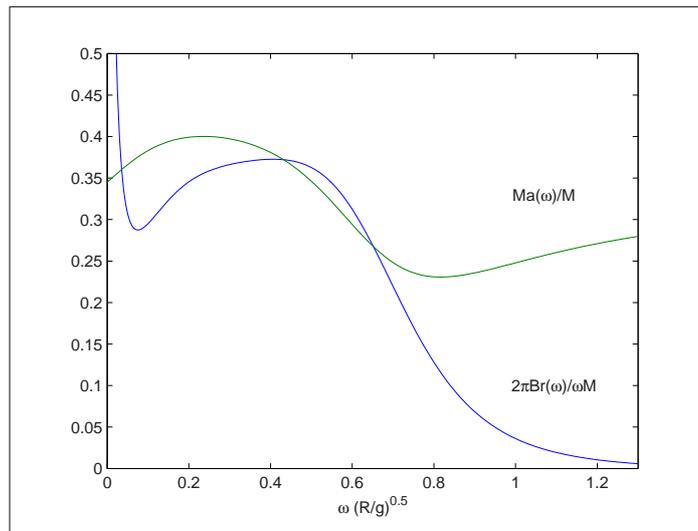


Fig. 4.5: Resistencia de radiación $2\pi B_r(\omega)/\omega M$ y masa agregada $M_a(\omega)/M$ adimensionales en función de la frecuencia adimensional $\omega(R/g)^{0.5}$ para el modelo de espacio de estado

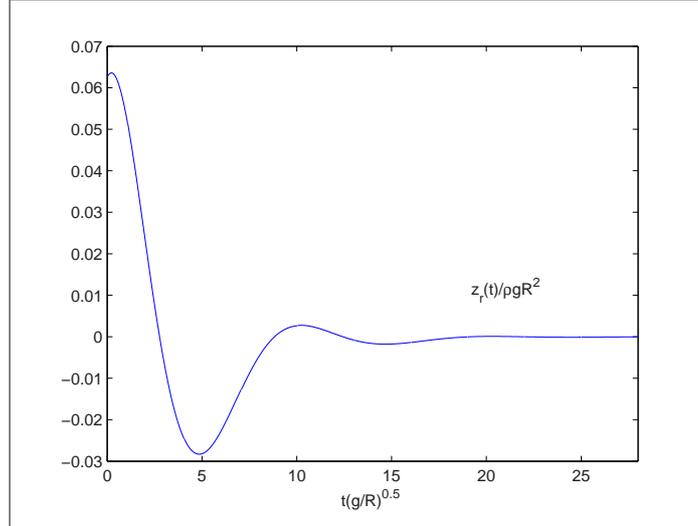


Fig. 4.6: Kernel de los coeficientes de la fuerza de radiación normalizadas $z_r(t)/\rho g R^2$ calculado por aproximación de espacio de estados. El tiempo en la escala vertical $t(g/R)^{0.5}$ es adimensional.

Al evaluar la expresión anterior en $s = j\omega$ se tiene la impedancia de radiación en función de la frecuencia:

$$Z'_r(\omega) = \frac{-K_B b_{rn}(3)\omega^2 + \frac{K_B}{K_T} b_{rn}(2)j\omega + \frac{K_B}{K_T^2} b_{rn}(1)}{-j\omega^3 - \frac{a_{rn}(3)}{K_T}\omega^2 + \frac{a_{rn}(2)}{K_T^2}j\omega + \frac{a_{rn}(1)}{K_T^3}} \quad (4.49)$$

La parte real e imaginaria de la ecuación 4.49 representan la resistencia y la reactancia de radiación reducida respectivamente:

$$Z'_r(\omega) = B_r(\omega) + jX'_r(\omega) \quad (4.50)$$

$$Z'_r(\omega) = B_r(\omega) + j\omega(M_a(\omega) - M_\infty) \quad (4.51)$$

Las gráficas de la resistencia de radiación y de la masa añadida adimensionales calculadas a través del modelos de espacio de estado se presentan en las gráficas 4.5 y 4.6.

