

Tsunami de Coquimbo por terremoto de Illapel 2015 modelado con JAGURS

Informe de práctica profesional
Andrés Ignacio Aguilera Castro
Profesor encargado - Javier Ruiz
Licenciatura en Ciencias, Mención Geofísica.
Departamento de Geofísica
Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas, Universidad de Chile

10 de noviembre de 2020

Resumen

Los tsunamis son una amenaza constante en los países con alta tasa de actividad sísmica, siendo uno de los desastres naturales que más vidas cobran y más pérdidas materiales causan en las comunidades. Por esta razón, muchos esfuerzos se hacen por modelarlos correctamente alrededor de todo el mundo, para mejorar el sistema de alerta de tsunami. En este trabajo se utilizó el programa computacional JAGURS, basado en un algoritmo de simulación numérica de las ecuaciones de Navier-Stokes, para modelar el tsunami de Coquimbo producido por el terremoto de Illapel Mw 8.3 del 2015. Se utilizaron grillas anidadas para obtener una alta resolución cerca de la costa de la bahía de Coquimbo, llegando así a simular con precisión los mareogramas registrados en el momento del tsunami real. También se generaron animaciones 2D del nivel del mar a lo largo de varias horas luego del terremoto, mostrando gráficamente la propagación del tsunami.

1. Introducción

El modelamiento de tsunamis es una disciplina que se va perfeccionando con el tiempo, ante la necesidad de volver más precisas las predicciones que se puedan hacer sobre la naturaleza de su propagación y la forma en que invaden continentes o islas, donde se encuentran comunidades que se ven afectadas por su colosal fuerza.

En este trabajo se estudia el tsunami producido por el terremoto de Illapel 2015, que causó daños en varias localidades de la cuarta región de Chile, incluyendo a Coquimbo, Guanaquero, Totoral, Los Vilos y varias otros poblados costeros del sector. Se tiene por objetivo modelar el tsunami con especial precisión en la bahía de Coquimbo con el programa JAGURS, observando el efecto que tiene, en la si-

mulación, la utilización de grillas de alta resolución, debido a los efectos de difracción de ondas en la bahía. Se utilizan las herramientas JAGURS y GMT 5, junto con las batimetrías de la General Bathymetric Chart of the Oceans (GEBCO) y el Servicio Hidrológico y Oceanográfico de la Armada de Chile (SHOA).

Ecuaciones que gobiernan el problema

Iniciaremos con las aproximaciones no dispersivas de las ecuaciones de Navier-Stokes (Allgeyer & Cummings, 2014) o de movimiento y de continuidad:

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + (\vec{U} \cdot \nabla) \vec{U} = -g \nabla n + \vec{f} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla \cdot [\vec{U}(H + \eta)] = 0 \quad (2)$$

Ambas juntas modelan el comportamiento de un fluido cualquiera. A estas ecuaciones, llamadas de conservación de momento y de masa, respectivamente, se les agregan la estratificación de la densidad del mar, la carga elástica, la variación del potencial gravitatorio y el efecto de dispersión. Para dar a comprender el desarrollo de los razonamientos que siguen, es necesario establecer las identidades:

$$\begin{cases} \vec{U} = u + v \\ M = (H + \eta)u ; N = (H + \eta)v \\ \rho(z') = \rho_0(1 + \rho_0 g(H + \eta - z')/\kappa) \\ \rho_H = \rho_0(1 + \rho_0 gH/\kappa) \\ \rho_{avg} = \rho_0(1 + \rho_0 gH/(2\kappa)) \end{cases} \quad (3)$$

Donde u y v son las componentes norte y este del desplazamiento \vec{U} ; ρ_H , ρ_{avg} y $\rho(z')$ las densidades en el fondo marino, la densidad promedio y la densidad en función de la altura. Se consideran coordenadas esféricas, con el origen en el centro de La Tierra. Así, se tiene, como se muestra en la Figura 1:

$$\begin{cases} \xi := \text{desplazamiento del fondo marino} \\ \rho := \text{densidad volumetrica} \\ \theta := \text{co-latitud} \\ \varphi := \text{longitud} \\ H := \text{profundidad del mar en reposo} \\ \eta := \text{altura del mar c/r al reposo} \end{cases} \quad (4)$$

Carga elástica y efectos gravitatorios

Para considerar la estratificación de la densidad en el mar, siguiendo a Allgeyer & Cummins (2014), se incorporan a la ecuación (2) las expresiones de la densidad con respecto a la profundidad, siendo así aproximada a sus valores en el fondo oceánico (ρ_h) y en la profundidad promedio (ρ_{avg}) expresados en las últimas dos identidades del sistema de ecuaciones (3). En Baba et al. (2017), esto es transformado a coordenadas esféricas y anotado con las definiciones físicas (4), donde M y N son los caudales integrados en profundidad en ambas direcciones de coordenadas. De esta forma, la ecuación de continuidad (2) se transforma en:

$$\rho_H \frac{\partial(\eta + \xi)}{\partial t} = -\frac{\rho_{avg}}{R \sin \theta} \left[\left(\frac{\partial M}{\partial \varphi} + \frac{\partial(N \sin \theta)}{\partial \theta} \right) \right] \quad (5)$$

La carga elástica producida por el propio peso del tsunami, que genera un desplazamiento vertical del suelo oceánico, se calcula dentro del concepto de ξ . De acuerdo con Allgeyer & Cummins (2014), quienes siguen el trabajo de Hendershott (1972), el desplazamiento del suelo marino se puede calcular como la convolución de la función de Green $G(\mathbf{r}', \mathbf{r})$ con la variación en la profundidad total del océano, $\eta + \xi$. Así, tenemos, en general:

$$\xi(\mathbf{r}) \approx a \int_0^{2\pi} \int_0^{\Delta a} G(\alpha) \eta(\alpha, \beta) \cos(\alpha) d\alpha d\beta \quad (6)$$

Se debe definir la función de Green que se evaluará en la ecuación (6). Esta función debe plasmar el efecto de carga elástica, por lo que se toma la respuesta de un cuerpo a la carga de una masa unitaria en su superficie, expresada como una sumatoria sobre armónicos esféricos de la forma:

$$G(\mathbf{r}', \mathbf{r}) = G(\alpha) = \frac{a}{M_e} \sum_{n=0}^{\infty} h'_n P_n(\cos \alpha) \quad (7)$$

donde \mathbf{r} es una posición en la superficie del planeta, \mathbf{r}' es la posición de la masa unitaria, a es el radio de la Tierra, α es la distancia angular entre \mathbf{r} y \mathbf{r}' , M_e es la masa de la Tierra. P_n y h'_n dependen de n y corresponden al n -ésimo polinomio de Legendre y al número de Love de orden angular n , respectivamente.

Luego, en Baba et al. (2017) se redefine la función de Green, con el fin de considerar también el cambio en el potencial gravitatorio. Siguiendo a Vinogradova et al. (2015), se transforma el término h'_n de la ecuación (7) por la constante de proporcionalidad $(1 + k'_n - h'_n)$, donde los tres sumandos corresponden al efecto gravitatorio inducido por la carga puntual, el efecto de carga que explica los cambios gravitacionales en respuesta a la carga (k'_n) y el efecto de carga elástica (h'_n) que ya se había tomado en cuenta en la función de Green anterior. Finalmente, G se expresa como sigue:

$$G(\alpha) = \frac{a}{M_e} \sum_{n=0}^{\infty} (1 + k'_n - h'_n) P_n(\cos \alpha) \quad (8)$$

siendo ésta la expresión que se evalúa en la ecuación (6), para definir el desplazamiento del suelo marino ξ del primer término de la ecuación (5).

