

# SIMULACIÓN NUMÉRICA DEL EFECTO DEL CAÑO CLARÍN EN LOS PATRONES DE CIRCULACIÓN DE LA CIÉNAGA GRANDE DE SANTA MARTA

*Francisco Mauricio Toro B., M.Sc., Ph.D.; Evelio Andrés Gómez G., I.C.*

*Posgrado en Aprovechamiento de Recursos Hidráulicos,  
Facultad de Minas, Universidad Nacional, sede Medellín.*

## RESUMEN

En este artículo se presenta la aplicación de un modelo numérico para la simulación de flujos a superficie libre. El modelo resuelve numéricamente (técnica del elemento eficiente) las ecuaciones de continuidad y de Navier-Stokes para fluidos incompresibles. Se presenta una breve descripción de las ecuaciones promediadas a lo largo de la profundidad.

La aplicación del modelo se hace en la simulación de los patrones de flujo en la Ciénaga Grande de Santa Marta. Los ejemplos que se ilustran buscan observar la influencia del Caño Clarín en los patrones de flujo de la ciénaga. Para tal efecto se corre el modelo con el Caño Clarín y sin él. Los resultados deben considerarse preliminares, pues no se cuenta a la fecha con suficientes datos de campo para validar la aplicación.

## ABSTRACT

An application of a numerical model to simulate channel flow is presented. The model solves numerically the conservation of mass and the Navier-Stokes equations for incompressible flows. A brief description of the development of the depth-integrated equations is presented also.

The model is applied to simulate the flow patterns in the Ciénaga Grande de Santa Marta. Specifically, the influence of the “Caño Clarín” discharge on the Ciénaga Grande general flow pattern is presented. The results presented should be considered as preliminary results due to the lack of reliable field information.

## 1. INTRODUCCIÓN

La ciénaga grande de Santa Marta es un gran cuerpo costero de agua que, en las últimas décadas, ha sufrido un proceso de salinización que ha ocasionado la muerte a varias especies vivientes, entre ellas el mangle. El balance de concentración salina era mantenido por los desbordamientos del río Magdalena que, en invierno, inundaban de agua dulce la ciénaga,

reduciendo la salinidad que aumentaba en el verano debido a la entrada de agua salada del mar y al exceso de evaporación sobre los influjos de agua dulce. Este balance natural ha sido alterado por la construcción de obras de protección sobre las orillas del río Magdalena para evitar que éste se desborde e inunde las tierras que se encuentran entre el río y la ciénaga.

La Corporación Regional del Magdalena (CORPAMAG) ha decidido restablecer esa antigua comunicación natural mediante el dragado de varios caños que comunican al río con la ciénaga, empezando por el caño Clarín, como medida conducente a su recuperación. Sin embargo, el dragado de tantos caños es costoso y toma tiempo, y se hace bajo la incertidumbre de saber que tanto ayudará al proceso de desalinización. Un modelo numérico como el que aquí se describe permite predecir los efectos de varias acciones que pueden ser tomadas y evaluar su impacto sobre la dinámica de la ciénaga.

Por esta razón, CORPAMAG contrató, en años anteriores, estudios con el Posgrado en Aprovechamiento de Recursos Hidráulicos de la Facultad de Minas de la Universidad Nacional, con el fin de desarrollar un modelo numérico que sea capaz de simular los patrones de circulación y de salinidad en la ciénaga que resulten de una acción determinada. Sin embargo, a pesar de que el modelo se terminó de desarrollar en enero de 1995, sólo hasta ahora se ha podido conseguir alguna información (parcial) para calibrar el modelo y obtener resultados reales.

En este artículo se pretende mostrar las potencialidades del modelo y los resultados obtenidos con la poca información disponible y con algunos datos que se han obtenido a partir de información secundaria. En particular, se muestra el efecto del caño Clarín en los patrones de circulación.

Se espera que esto motive a entidades interesadas en el medio ambiente para proporcionar información adicional.

## 2. ECUACIONES DE MOVIMIENTO

El movimiento de masas fluidas se representa mediante las ecuaciones de continuidad y de cantidad de movimiento, conocidas como ecuaciones de Navier-Stokes.

La ecuación de continuidad de masa para un fluido incompresible se puede escribir de la siguiente manera en el sistema cartesiano de coordenadas:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.1)$$

y las ecuaciones de Navier-Stokes en las direcciones  $x, y, z$  son, respectivamente:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \\ + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\mu}{\rho} \Delta^2 u = 0 \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \\ + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\mu}{\rho} \Delta^2 v = 0 \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \\ - g + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\mu}{\rho} \text{GRADsup2} w = 0 \end{aligned} \quad (2.4)$$

donde  $u, v, w$  son las componentes cartesianas de la velocidad,  $\rho$  es la densidad del fluido,  $\mu$  es la viscosidad dinámica del fluido,  $p$  es la presión,  $g$  es la aceleración de la gravedad y el símbolo  $\Delta^2$  es el operador laplaciano. La coordenada  $x$  está definida en la dirección oeste-este; la coordenada  $y$ , en la dirección sur-norte; y la coordenada  $z$  en la dirección vertical.

En el caso de lagunas costeras, el flujo es esencialmente horizontal ya que la velocidad vertical es relativamente pequeña. Como las derivadas de la velocidad vertical son aún más pequeñas, pueden despreciarse y la ecuación de movimiento en la dirección vertical (2.4) se convierte en un balance entre el gradiente vertical de presión y la atracción gravitacional (distribución hidrostática de presión):

$$p_z = p_{\text{atm}} + g \int_z^{\eta} \rho dz \quad (2.5)$$

donde  $h$  es el nivel de la superficie libre y  $z$  es el nivel al cual se busca la presión.

El gradiente de presión en la dirección  $x$  en la ecuación (2.2) se obtiene al derivar la expresión (2.5) con respecto a  $x$ , y aplicar luego la regla de Leibnitz:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{g}{\rho} \int_z^{\eta} \frac{\partial \rho}{\partial x} dz + g \left( \frac{\rho_{\eta}}{\rho} \right) \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (2.6)$$

en donde se ha despreciado el gradiente de la presión atmosférica.