A pesar de que la curva del kernel de convolución de la fuerza de radiación en la aproximación de espacio de estado (figura 4.6) es bastante ajustada a la original, la resistencia de radiación y la masa agregada presentan diferencias considerables para las bajas y las altas frecuencias (figura 4.5).

Para simulaciones en el dominio del tiempo ante un oleaje regular se implementó un modelo basado en la interpolación de las curvas de la gráfica 4.3. Mediante el programa de Matlab *scan2data*, desarrollado por Gregory Laduree (Laduree 2004), se determinó, procesando la imagen de la figura 4.3, la tabla de datos y la gráfica tanto de la masa agregada como de la resistencia de radiación.

En la figura 4.7 se presentan las gráficas de la resistencia de radiación y de la masa añadida obtenidas del procesamiento de la imagen 4.3 y en el anexo B (tabla B.1) se presenta parte de la tabla de datos.

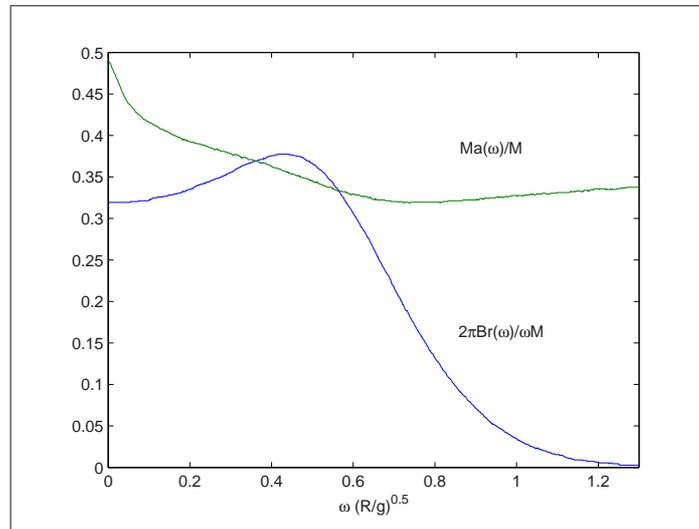


Fig. 4.7: Resistencia de radiación $2\pi B_r(\omega)/\omega M$ y masa agregada $M_a(\omega)/M$ adimensionales en función de la frecuencia adimensional $\omega(R/g)^{0.5}$ para el modelo interpolante

4.2 Convertidor de Energía de las Olas Oscilante Cilíndrico de Eriksson

El otro sistema oscilante cilíndrico que se modelará será el que plantean Eriksson en su artículo de 2006 (Eriksson, Isberg, and Leijon 2006). En este caso el cilindro tiene radio $R = 1.5 \text{ m}$, altura $h = 0.8 \text{ m}$, masa $M = 850 \text{ kg}$, altura sumergida $d = 0.25 \text{ m}$ y la profundidad del océano es 25 m

4.2.1 Modelado de la impedancia de radiación

El modelo de la impedancia de radiación se basará en la interpolación de las curvas de las gráficas 4.8 y 4.9 del trabajo de Eriksson (Eriksson, Isberg, and Leijon 2006). Mediante el programa de Matlab *scan2data*, desarrollado por Gregory Laduree (Laduree 2004), se determinó, procesando las imágenes de las figuras 4.8 y 4.9, la tabla de datos y la gráfica tanto de la masa agregada como de la resistencia de radiación.

En las figuras 4.10 y 4.11 se presentan las gráficas de la resistencia de radiación y de la masa añadida obtenidas del procesamiento de las imágenes 4.8 y 4.9. En el anexo C (tabla C.1) se presenta parte de la tabla de datos.