Efecto de dispersión

La ecuación de movimiento (1), se reescribe, según Baba et al. (2015) y Baba et al. (2017), en un sistema de dos ecuaciones pertenecientes a cada uno de los dos términos M y N , dependientes de las componentes de la velocidad \vec{U} , con la forma:

$$\begin{aligned} \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{M^2}{H + \eta} \right) + \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{MN}{H + \eta} \right) = \\ - \frac{g(H + \eta)}{a \sin \theta} \frac{\partial \eta}{\partial \varphi} - fN - \frac{gn^2}{(H + \eta)^{7/3}} M \sqrt{M^2 + N^2} \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{N^2}{H + \eta} \right) + \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{MN}{H + \eta} \right) = \\ - \frac{g(H + \eta)}{a} \frac{\partial \eta}{\partial \theta} + fM - \frac{gn^2}{(H + \eta)^{7/3}} N \sqrt{M^2 + N^2} \end{aligned} \quad (10)$$

donde el segundo y tercer término de la derecha son la fuerza de Coriolis y el roce del fondo marino.

Ahora, para considerar el efecto de dispersión, producto de la diferencia en la velocidad de propagación entre las distintas longitudes de onda del tsunami, se agregan a las ecuaciones (9) y (10) los términos de Boussinesq. En Baba et al. (2015) y Baba et al. (2017), se le menciona como una aproximación de tipo Boussinesq donde se agrega un término de dispersión a las ecuaciones de aguas poco profundas. Las nuevas ecuaciones de movimiento, entonces, quedan expresadas como sigue:

$$\begin{aligned} \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{M^2}{H + \eta} \right) + \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{MN}{H + \eta} \right) = \\ - \frac{g(H + \eta)}{a \sin \theta} \frac{\partial \eta}{\partial \varphi} - fN - \frac{gn^2}{(H + \eta)^{7/3}} M \sqrt{M^2 + N^2} \\ + \frac{H^2}{3a \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\frac{1}{a \sin \theta} \left(\frac{\partial^2 M}{\partial \varphi \partial t} + \frac{\partial^2 (N \sin \theta)}{\partial \theta \partial t} \right) \right] \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{N^2}{H + \eta} \right) + \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{MN}{H + \eta} \right) = \\ - \frac{g(H + \eta)}{a} \frac{\partial \eta}{\partial \theta} + fM - \frac{gn^2}{(H + \eta)^{7/3}} N \sqrt{M^2 + N^2} \\ + \frac{H^2}{3a} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{1}{a \sin \theta} \left(\frac{\partial^2 M}{\partial \varphi \partial t} + \frac{\partial^2 (N \sin \theta)}{\partial \theta \partial t} \right) \right] \end{aligned} \quad (12)$$

donde los últimos términos de las ecuaciones (11) y (12) son los de Boussinesq.

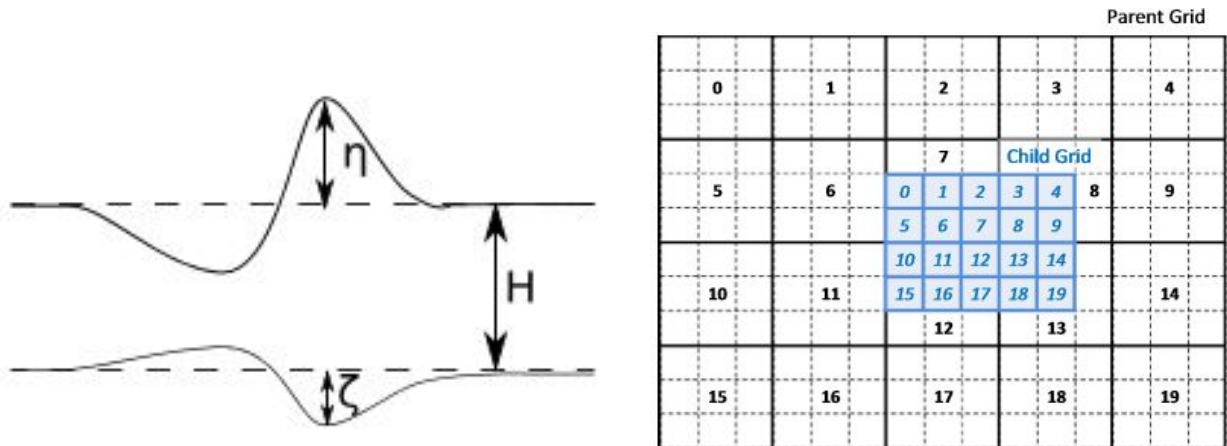


Figura 1: **Izquierda:** Esquema simple que explica las definiciones de η , H y ξ , obtenido de Allgeyer et al. (2014). Líneas punteadas son el nivel del mar en reposo, líneas continuas son el nivel del mar y del suelo marino. **Derecha:** Descripción del ordenamiento de las grillas anidadas, obtenido de Baba et al. (2015).

Método numérico y programa JAGURS

Las ecuaciones que modelan finalmente el problema (ecs. 5, 11 y 12), son resueltas por el programa JAGURS mediante un Método de Diferencias Finitas (FDM) implementado en un sistema de grilla escalonada. Este proceso de resolución en grillas anidadas es descrito por Baba et al. (2015), Baba et al. (2017) y Jakeman et al. (2010), siendo el primero donde se entra en mayor detalle, en el apéndice.

Las ecuaciones (11) y (12) son escritas en forma de diferencias finitas para llegar a expresiones que permitan calcular $N^{n+1/2}$ y $M^{n+1/2}$ en un tiempo $t = n\Delta t$, donde Δt es el paso de tiempo y $n = 1, 2, 3, \dots$, a partir de η^n , $M^{n-1/2}$ y $N^{n-1/2}$; mediante el método iterativo de Gauss-Seidel (Press et al., 1986). Luego, los $N^{n+1/2}$ y $M^{n+1/2}$ calculados se utilizan para obtener η^{n+1*} , la primera aproximación del nivel de la superficie marina donde se asume ξ^{n+1} nulo. Luego de calcular esta aproximación para todo el espacio, en cada paso de tiempo se convolucionan η^{n+1*} con la función de Green (Ecs. 6 y 8) para calcular el valor real de ξ^{n+1} y obtener el valor final de η^{n+1} . Al haber realizado este proceso, se vuelven a utilizar los valores η^{n+1} , $N^{n+1/2}$ y $M^{n+1/2}$ para el siguiente paso de tiempo $t = (n + 1)\Delta t$.

El programa JAGURS utiliza este algoritmo y los métodos de computación paralela con varios procesadores descrita en Baba et al. (2015) para, a partir de un modelo de fuente sísmica de fallas finitas, simular la generación, propagación e inundación de un tsunami con los elementos considerados en las ecuaciones vistas anteriormente. De esta manera, se debe ingresar como *input*: la batimetría -en forma de grilla- del área en que se simula la propagación del tsunami, el modelo de fuente finita a utilizar, la lista de estaciones y boyas donde se quieren simular los mareogramas, y una serie de parámetros para la simulación tales como el paso de tiempo (Δt), el tiempo total de simulación y la consideración del efecto Coriolis, entre otros.