De manera análoga, el gradiente de presión en la dirección  $y$  es

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{g}{\rho} \int_z^{\eta} \frac{\partial \rho}{\partial y} dz + g \left( \frac{\rho_{\eta}}{\rho} \right) \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad (2.7)$$

Adicionalmente, a la complejidad del sistema de ecuaciones se suma la complejidad de los fenómenos naturales en los cuales las fluctuaciones de velocidad juegan un papel determinante (problema de la turbulencia) haciendo el problema extremadamente difícil de solucionar, aún numéricamente. La manera de tener en cuenta esas fluctuaciones es un problema que sigue abierto a la investigación hoy en día, existiendo una gran variedad de técnicas propuestas para hacerlo. El modelo aquí desarrollado utiliza la técnica de descomposición de Reynolds y el coeficiente de torbellino (eddy viscosity).

La técnica de descomposición de Reynolds consiste en descomponer las variables dominantes del fenómeno en la suma de una componente promedio y una componente que representa las fluctuaciones con respecto al valor promedio:

$$f_i = \bar{f}_i + f_{i'}$$

Al remplazar esta descomposición en las ecuaciones de Navier-Stokes y luego promediarlas en el tiempo se busca capturar las características medias del flujo. De esta manera se obtienen las ecuaciones de Reynolds:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} - \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \bar{u} + \\ \left( \frac{\partial \bar{u}' \bar{u}'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}' \bar{v}'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{u}' \bar{w}'}{\partial z} \right) = 0 \end{aligned} \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} - \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \bar{v} + \\ \left( \frac{\partial \bar{v}' \bar{u}'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}' \bar{v}'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}' \bar{w}'}{\partial z} \right) = 0 \end{aligned} \quad (2.10)$$

en donde la barra sobre las variables se debe interpretar como el promedio temporal. Para mayores detalles sobre este procedimiento de promedio temporal ver Toro (1994). Recuerde que la ecuación de momentum en la vertical fue simplificada hasta la condición hidrostática y remplazada en las ecuaciones de momentum en  $x$  y en  $y$ .

Comparando estas ecuaciones con las ecuaciones originales de Navier-Stokes, se observa que se han introducido unos términos adicionales, conocidos como los esfuerzos aparentes de Reynolds, que resultan al promediar los términos convectivos y representan las correlaciones entre las fluctuaciones de la velocidad.

Los esfuerzos de Reynolds son el mecanismo mediante el cual se introduce en el flujo principal (flujo medio) la información de lo que sucede en las escalas de tiempo y espacio meno-

res. Este mecanismo es el de la tasa de transferencia de momentum inducida por las fluctuaciones turbulentas de la velocidad. Estos nuevos términos involucran nuevas variables en las ecuaciones (fluctuaciones de la velocidad), las cuales no han logrado obtenerse analíticamente debido a su no linealidad, llegando al problema de la clausura en turbulencia. Su forma específica y relación con los parámetros del flujo depende de cada fenómeno particular.

En este punto, se hacen necesarias relaciones adicionales en términos de las variables promedio. Una de estas relaciones, introducida por Boussinesq, asume que los esfuerzos turbulentos, al igual que los viscosos, son proporcionales a los gradientes de la velocidad media, por ejemplo:

$$\tau_{xy} = -\rho \overline{u'v'} = \rho E_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}; \quad (2.11)$$

con  $E_t = C_1 v' \delta$

en donde  $E_t$  es el coeficiente de torbellino, que es proporcional a unas escalas de velocidad y de longitud características ( $u'$  y  $\delta$ ). Estas escalas, y por lo tanto el coeficiente de torbellino, no dependen de propiedades físicas del fluido, sino que dependen de las características propias del flujo. Los diferentes modelos de turbulencia que emplean el coeficiente de torbellino se diferencian en la manera de estimar esas escalas características, siendo los modelos más sencillos los que proponen relaciones algebraicas para ello. El modelo que aquí se presenta tiene implementados dos de estos esquemas algebraicos; mejores detalles en Toro (1994).

### 3. MODELO PROMEDIADO A LO LARGO DE LA PROFUNDIDAD

El modelo numérico desarrollado tiene una versión tridimensional y otra bidimensional, siendo esta última la que se empleó para obtener los patrones de circulación que se mostrarán más adelante. Para obtener esta versión del modelo, las ecuaciones de conservación de masa (ecuación (2.1)) y de conservación de

momentum (ecuaciones (2.9) a (2.10)) se promedian a lo largo de la profundidad con la ayuda de la regla de Leibnitz.

A continuación se dan algunos detalles de su derivación los cuales siguen los delineamientos de Pinder y Gray (1977).

Se integra la ecuación de conservación de masa para un fluido incompresible a lo largo de la profundidad del flujo,

$$\int_{-h}^h \frac{\partial u}{\partial x} dz + \int_{-h}^h \frac{\partial v}{\partial y} dz + \int_{-h}^h \frac{\partial w}{\partial z} dz = 0 \quad (3.1)$$

donde  $h$  es la cota del fondo con respecto a un nivel de referencia. Aplicando la regla de Leibnitz a los dos primeros términos de la ecuación (3.1), integrando directamente el tercero, e implementando las condiciones de borde apropiadas se obtiene:

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial (HU)}{\partial x} + \frac{\partial (HV)}{\partial y} = 0 \quad (3.2)$$

donde las velocidades medias a lo largo de la profundidad, en direcciones  $x$  y  $y$  se definen como:

$$U = \frac{1}{H} \int_{-h}^h u dz \quad y \quad V = \frac{1}{H} \int_{-h}^h v dz \quad (3.3)$$

con  $H = h + h$

La integración de las ecuaciones de momentum en las direcciones  $x$  y  $y$  a lo largo de la profundidad requiere de un proceso más complejo, cuyos detalles pueden apreciarse en Pinder y Gray (1977).