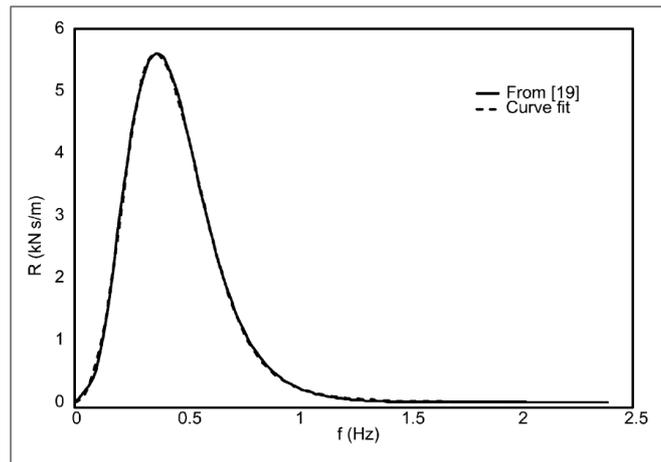


Fig. 4.8: Resistencia de radiación del cilindro de Eriksson (Eriksson, Isberg, and Leijon 2006)

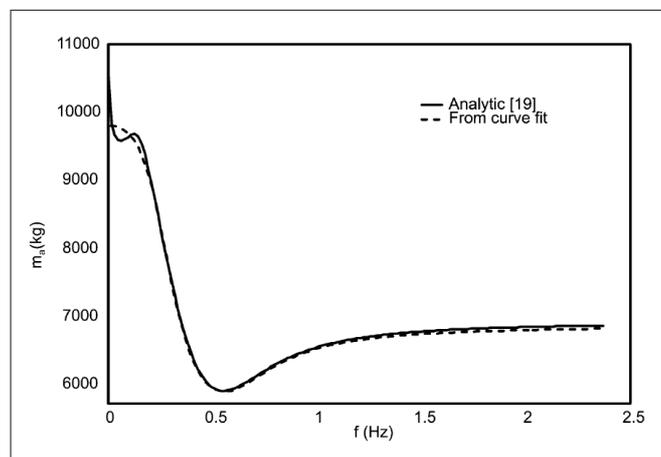


Fig. 4.9: Masa agregada del cilindro de Eriksson (Eriksson, Isberg, and Leijon 2006)

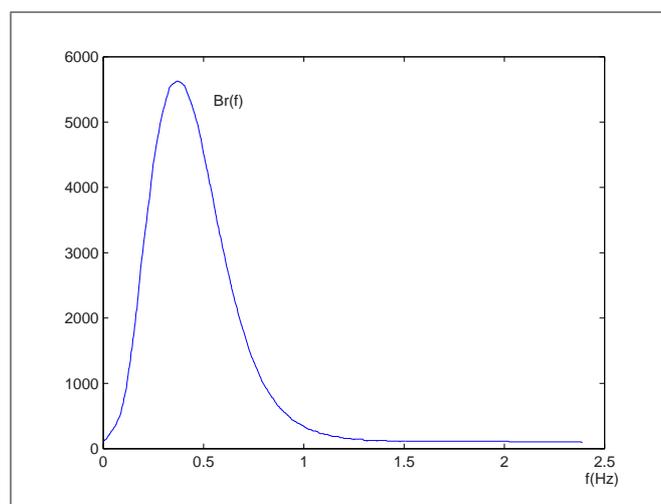


Fig. 4.10: Resistencia de radiación $B_r(f)$ en función de la frecuencia $f(\text{Hz})$ del trabajo de Eriksson

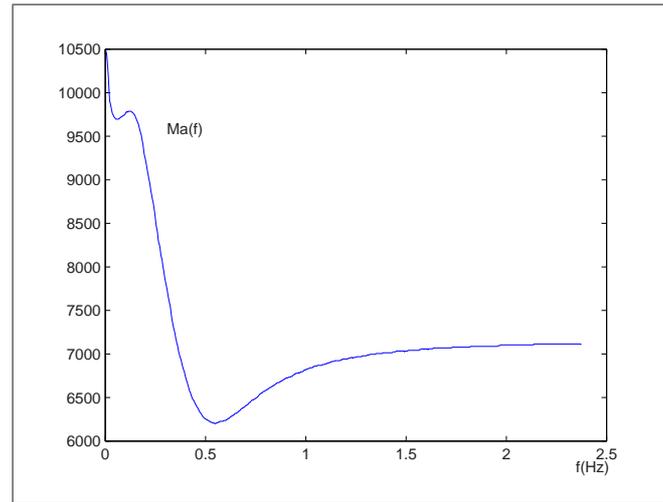


Fig. 4.11: Masa agregada $M_a(f)$ en función de la frecuencia f (Hz) del trabajo de Eriksson