Para hacer un cálculo eficiente en la simulación del tsunami, en JAGURS se pueden utilizar grillas anidadas (Baba et al., 2015; Jakeman et al., 2010), que consiste en la combinación de grillas gruesas

con grillas de mayor resolución; donde 4 de cada 9 puntos de la grilla fina coinciden con los puntos adyacentes de la grilla más gruesa (Figura 1).

Como *output*, se obtienen diversas grillas correspondientes al nivel del mar máximo en cada punto (η_{max}), el nivel del mar en cada paso de tiempo (η_t), el modelo de desplazamiento producto del terremoto (*disp*). Además, se obtienen arreglos para graficar mareogramas sintéticos (η versus t) en los distintos puntos que se entregaron en la lista *stations.txt* de entrada.

Terremoto de Illapel 2015

Este terremoto de magnitud Mw 8.3, con epicentro a 37 km al noroeste de Los Vilos y 23 km de profundidad (Aranguiz et al., 2016) afectó a la cuarta región de Chile el 16 de septiembre del 2015 y generó un tsunami que hizo especial daño en las ciudades costeras de Coquimbo y La Serena. En el momento del tsunami, habían varias boyas DART y mareógrafos en el borde costero, operados por el SHOA, midiendo el nivel del mar (η) en todo momento. En las Figuras 3 y 4 se observan los mareogramas observados para las boyas DART 32401 y DART 32402, a manera de ejemplo. Al poco tiempo de su ocurrencia, numerosos modelos se habían generado para describir su fuente sísmica, su magnitud y los desplazamientos en superficie.

En este trabajo se simuló el tsunami utilizando seis modelos de falla finita, correspondientes a Aranguiz et al., (2016); Romano et al., (2016); Okuwaki et al., (2016); Tilmann et al., (2016); Williamson, Newmann & Cummins, (2017) y el propuesto por el USGS de Estados Unidos, (última actualización del 2018). Con cada uno de estos modelos de *slip* se ejecutó la simulación en un tiempo total de 6 horas, con un paso de tiempo $\Delta t = 0.5[s]$ y guardando grillas de η_t cada 30 [s]. En este informe sólo se van a presentar los resultados de la simulación realizada con el modelo de Williamson, Newmann & Cummins (2017)[Figura 2]. Este modelo de falla finita está compuesto por 184 subfallas rectangulares, 8 en dirección del *dip* y 23 a lo largo del *strike*, con distintas direcciones de manteo. Se utilizó un *rise time* de 10 s.

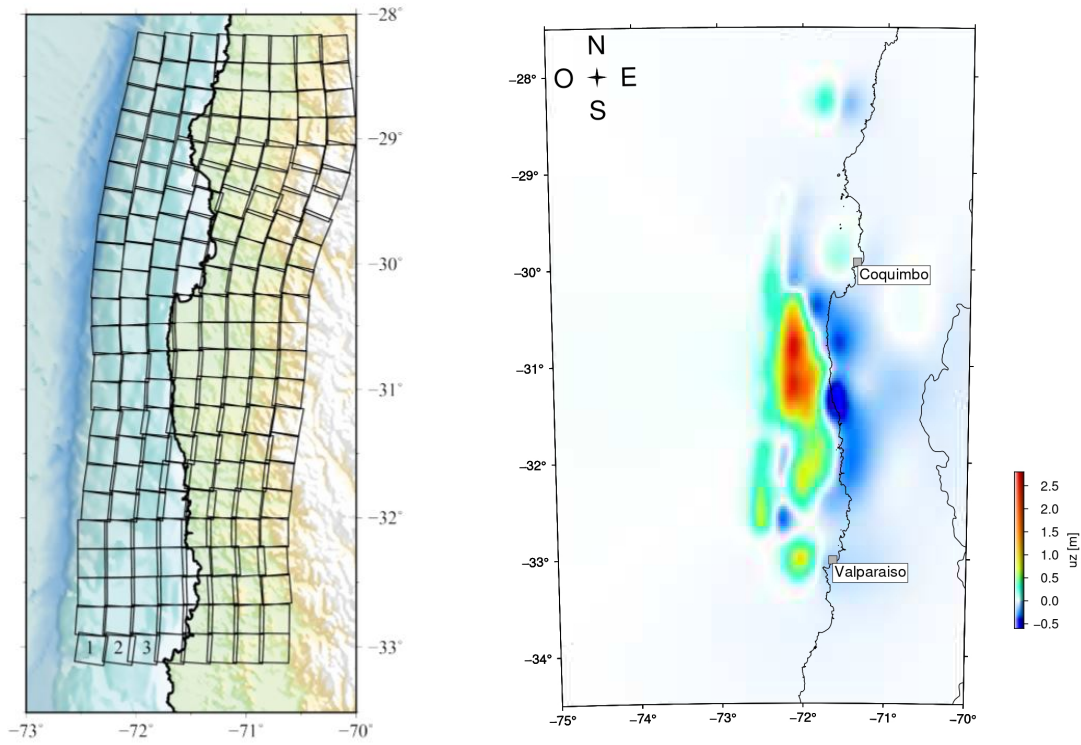


Figura 2: **Izquierda:** Modelo de slip de Williamson, Newmann & Cummins (2017). **Derecha:** Mapa de desplazamientos verticales producidos por el terremoto, calculado con JAGURS.

El tsunami de Coquimbo

Según Aranguiz et al., (2016), el tsunami tuvo un *runup* (altura máxima de las olas en un punto) máximo de 10.8 m cerca de la fuente tsunamigénica, alcanzando rara vez más de 6 m en otras ubicaciones. Este tsunami tuvo mayor magnitud que el provocado por el terremoto de Pisagua 2014, a pesar de la similar magnitud sísmica. Esto, como es propuesto por el mismo trabajo y de acuerdo con Heidarzadeh et al., (2016), se explica en gran medida con la batimetría, las morfologías de la costa y la distribución de *slip* en el sismo.

Por esto es que, en este trabajo, se utiliza la batimetría de la bahía de Coquimbo proporcionada por el SHOA. Esta batimetría consistía en un conjunto de puntos (x, y, z) ubicados cercanos pero de mane-

ra irregular, por lo que se utilizó una triangulación de Delaunay para crear una grilla con una resolución de 10 sec-arc en la zona cercana a Coquimbo. Así, se anidaron tres grillas: la primera y segunda, de 90 y 30 sec-arc cada una, corresponden a los datos de la batimetría del GEBCO; mientras que la tercera, de 10 sec-arc, corresponde a la batimetría del SHOA. Así, se cumple la relación 3:1 que es condición necesaria para la simulación del tsunami.

Finalmente, se corrió el modelo con las ecuaciones y los parámetros mencionados hasta el momento, en el espacio de cálculo correspondiente a las tres grillas y con cada uno de los seis modelos de fuente finita de la sección anterior. Los archivos de salida fueron procesados con la herramienta GMT 5, con el fin de convertir las grillas a imágenes y animaciones que se puedan observar y analizar con facilidad.