En ese proceso se considera que las variaciones de la densidad a lo largo de la vertical son despreciables en todos los términos, excepto en el término que contiene el gradiente de presiones. Se asume entonces,  $r(x, y, t)$ . Esta suposición permite simular el avance de cuñas salinas, por

ejemplo, en un estuario bien mezclado (bien mezclado adelante y atrás del frente, Koutitas, 1990). Además, los esfuerzos tangenciales a lo largo de las fronteras del sistema se modelan mediante ecuaciones empíricas. Así, los esfuerzos generados por el viento a lo largo de la superficie libre se modelan como:

$$\left(\frac{\tau_{zx}}{\rho}\right)_\eta = K W^2 \cos(\psi) \quad (3.4)$$

donde  $K$  es un coeficiente empírico,  $W$  es la velocidad del viento y  $\psi$  es el ángulo que forma el vector velocidad del viento con el eje  $x$ . Los esfuerzos a lo largo del fondo del dominio, se modelan como:

$$\left(\frac{\tau_{zx}}{\rho}\right)_{-h} = \frac{g}{C^2} U \sqrt{U^2 + V^2} \quad (3.5)$$

donde  $C$  es el coeficiente de fricción de Chezy.

Los esfuerzos de corte generados por la transferencia de momentum horizontal al interior del dominio se modelan mediante el concepto del coeficiente de torbellino ( $E$ ). Mediante esta representación los términos se expresan en función de las propiedades del flujo principal de la siguiente manera:

$$\int_{-h}^{\eta} \tau_{x_i x_j} dz = \rho E H \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.6)$$

Finalmente, la integración a lo largo de la vertical del término de presión se realiza a partir de la condición de distribución hidrostática de presiones:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{g}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial x} (\eta - z) + \rho \eta \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) \quad (3.7)$$

Se procede, entonces, al proceso de integración obteniendo:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{1}{2} \frac{g}{\rho} H^2 \frac{\partial \rho}{\partial x} + \\ g H \frac{\partial \eta}{\partial x} - K W^2 \cos(\Psi) + \frac{g}{C^2} U \sqrt{U^2 + V^2} - \quad (3.8) \\ \frac{\partial}{\partial x} \left( E H^2 \frac{\partial U}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left( E H \left( \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \right) = 0 \end{aligned}$$

Mediante un proceso similar se obtiene la ecuación de momentum en la dirección  $y$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{1}{2} \frac{g}{\rho} H^2 \frac{\partial \rho}{\partial y} + \\ g H \frac{\partial \eta}{\partial y} - K W^2 \sin(\Psi) + \frac{g}{C^2} V \sqrt{U^2 + V^2} - \quad (3.9) \\ \frac{\partial}{\partial x} \left( E H \left( \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial y} \right) \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left( E H^2 \frac{\partial V}{\partial y} \right) = 0 \end{aligned}$$

El modelo representado por las ecuaciones (3.2), (3.8) y (3.9), permite simular flujos a superficie libre en dominios bien mezclados. Estos dominios pueden ser homogéneos ó no homogéneos. En los dominios no homogéneos se requiere que el flujo sea predominantemente en el plano horizontal, pues las variaciones de la densidad del fluido se asumieron en este plano. Este modelo aproximado asume, además, que las variaciones de densidad del fluido solo tienen importancia en las ecuaciones de momentum y por lo tanto no se consideraron en la ecuación de conservación de masa.

## 4. SOLUCIÓN NUMÉRICA

Para la solución numérica del sistema de ecuaciones descrito en el numeral anterior se utiliza la técnica mixta del "elemento eficiente", desarrollada en la Universidad de Mississippi (Estados Unidos). A continuación se presentan algunos tópicos importantes del método; los detalles se encuentran en Toro (1994).

### 4.1 Condiciones de frontera

Para resolver un sistema de ecuaciones diferenciales parciales, se requiere imponer unas con-

diciones de frontera para proporcionar unicidad a la solución.

A lo largo de las fronteras abiertas por donde entra masa al dominio, se debe especificar el caudal por unidad de ancho el cual, dividido por la profundidad de flujo, determina la velocidad media. Para las fronteras abiertas de salida de masa, se especifica la cota de la superficie libre. Las fronteras (sólidas) se consideran impermeables, por lo que la velocidad normal a ellas es nula; para la velocidad tangencial, el modelo tiene implementadas condiciones de estancamiento, deslizamiento total y deslizamiento parcial. La condición de borde para la superficie libre en las paredes sólidas se logra al hacer nulo su gradiente en la dirección normal a las fronteras.

## 4.2 El método del elemento eficiente

Para emplear esta técnica mixta, el dominio de cálculo se divide en cuadriláteros de 9 nodos, al interior de los cuales se realiza la transformación de coordenadas con funciones Lagrangianas de segundo orden y se interpolan las variables dependientes mediante unas funciones híbridas dependientes de las coordenadas espaciales y de las condiciones de flujo para tratar de introducir un efecto de "upwinding", es decir, tratando que la información se propague en el sentido del flujo (ver Toro, 1994). Al realizar estas interpolaciones y empleando el método de la colocación (reduciendo el error localmente), se transforma el sistema original de ecuaciones diferenciales parciales en un sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias con el tiempo como única variable independiente:

$$\frac{df}{dt} + \Phi \left( f, \frac{\partial f}{\partial x}, \frac{\partial f}{\partial y}, \frac{\partial f}{\partial z}, \dots \right) = 0 \quad (4.1)$$

donde  $f$  representa la variable dependiente (las componentes  $u$  y  $v$  del vector velocidad en las ecuaciones de momentum, y  $h$  en la ecuación de conservación de masa promediada a lo largo de la profundidad) y la función  $\Phi$  representa la discretización espacial. Para integrar numéri-

camente estas ecuaciones se emplea el esquema de Lax-Wendroff de dos pasos (ver Toro, 1994): con base en las condiciones conocidas al inicio del intervalo, se hace un estimativo de las variables en la mitad del intervalo y luego se utiliza este estimativo para obtener la solución al final del intervalo. Así, para el primer paso se obtiene:

$$f^{(n+\frac{\Delta t}{2})} = f^{(n)} - \frac{\Delta t}{2} \Phi \left( f^{(n)}, \frac{\partial f^{(n)}}{\partial x}, \frac{\partial f^{(n)}}{\partial y}, \frac{\partial f^{(n)}}{\partial z}, \dots \right) \quad (4.2)$$

y para el segundo paso:

$$f^{(n+\Delta t)} = f^{(n)} - \Delta t \Phi \left( f^{(n+\frac{\Delta t}{2})}, \frac{\partial f^{(n+\frac{\Delta t}{2})}}{\partial x}, \frac{\partial f^{(n+\frac{\Delta t}{2})}}{\partial y}, \frac{\partial f^{(n+\frac{\Delta t}{2})}}{\partial z}, \dots \right) \quad (4.3)$$

donde  $\Delta t$  es el intervalo de cálculo y el superíndice indica el tiempo en que se evalúan los operadores.