4.2.2 Modelado de los coeficientes de excitación

Conocida la resistencia de radiación, la magnitud de los coeficientes de excitación para el cilindro de Eriksson puede determinarse mediante la aplicación de la ecuación 3.23. La ecuación 3.23 se reproduce a continuación:

$$|W(\omega)| = \sqrt{\frac{2g^3 \rho B_r(\omega)}{\omega^3}} \quad (4.52)$$

4.3 Convertidor de Energía de las Olas Oscilante Esférico de Havelock

El sistema oscilante esférico que se modelará será el que plantea Havelock en su artículo de 1955 (Havelock 1955).

La densidad de la esfera semisumergida es $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$. La aceleración de la gravedad es 9.81 m/s^2 . La masa para la esfera de radio R puede calcularse mediante la ecuación $m = (2/3)\pi R^3 \rho$ (calculada sólo con la mitad sumergida de la esfera). La constante hidrostática puede calcularse mediante la expresión $S_b = \pi R^2 \rho g$.

4.3.1 Modelado de la impedancia de radiación

El modelo de la impedancia de radiación se basará en la interpolación de las curvas de la gráfica 4.12 del trabajo de Havelock (Havelock 1955). Mediante el programa de Matlab *scan2data*, desarrollado por Gregory Laduree (Laduree 2004), se determinó, procesando la imagen de la figura 4.12, la tabla de datos y la gráfica tanto de la masa agregada como de la resistencia de radiación.

En la figura 4.13 se presentan las gráficas de la resistencia de radiación y de la masa añadida obtenidas del procesamiento de la imagen 4.12 y en el anexo D (tabla D.1) se presenta parte de la tabla.

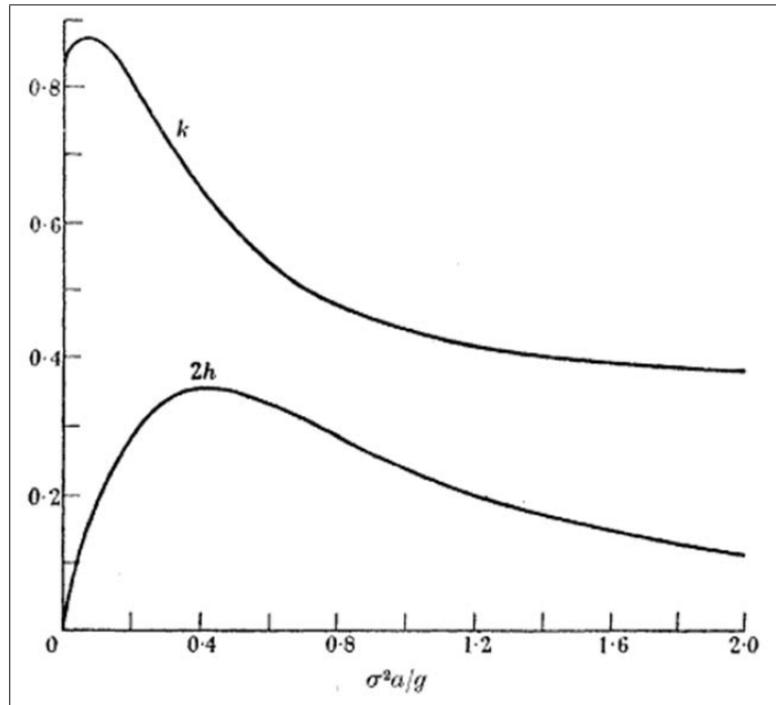


Fig. 4.12: Resistencia de radiación $k = B_r(\omega)/(\pi\rho R^3\omega/3)$ y masa agregada $h = M_a(\omega)/(\pi\rho R^3/6)$ adimensionales en función de la frecuencia cuadrática adimensional $\omega^2 R/g$ (Havelock 1955)