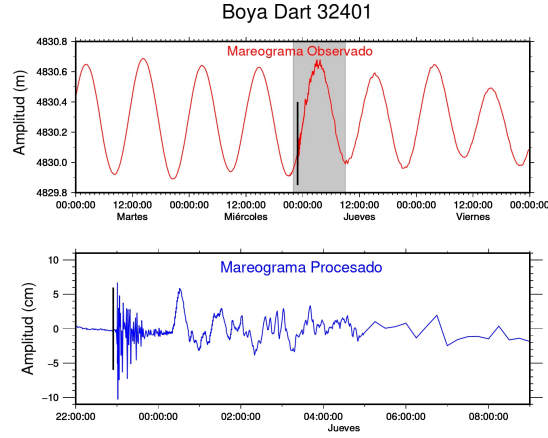


Figura 3: Registro de boya DART 32401. Se observa primero la señal con las dos frecuencias de mareas, luego el mareograma filtrado para compararlo con los mareogramas sintéticos.

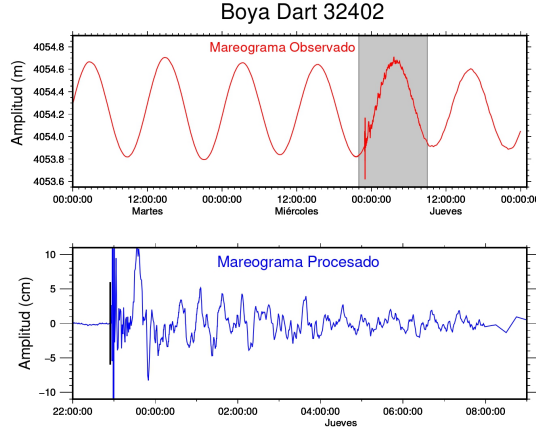


Figura 4: Registro de boya DART 32402. Se observa primero la señal con las dos frecuencias de mareas, luego el mareograma filtrado para compararlo con los mareogramas sintéticos.

2. Resultados y análisis

Se logró correr la simulación para los seis modelos de falla finita, todos con mareogramas sintéticos parecidos a los observados y animaciones de tsunami que muestran efectos parecidos en la costa de Coquimbo. Como se mencionó anteriormente, se mostrarán únicamente los correspondientes a Williamson, Newman & Cummins, (2017).

En la Figura 5 se observa el mapa de la segunda grilla y el mareograma sintético de la boya Dart 32402 comparado con el observado, presente también en la Figura 4. Se observa una gran similitud entre ambas

curvas, existiendo una pequeña diferencia en la amplitud de las olas predominantes, donde el tsunami sintético muestra una altura menor.

En la Figura 6 se grafica la altura máxima del nivel del mar (η_{max}) alcanzada por el tsunami modelado, en el dominio de cálculo comprendido por la grilla de 90 sec-arc. Desde el epicentro hacia el oeste se aprecian los máximos de altura, viéndose también altas amplitudes en la costa desde aproximadamente los grados 34°S hasta los 29°S. Hacia el norte de este intervalo, en la bahía donde se encuentra la grilla más fina, también se observan altos valores de η_{max} .

En las Figuras 7 y 8 se ven imágenes instantáneas de la altura del mar $\eta(t)$, en la bahía de Coquimbo (la grilla más fina, de 10 sec-arc), para ocho instantes de tiempo distintos separados por 4 minutos, desde el inicio hasta una hora desde el inicio del tsunami. Se puede observar que, hacia la hora de simulación (Figura 8), se genera un efecto de difracción que ha-

ce perdurar durante mayor tiempo las olas altas del tsunami en la mitad sur de la bahía de Coquimbo, mitad en que se halla la ciudad de Coquimbo.

Se graficó la comparación observado-simulado para 21 mareogramas costeros y 3 boyas Dart (Figuras 9 y 10), lográndose gran similitud entre ambas señales para la mayoría de los gráficos.

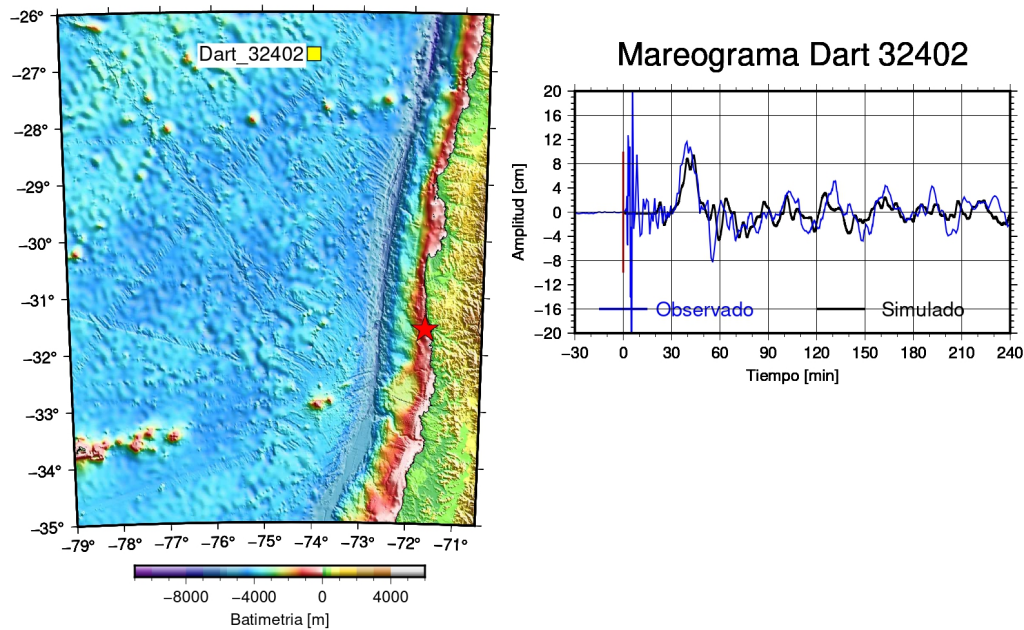


Figura 5: **Izquierda:** Mapa de batimetría y topografía de la costa en el espacio de la grilla de 30 sec-arc, con la ubicación de la boya Dart 32402. **Derecha:** Mareograma observado v/s sintético de la boya Dart 32402

3. Discusión

Al comparar los gráficos observados y sintéticos de las boyas Dart 32401 y Dart 32402, del modelo de este trabajo (Figura 10) con los obtenidos por Williamson, Newmann & Cummins (2017) (Figura 11), se observa que son similares. Esto es esperable y deseado, dado que la ejecución de la simulación del presente trabajo se realizó con su modelo de falla finita obtenido mediante geodesia e inversión de tsunami, por lo que esta similitud es señal de un correcto procedimiento. De estas mismas imágenes se puede dilucidar lo bien que se ajustan las olas de tsunami sintético al registro observado. Algu-

nos mareogramas observados -como el de Quintero o Pichidangui- muestran grandes diferencias con el sintético, con una tendencia a mayores discrepancias a medida que se avanza al sur. En el caso de los mareogramas del extremo norte de Chile, como Arica, se ven diferencias principalmente de amplitud, mas no de forma. Esto probablemente se deba también a efectos de costa, pues las boyas Dart 32401 y 32402 se ajustan muy bien, aunque se encuentren prácticamente al frente de Arica. El efecto de difracción de la Figura 8 se observa con mayor detalle gracias a la utilización de la grilla fina obtenida gracias a los datos del SHOA, en comparación con lo que se

logra con una grilla más gruesa, como la utilizada para generar la simulación fuera de este espacio. De todas maneras, no es posible definir si la discrepancia entre el mareograma sintético y el mareograma observado en Coquimbo (Figura 9) se da por factores de difracción no considerados o por inexactitudes en el modelo de falla finita.