Como todo método explícito, este esquema impone una restricción al tamaño máximo del intervalo de cálculo. En principio, la condición de Courant - Friedrichs - Lewis se debe utilizar para estimar el tamaño máximo del intervalo. Sin embargo, este criterio se modifica debido a la implementación que se hace en el modelo de un filtro matemático (ver Toro, 1994), implementación que tiene por objeto el de filtrar las oscilaciones espurias, nodo a nodo, generadas durante el proceso de solución. En general, la implementación de este filtro permite la utilización de intervalos de cálculo mayores que aquellos definidos por la condición de Courant - Friedrichs - Lewis. Para detalles del método del elemento eficiente y del filtro matemático se remite a Toro (1994).

## 5. CONDICIONES DE SIMULACIÓN

Para mirar los efectos del Caño Clarín en los patrones de circulación de la Ciénaga Grande de Santa Marta se realizaron, obviamente, dos simulaciones con las mismas condiciones de geometría, discretización y condiciones de frontera, con la única diferencia que sólo en una de ellas se consideró el caudal que debe aportar el Caño Clarín a la ciénaga.

Para definir adecuadamente el dominio de cálculo, tanto en planta como en el fondo (batimetría), se utilizó información suministrada por INVEMAR, que consiste en un mapa digital de la ciénaga y de la costa cercana a ella, y de un archivo ASCII con algunos registros de batimetría. El manejo de la información comenzó discretizando el dominio como se muestra en la Figura 1, en donde debe notarse que se incluyó una franja del mar con el fin de colocar en el extremo norte una marea como condición de frontera. También debe notarse que la malla es más fina en donde se esperan los mayores gradientes, como cerca de los ríos y de la boca de la barra, y que la porción incluida del mar es suficientemente grande para permitir que el chorro que sale por la boca de la ciénaga pueda simularse bien en el área del mar.

Se asumió una profundidad de 0,50 m en las fronteras del dominio y se agregó esta información al archivo ASCII para procesarlo en un sistema de información geográfico y obtener las profundidades en todos los nodos de la malla formada, asumiendo que el nivel medio de la superficie de la ciénaga es 0,00 m.s.n.m.

La marea impuesta en el extremo norte del dominio es de tipo semidiurna, senoidal con una amplitud de 0.075 m y con punto de equilibrio en el nivel 0.00 m.s.n.m.. Además, se consideraron como fronteras abiertas los principales ríos y caños, que aportan a la ciénaga los caudales medios de verano que se muestran en la Tabla 1, recordando que una de las dos simulaciones no se consideró el Caño Clarín.

**TABLA 1** Principales afluentes de la Ciénaga Grande de Santa Marta

Corriente	Caudal [m <sup>3</sup> /s]
Río Fundación	15,0
Río Sevilla	5,5
Río Aracataca	8,0
Caño Grande	10,0
Caño Clarín	10,0 - 0,0

Para las demás fronteras del dominio se utilizó la condición de no deslizamiento, haciendo nula la velocidad.

Aunque el modelo tiene la capacidad e considerar el efecto de los vientos y de los gradientes de densidad en los patrones de circulación, este análisis no se ha hecho aún y está presupuestado para realizarse en etapas siguientes.

Ambas simulaciones constan de 46 períodos de marea, garantizando que las soluciones resultantes han llegado a un estado periódico estable, tal como se mostrará más adelante. El intervalo de cálculo empleado es de 2.0 s.

## 6. RESULTADOS

Los resultados más importantes que se obtienen al utilizar el modelo bidimensional son las componentes de la velocidad en direcciones oeste-este y sur-norte, y los niveles de superficie libre. Sin embargo, sólo presentamos aquí el campo de velocidades para ambas simulaciones, porque consideramos que es suficiente para evaluar el efecto del caño clarín en la dinámica de la ciénaga. Estos campos de velocidades se muestran cada cuarto del último período de simulación para ambas condiciones. En la Figura 2 se muestra el patrón de circulación en todo el dominio para la simulación que no considera el Caño Clarín, en la Figura 3 un detalle del cuadrante superior izquierdo de la ciénaga

mostrando la desembocadura de los caños Clarín y Grande, y en la Figura 4 un detalle de la boca que comunica la ciénaga con el mar. Similarmente, en las Figuras 5, 6 y 7 se muestra, para la simulación que considera el Caño Clarín, el patrón general de flujo y los detalles en las mismas zonas. Se aclara que en las figuras que muestran los patrones de circulación en todo el dominio, no se muestran las velocidades mayores de 0.04 m/s, debido a que no se apreciarían adecuadamente en la escala escogida para observar el patrón general de flujo. Esas velocidades mayores se presentan en cercanías de la boca de la ciénaga.

Es importante apreciar como en ambas simulaciones, en una forma lógica y natural, el campo de velocidades sigue el ciclo de la marea, mostrando que cuando el nivel en la frontera abierta está en el punto más bajo, la velocidad en toda la ciénaga aumenta con dirección al mar; mientras que en la parte alta de la marea el flujo se presenta desde el mar hacia el interior de la ciénaga.

La diferencia entre las dos condiciones es más apreciable al norte de los 1695000 m en la ordenada  $y$ , en donde las velocidades son mayores cuando se incluye el Caño Clarín y el flujo es hacia afuera de la ciénaga. Cuando el agua fluye desde el mar hacia la ciénaga, las velocidades hacia adentro de la segunda son menores. Esto muestra que el dragado del Caño Clarín es una obra que aumenta la magnitud de las corrientes de agua que salen de la ciénaga y ayuda a restringir el ingreso de agua salada desde el mar.