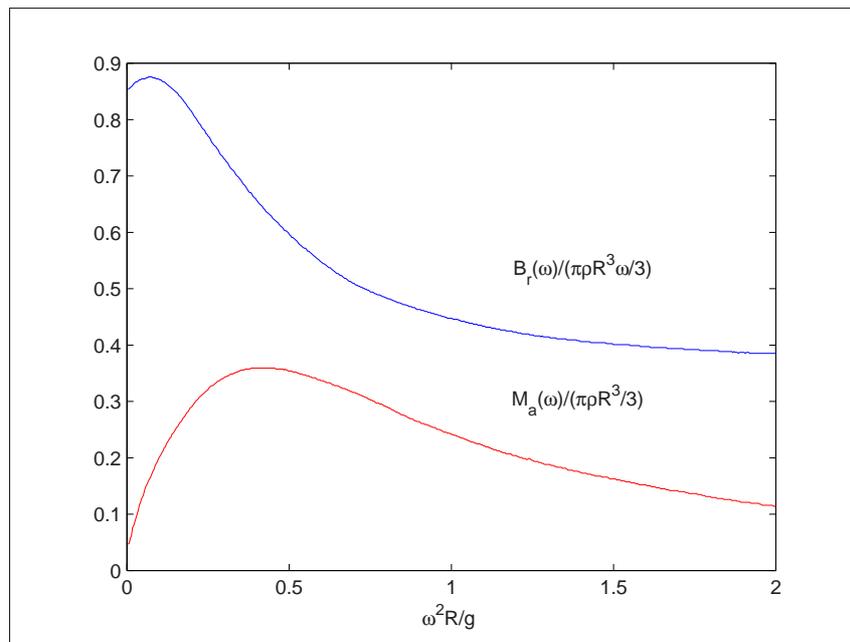


Fig. 4.13: Resistencia de radiación $B_r(\omega)/(\pi\rho R^3\omega/3)$ y masa agregada $M_a(\omega)/(\pi\rho R^3/6)$ adimensionales en función de la frecuencia cuadrática adimensional $\omega^2 R/g$ obtenidas mediante el procesamiento de la imagen de la figura 4.12

En la tesis de Price (Price 2009) se tienen los coeficientes de radiación para esferas de radio 1.9 m, 2.5 m y 3.5 m respectivamente representados gráficamente como se muestran en la figura 4.14:

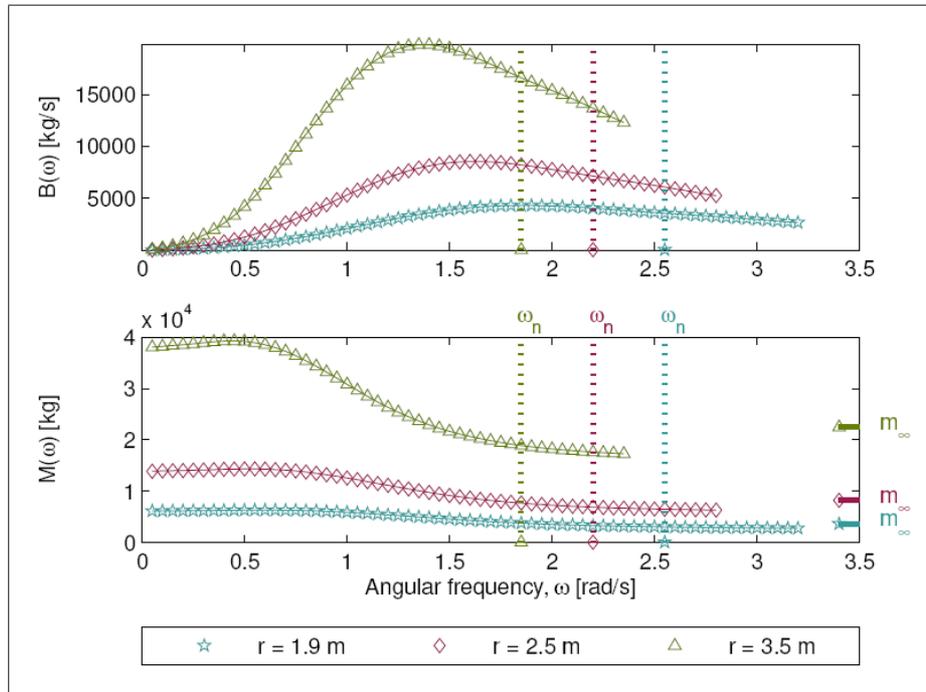


Fig. 4.14: Coeficientes de radiación para esferas de radio 1.9 m, 2.5 m y 3.5 m (Price 2009)

Con la ayuda del Matlab y con la tabla del anexo III se han reconstruido los coeficientes de radiación de la tesis de Price. Las gráficas de estos coeficientes se muestran en las figuras 4.15 y 4.16.