4. Conclusiones

Según lo que muestran los mareogramas costeros y de boyas Dart, el modelamiento fue exitoso, lográndose el objetivo de simular con precisión el tsunami producto del terremoto de Illapel Mw 8.3 del 2015. A raíz de esto, se lograron realizar animaciones con imágenes instantáneas del nivel del mar para todos los tiempos $t = n\Delta t$ disponibles a partir de la simulación. En este mismo sentido, se logró crear una grilla más fina que las disponibles en la GEBCO, gracias a las batimetrías del SHOA; por lo que se incorporó esta dimensión del problema al estudio. Así, el objetivo de plasmar los efectos de una grilla más fina se completó. Sin embargo, la intención de estudiar con mayor detalle los efectos de la difracción de ondas producida por la forma de la bahía de Coquimbo no se logró desarrollar en la profundidad deseada, debido a que la precisión de la batimetría de la bahía (10 sec-arc) no era tan alta como se había esperado en un principio (3.33334 o 6.66667 sec-arc, siendo un tercio de 10 o 20 sec-arc, para la condición necesaria de las grillas anidadas de JAGURS). Para llevar a cabo en mayor medida los objetivos de este trabajo, hubiera sido de utilidad estudiar el *runup* de las simulaciones, junto con explorar de mejor manera los efectos de difracción debido a la forma de la bahía de Coquimbo. También es bueno comentar que será de esperar la aparición de mejores modelos y estudios de tsunamis cuando, en el futuro, se encuentren disponibles batimetrías más precisas del fondo oceánico chileno.

5. Agradecimientos

Agradecimientos al SHOA, por facilitar las batimetrías de la bahía de Coquimbo y de la costa de la zona central y norte de Chile; a los académicos que dejaron a libre disposición sus modelos de falla finita del terremoto de Illapel 2015 Mw 8.3 y especial mención al profesor Rafael Aránguiz de la

UCSC (Universidad Católica de la Santísima Concepción), quien aportó a este trabajo directamente con su modelo de *slip*. Finalmente, muchas gracias al profesor Javier Ruiz, que guió este trabajo de práctica con gran paciencia y buena voluntad para enseñar, además de poner a disposición los avanzados recursos computacionales necesarios para correr los modelos de tsunamis.

6. Referencias

- 1.- Allgeyer, S., & Cummins, P. (2014). Numerical tsunami simulation including elastic loading and seawater density stratification. *Geophysical Research Letters*, 41(7), 2368–2375. doi:10.1002/2014gl059348
- 2.- Aranguiz, Rafael & González, Gabriel & González-Carrasco, Juan & Catalán, Patricio & Cienfuegos, Rodrigo & Yagi, Yuji & Okuwaki, Ryo & Urrea, Luisa & Contreras, Karla & del Río, Ian & Rojas-Orrego, Camilo. (2015). The 16 September 2015 Chile Tsunami from the Post-Tsunami Survey and Numerical Modeling Perspectives. *Pure and Applied Geophysics*. 173. 10.1007/s00024-015-1225-4.
- 3.- Baba, T., Takahashi, N., Kaneda, Y., Ando, K., Matsuoka, D., & Kato, T. (2015). Parallel Implementation of Dispersive Tsunami Wave Modeling with a Nesting Algorithm for the 2011 Tohoku Tsunami. *Pure and Applied Geophysics*, 172(12), 3455–3472. doi:10.1007/s00024-015-1049-2
- 4.- Baba, T., Allgeyer, S., Hossen, J., Cummins, P. R., Tsushima, H., Imai, K., ... Kato, T. (2017). Accurate numerical simulation of the far-field tsunami caused by the 2011 Tohoku earthquake, including the effects of Boussinesq dispersion, seawater density stratification, elastic loading, and gravitational potential change. *Ocean Modelling*, 111, 46–54. doi:10.1016/j.ocemod.2017.01.002
- 5.- Dutykh, D., & Dias, F. (2009). Tsunami generation by dynamic displacement of sea bed due to dip-slip faulting. *Mathematics and Computers in Simulation*, 80(4), 837–848. doi:10.1016/j.matcom.2009.08.036
- 6.- Jakeman, J.D., O.M., Nielsen, K., Vanputten, R., Mleczeko, D. Burbidge, and N. Horspool, Towards spatially distributed quantitative assessment

- of tsunami inundation models, *Ocean Dynamics*, doi:10.1007/s10236-010-0312-4, 2010.
- 7.- Hendershott, M.C., 1972. The effects of solid Earth deformation on global ocean tides, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 29, 389–402, doi:10.1111/j.1365-246X.1972.tb06167.x.
- 8.- Okuwaki, R., Yagi, Y., Aranguiz, R., Gonzalez, ., & González, G. (2016). Rupture process during the 2015 Illapel, Chile earthquake: Zigzag-along-dip rupture episodes. *Pure and Applied Geophysics*, 173, 1011–1020.
- 9.- Press, W.H., Flannery, B.P., Teukolsky, S.A., Vetterling W.T., (1986). *Numerical recipes*, Cambridge Univ. Press, Cambridge.
- 10.- Romano, F., Piatanesi, A., Lorito, S., Tolomei, C., Atzori, S., & Murphy, S. (2016). Optimal time alignment of tide-gauge tsunami waveforms in nonlinear inversions: Application to the 2015 Illapel (Chile) earthquake. *Geophysical Research Letters*, 43, 11226–11235. doi:10.1002/2016GL071310.
- 11.- Tilmann, F., Zhang, Y., Moreno, M., Saul, J., Eckelmann, F., Palo, M., et al. (2016). The 2015 Illapel earthquake, central Chile: A type case for a characteristic earthquake? *Geophysical Research Letters*, 43, 574–583.
- 12.- Vinogradova, N.T., Ponte, R.M., Quinn, K.J., Tamisiea, M.E., Campin, J.-M., Davis, J.L., 2015. Dynamic adjustment of the ocean circulation to self-attraction and loading effects, *J. Phys. Oceano.*, 45, 678–689, doi:10.1175/JPO-D-14-0150.1.
- 13.- Williamson, A., Newman, A., & Cummins, P. (2017). Reconstruction of coseismic slip from the 2015 Illapel earthquake using combined geodetic and tsunami waveform data. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*. doi:10.1002/2016jb013883