El seguimiento realizado a las principales variables durante los ocho últimos períodos de simulación en varios puntos del dominio se muestra en las Figuras 8 y 9 para las simulaciones sin Caño Clarín y con él, respectivamente. Los puntos escogidos están en el extremo norte del mar incluido en el dominio de cálculo, en el extremo sur de la boca que comunica al mar con la ciénaga, y cerca a la desembocadura del río Sevilla y los caños Clarín y Grande.

Se observa que las velocidades en ambas direcciones en un punto ubicado en el extremo sur de la boca de la barra son siempre mayores para el caso en el que se considera el Caño Clarín; la velocidad en dirección y muestra que los efectos de la apertura del caño Clarín se sienten también en cercanías de las desembocaduras del caño Grande y el río Sevilla. Lógicamente, las diferencias son muy apreciables en la zona alejada a la desembocadura del caño. Un efecto importante es que el nivel medio de la ciénaga sube alrededor de 0.01 m al abrir el caño Clarín.

## 7. CONCLUSIONES

El modelo reproduce los patrones de circulación esperados y permite, de cierta forma, verificar y cuantificar efectos que se esperan lograr con la apertura del Caño Clarín. Las corrientes generadas permiten la evacuación de mayores volúmenes de agua hacia el mar, lo que contribuye a la desalinización de la ciénaga, por lo menos en su parte norte. Para confirmar esta apreciación se planea efectuar una simulación activando la parte del modelo que trabaja la ecuación de convección-difusión y considera el efecto de los gradientes de densidad en las ecuaciones de movimiento, el cual debe ser importante.

Parece que la parte sur de la ciénaga no siente los efectos del Caño Clarín, por lo que debería implementarse una medida adicional con el fin de ayudar a la desalinización de esta parte.

## AGRADECIMIENTOS

Expresamos nuestros agradecimientos a:

INVEMAR y a CORPAMAG, por la información suministrada y el permanente interés.

COLCIENCIAS, a través de la cual se han conseguido fondos y apoyo para realizar mejoras en el modelo numérico.

los profesores Argemiro Echeverry C., Jorge Polaco F., Carlos Mejía S. y Rodrigo Montes M., quienes permanentemente han contribuido con valiosas sugerencias.

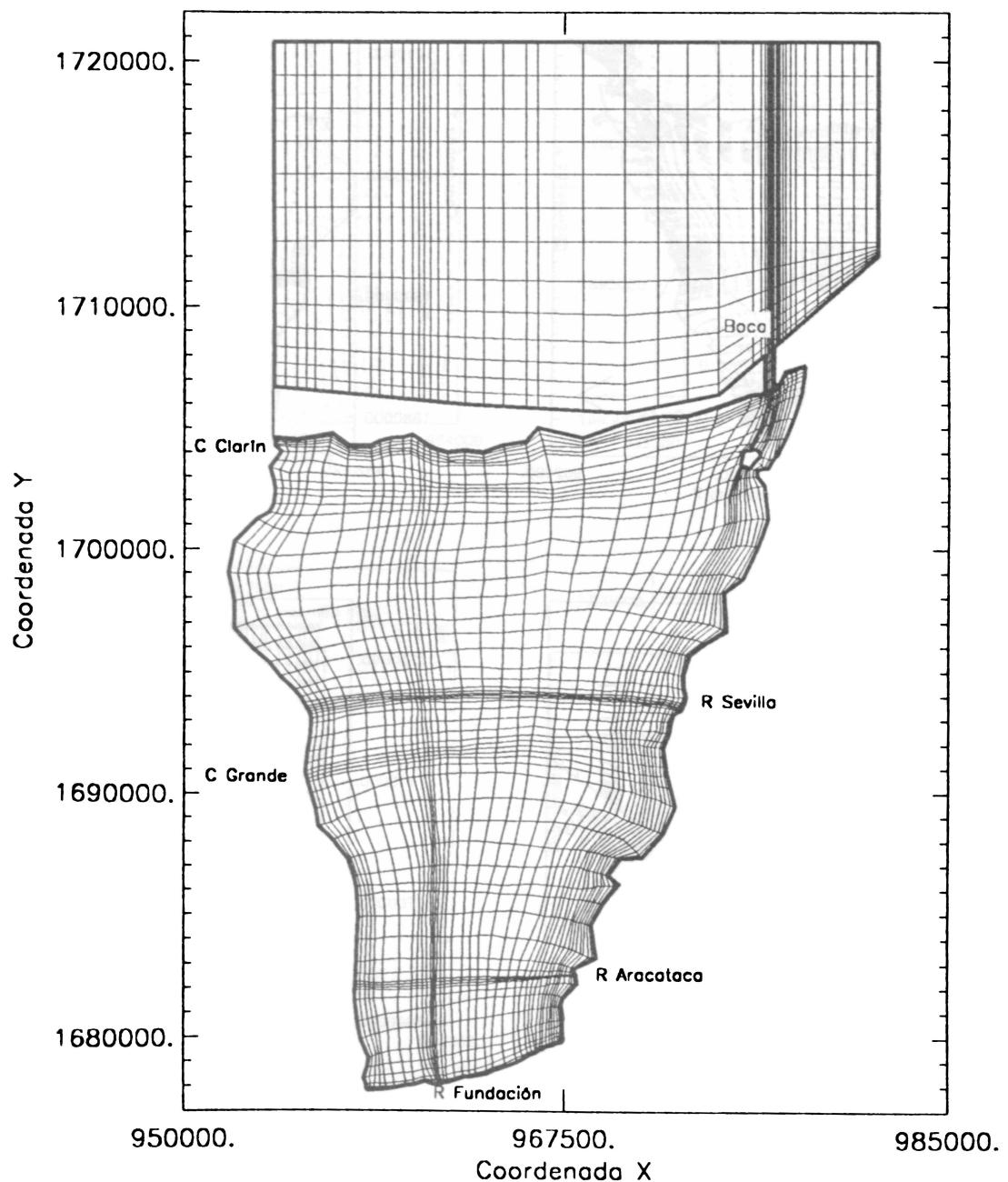


FIGURA 1. Dominio completo de cálculo y discretización en elementos finitos.