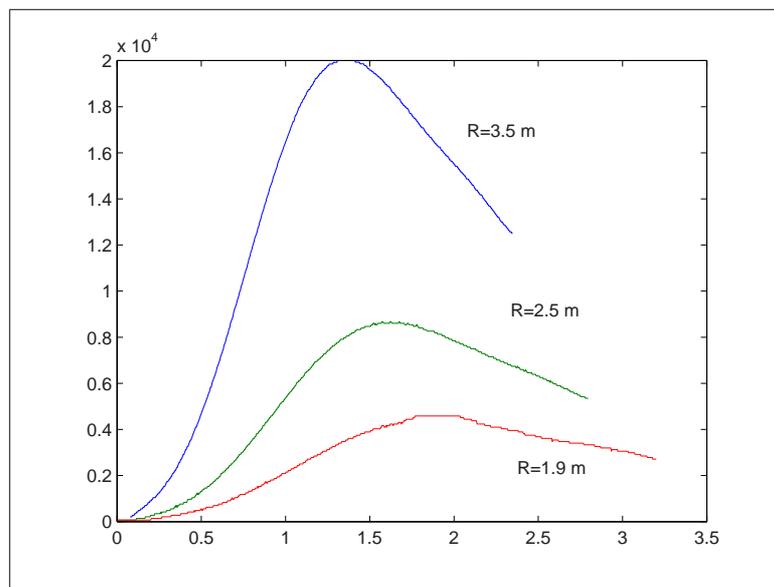


Fig. 4.15: Resistencia de radiación para esferas de radio 1.9 m, 2.5 m y 3.5 m

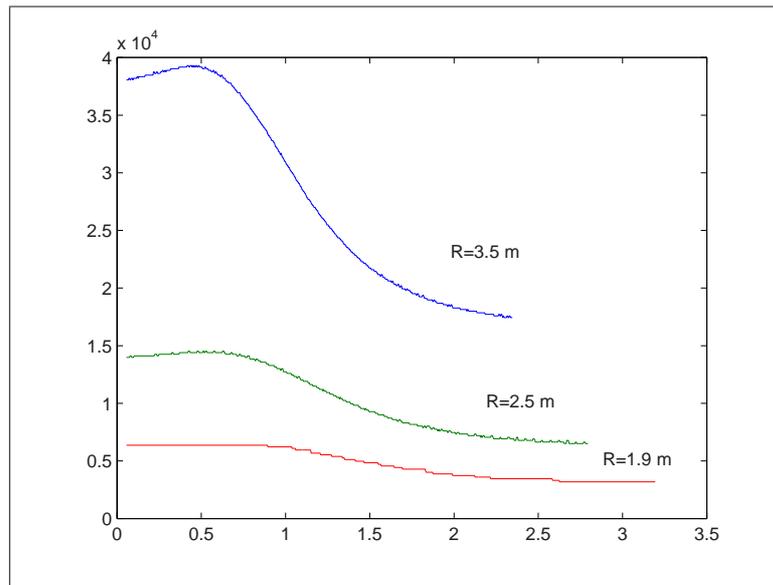


Fig. 4.16: Masa añadida para esferas de radio 1.9 m, 2.5 m y 3.5 m

4.3.2 Modelado de los coeficientes de excitación

De manera similar al caso del cilindro de Eriksson, la magnitud de los coeficientes de excitación para la esfera de Havelock puede determinarse mediante la aplicación de la ecuación 4.52 como lo realiza Alexandra Price en su tesis (Price 2009).