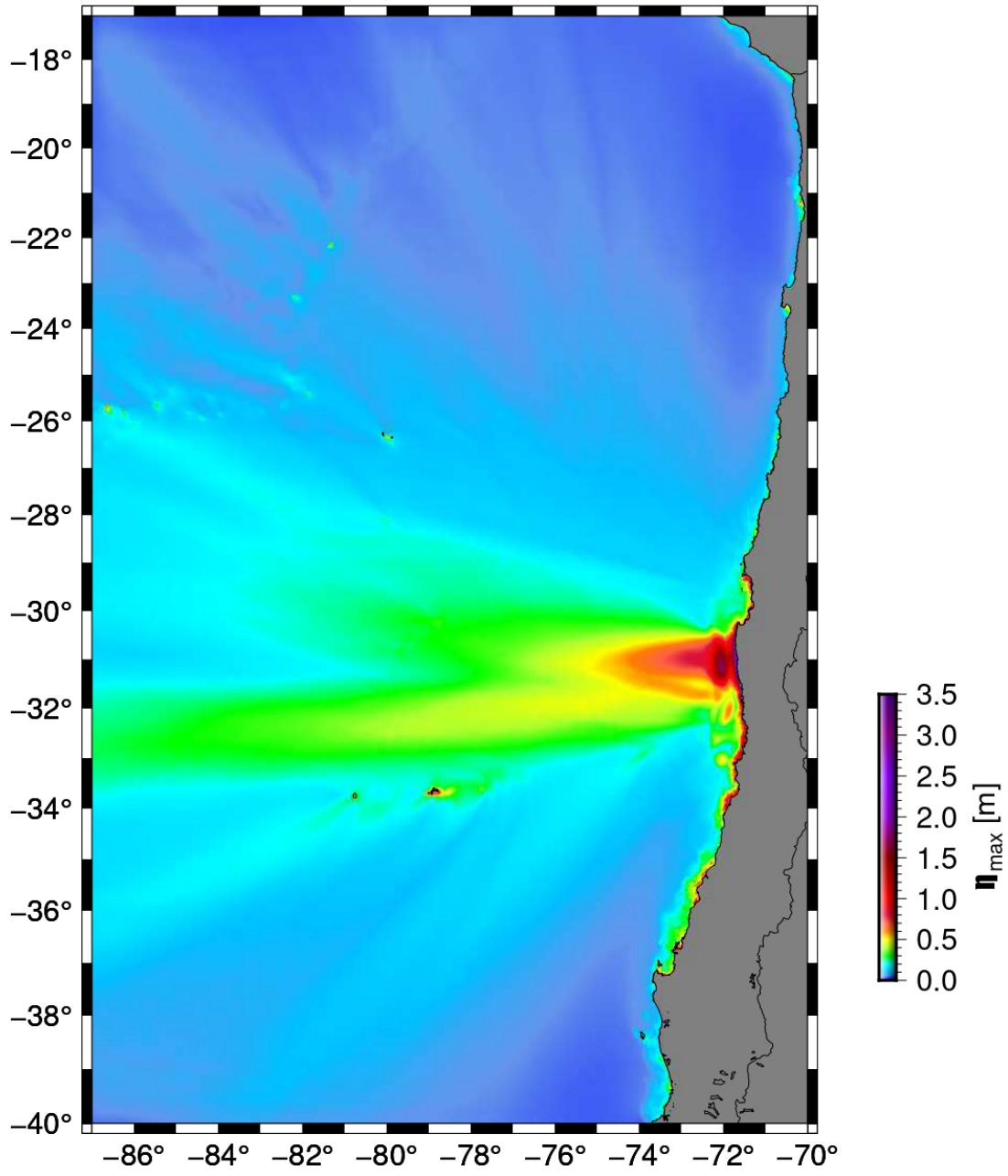


Figura 6: Mapa de la altura máxima (η_{max}), alcanzada por la superficie marina durante toda la simulación.

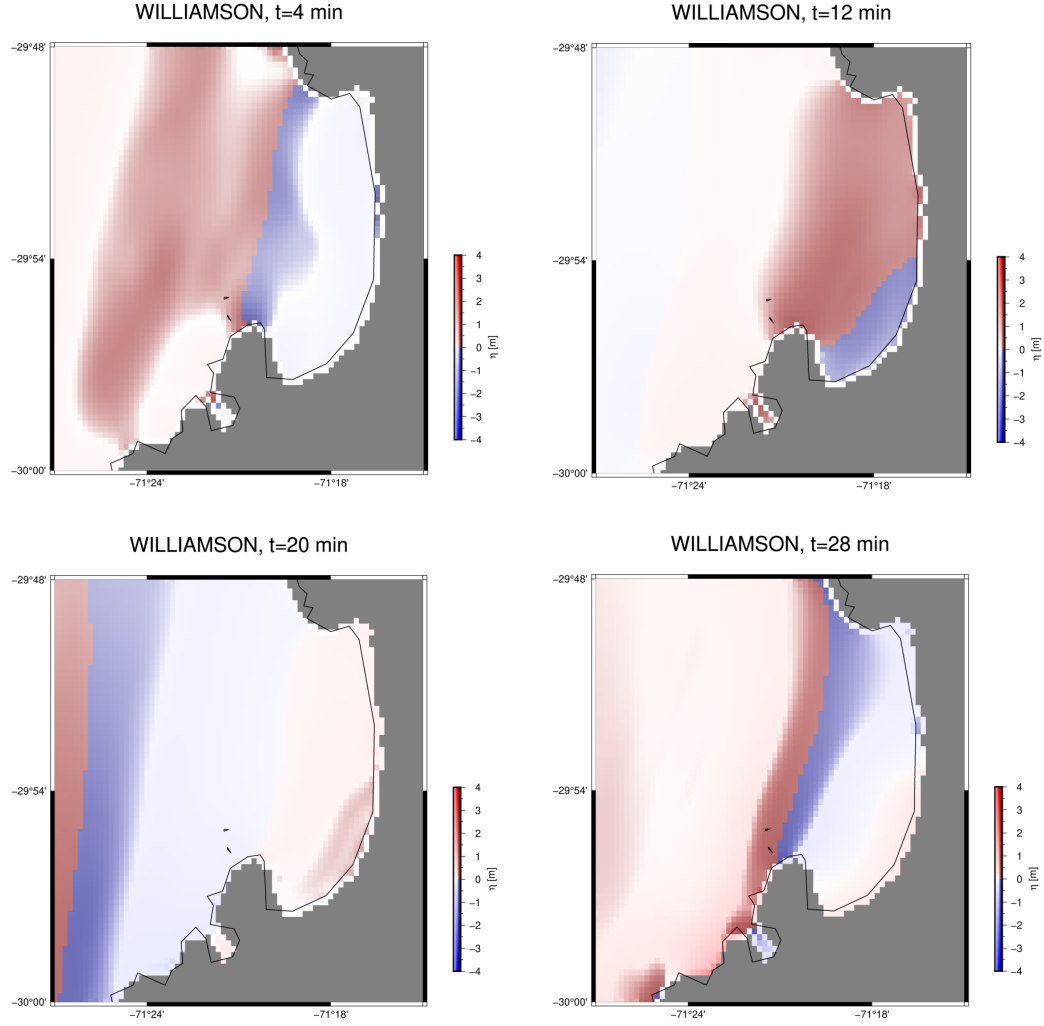


Figura 7: Nivel del mar para distintos momentos entre los tiempos $t = 4$ [min] y $t = 28$ [min], en el tsunami sintético realizado con el modelo de slip de Williamson et al., (2017). Grilla de 10 sec-arc, en la Bahía de Coquimbo.