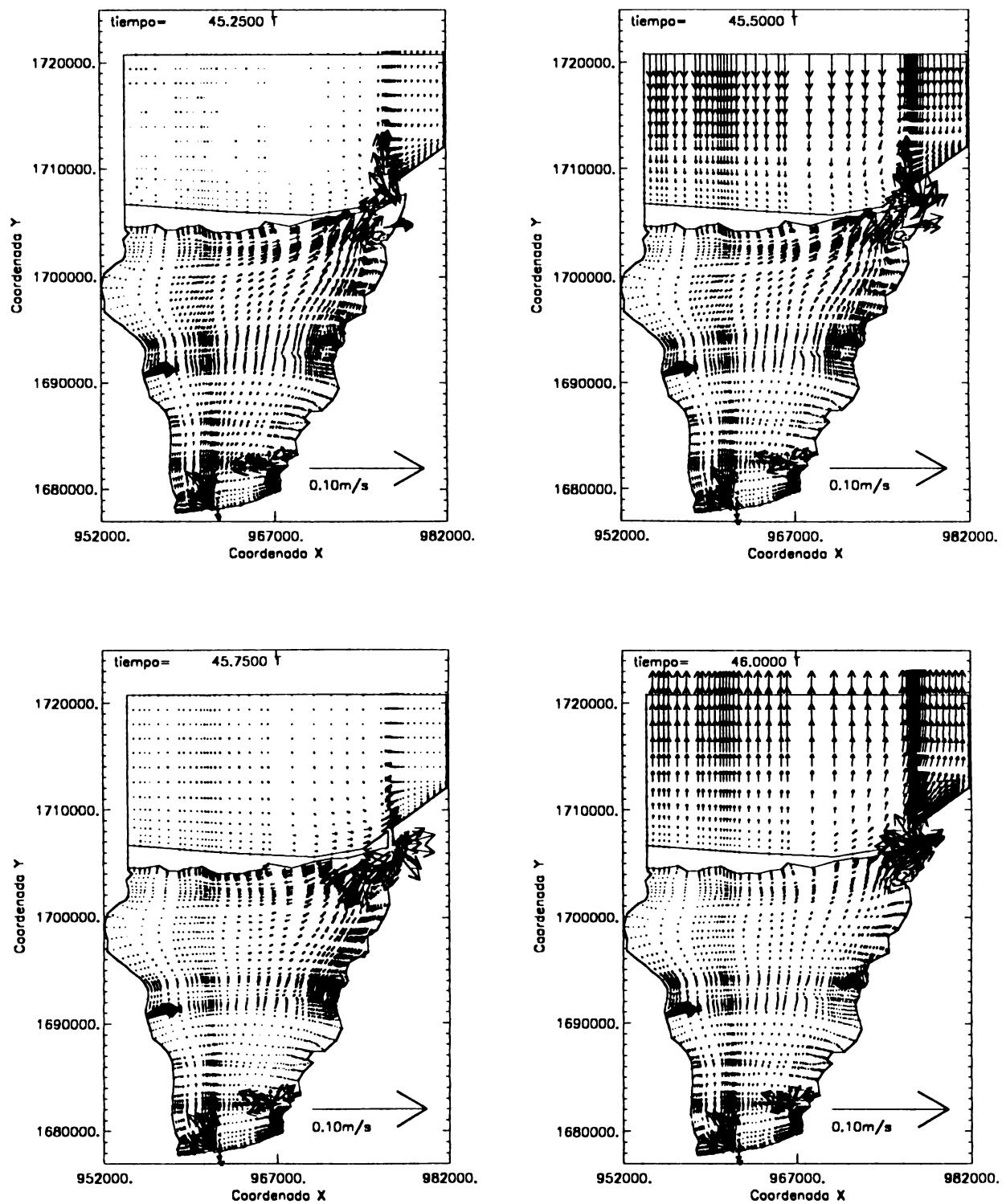
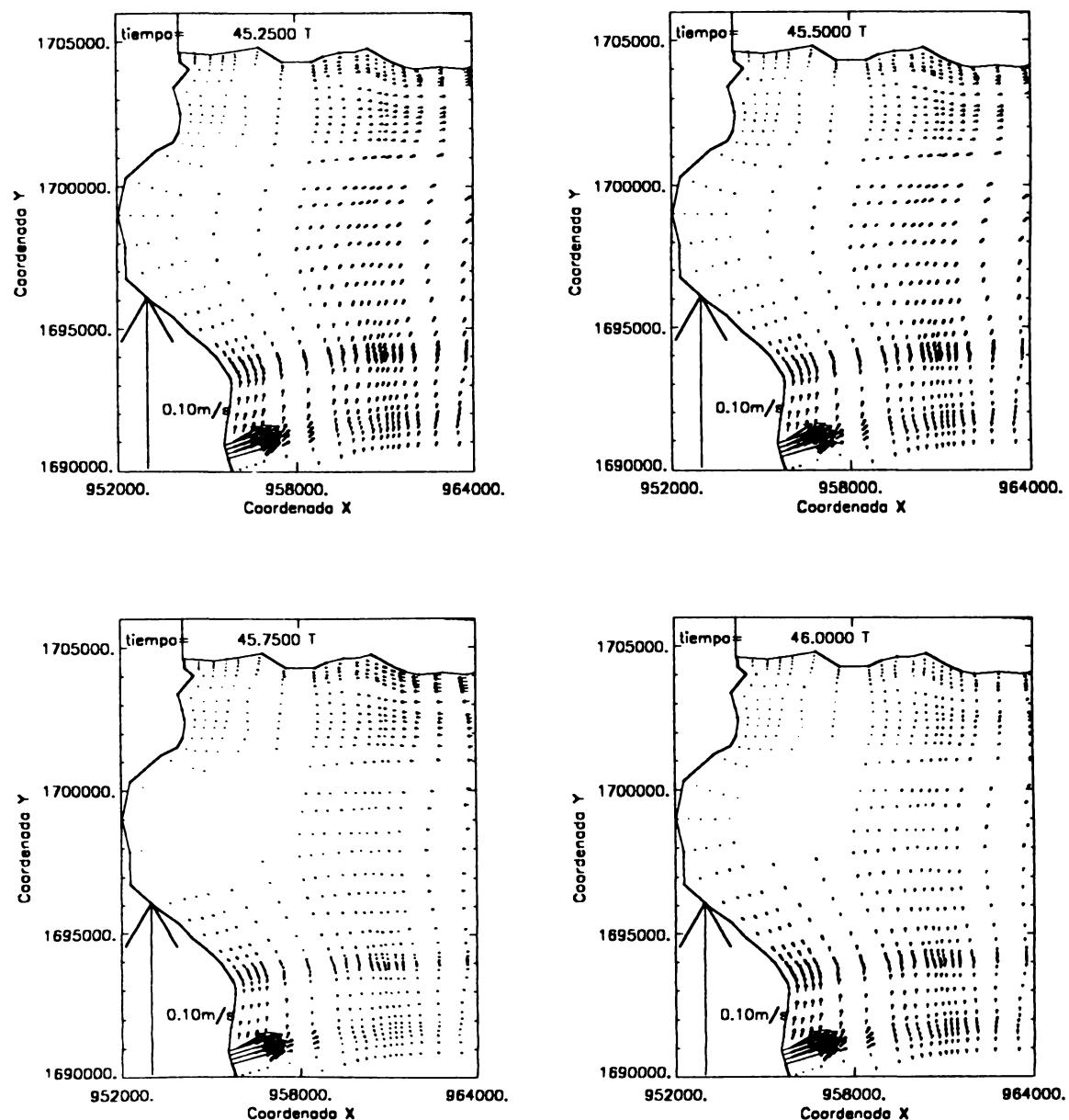