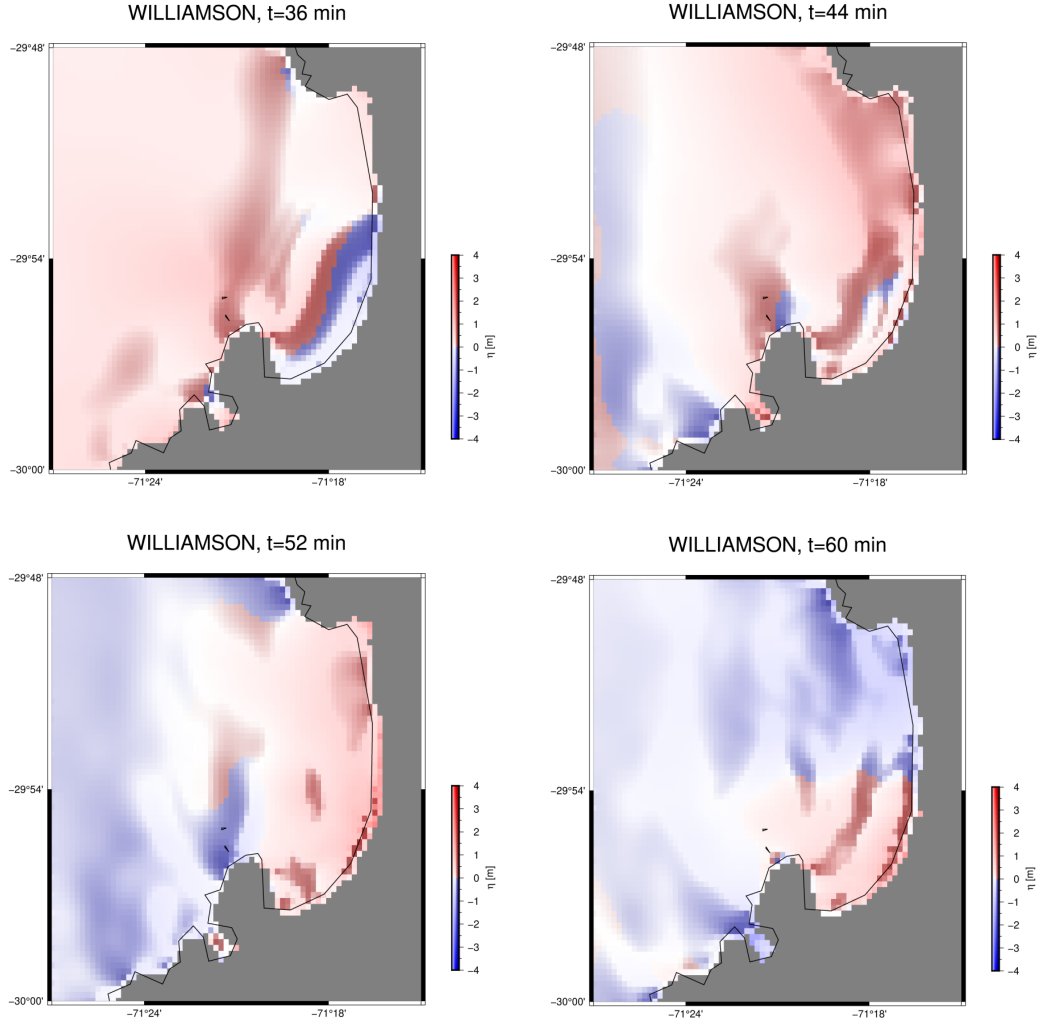


Figura 8: Nivel del mar para distintos momentos entre los tiempos $t = 36$ [min] y $t = 60$ [min], en el tsunami sintético realizado con el modelo de slip de Williamson et al., (2017). Grilla de 10 sec-arc, en la Bahía de Coquimbo.

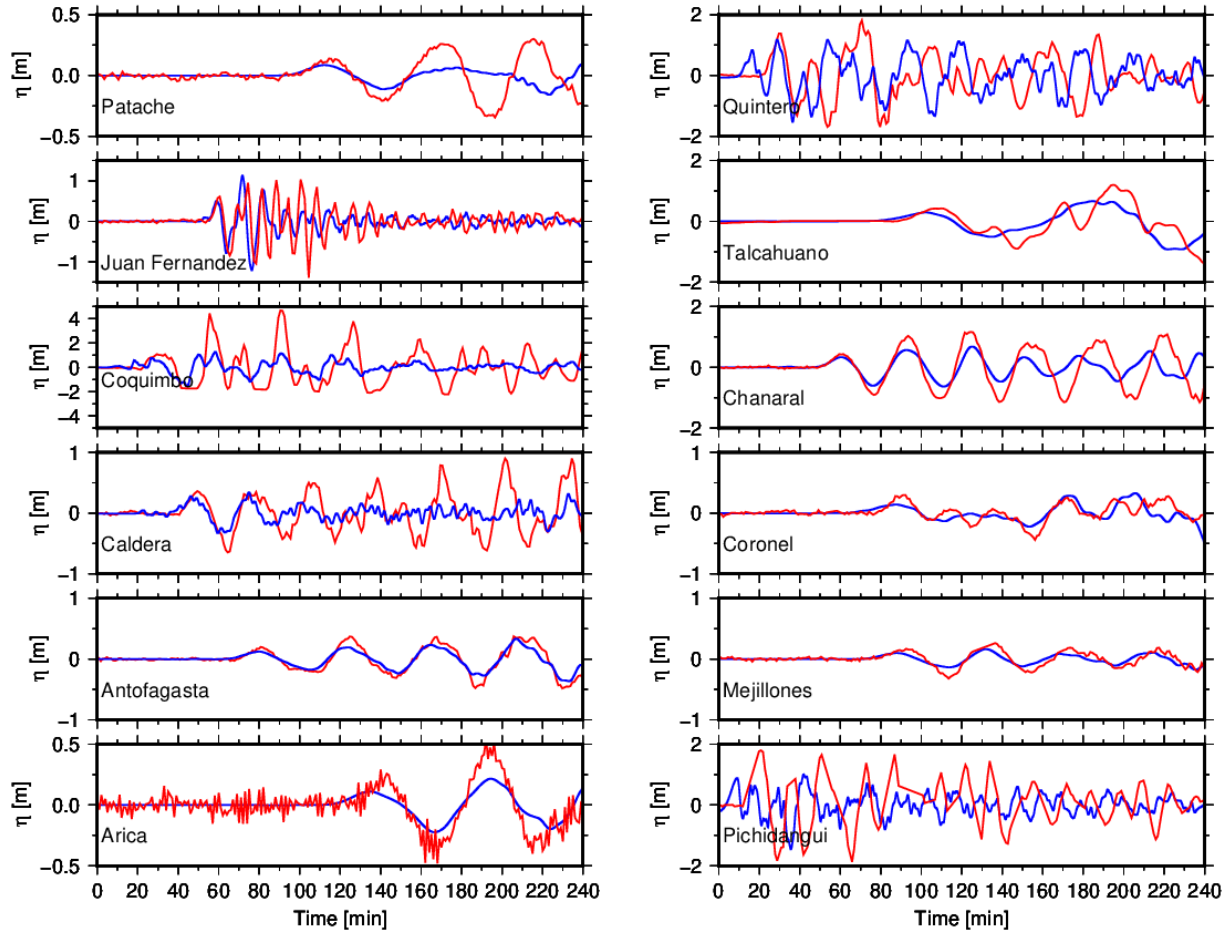


Figura 9: Doce mareogramas costeros observados (en rojo), comparados con los mareogramas sintéticos (en azul).