FIGURA 2. Patrón general de circulación sin el Caño Clarín.



**FIGURA 3.** Patrón de circulación sin el Caño Clarín. Detalle en cercanías de los caños Clarín y Grande.

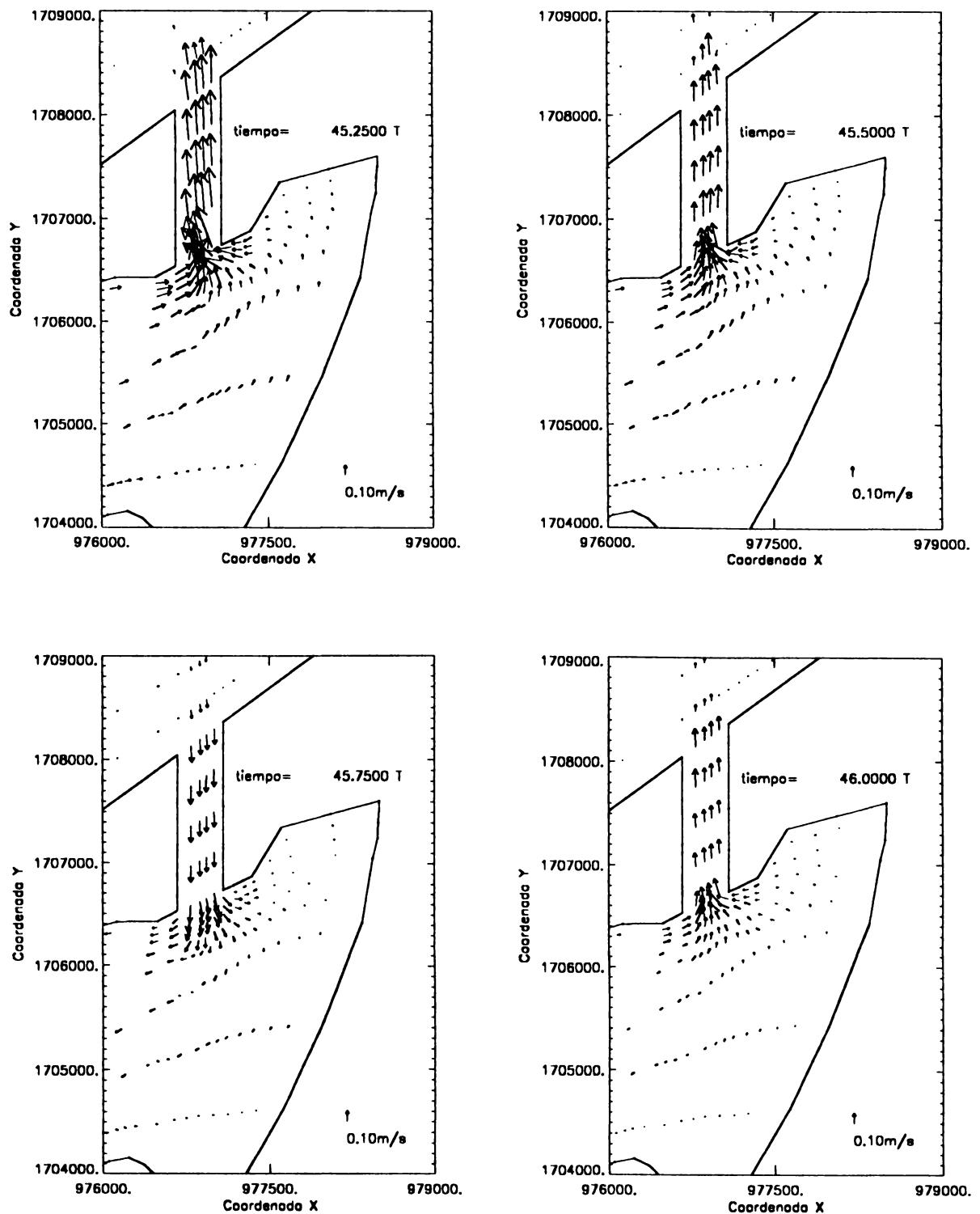