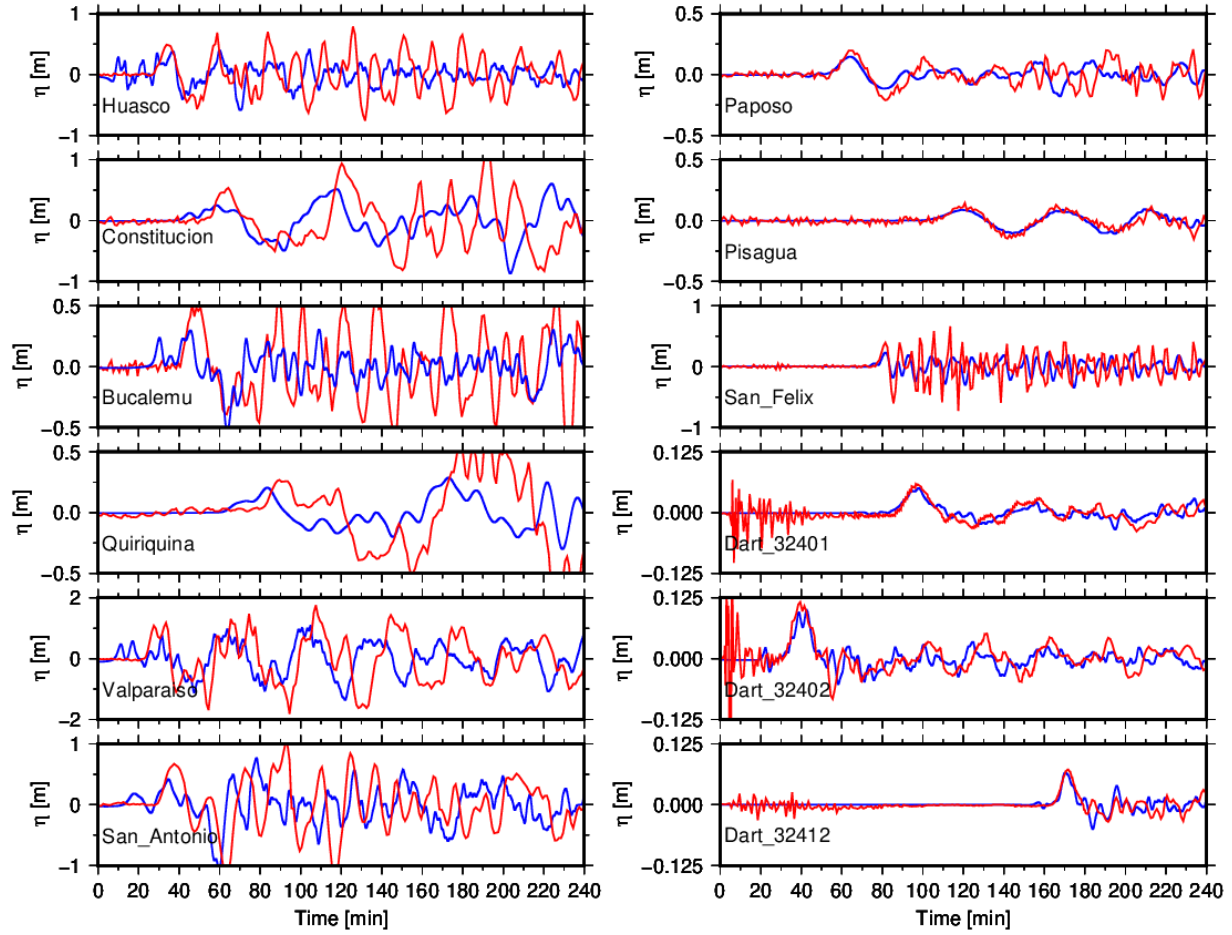


Figura 10: Nueve mareogramas costeros y tres registros de boyas Dart observados (en rojo), comparados con sus pares sintéticos (en azul).

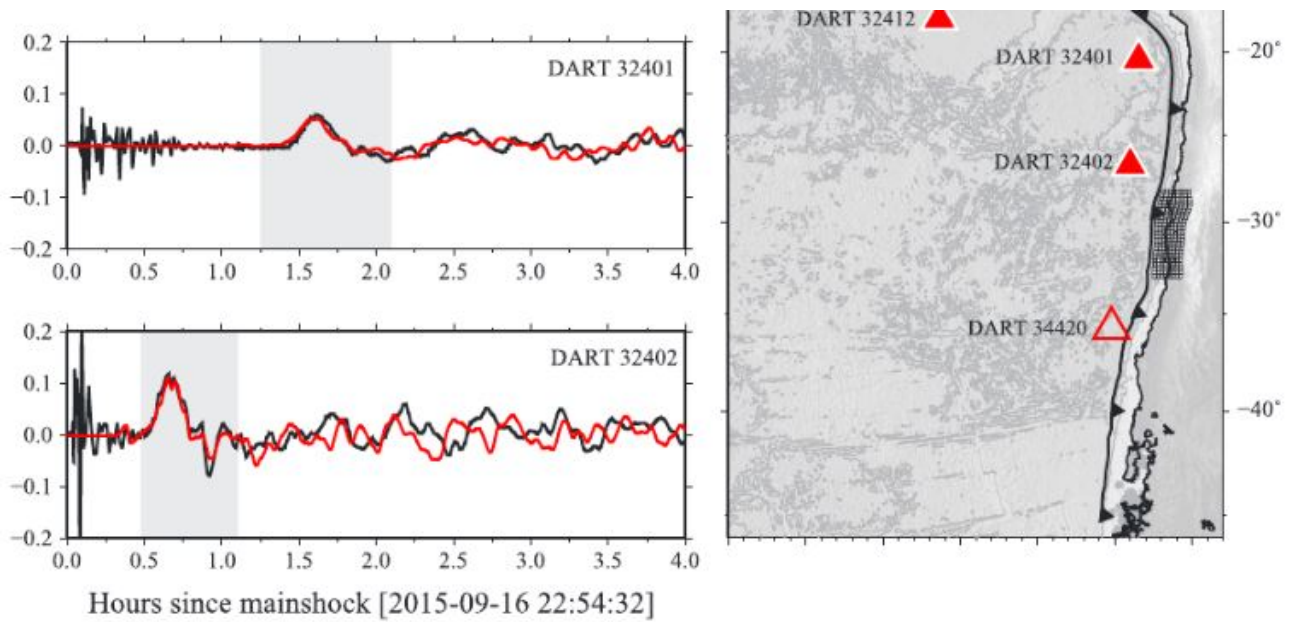


Figura 11: *Izquierda:* Gráficos comparados del tsunami observado (negro) y modelado (rojo) según el modelo de Williamson, Newman & Cummins (2017); en dos boyas Dart. *Derecha:* Se muestra la ubicación de las boyas, cerca del epicentro frente a la costa de Illapel.