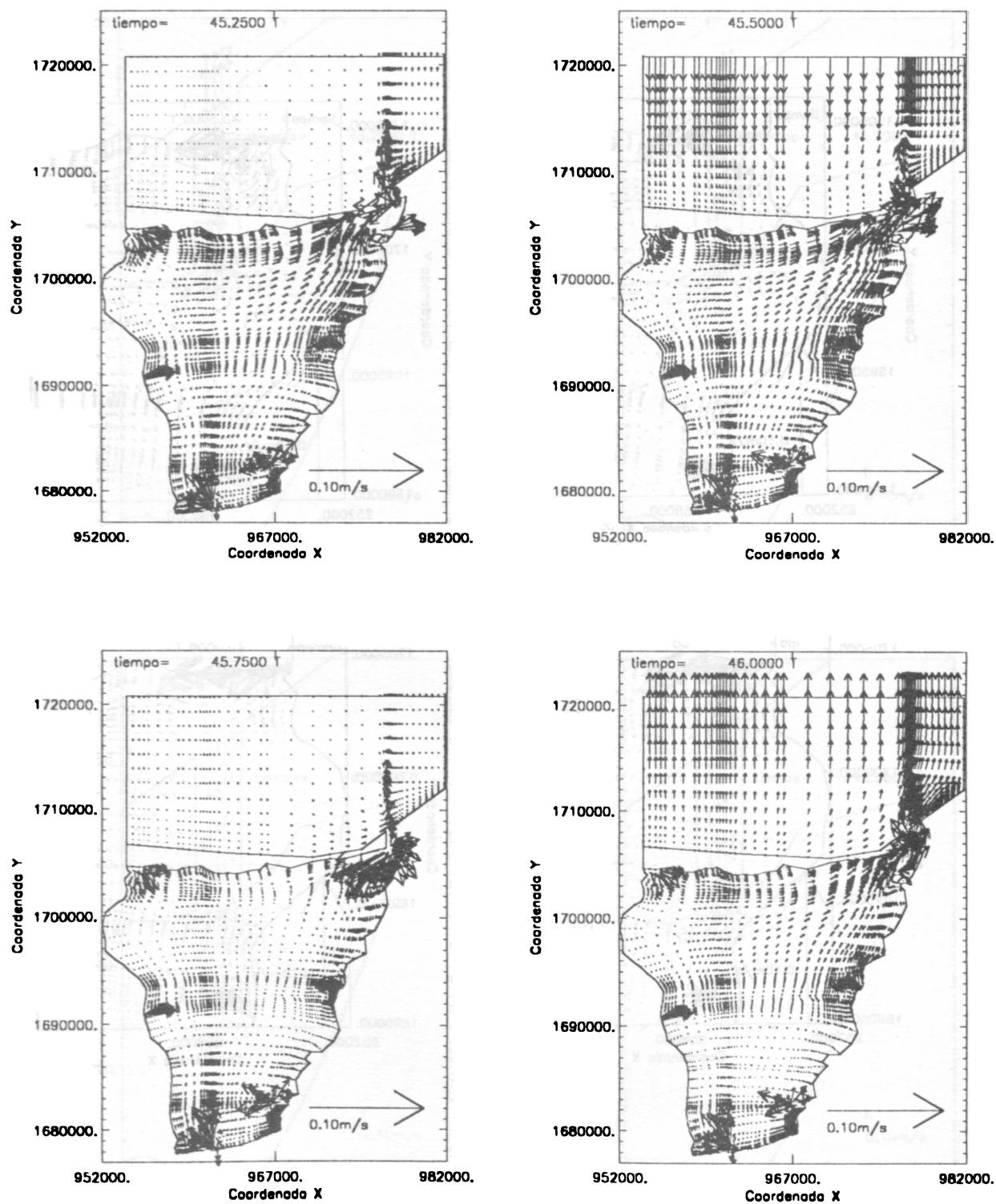
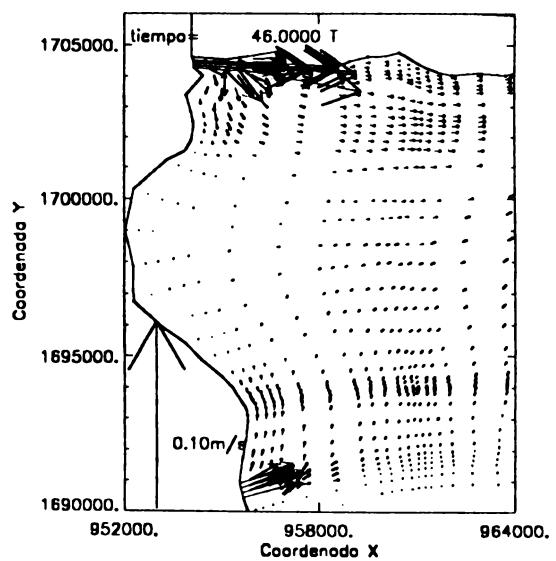
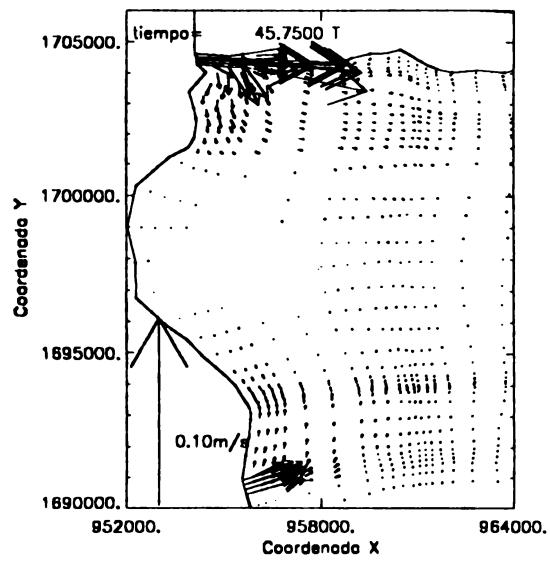
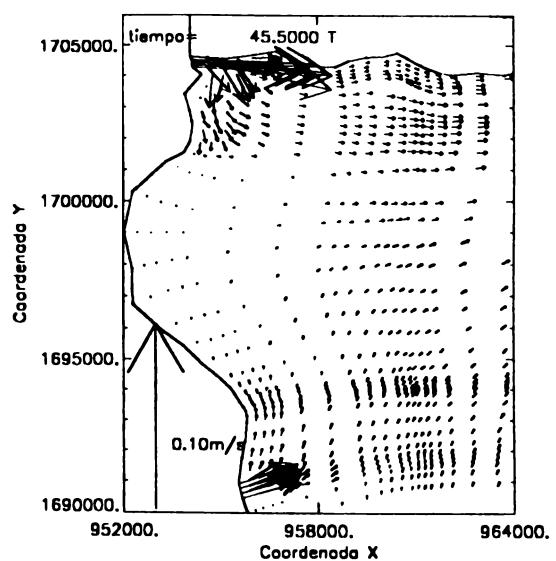
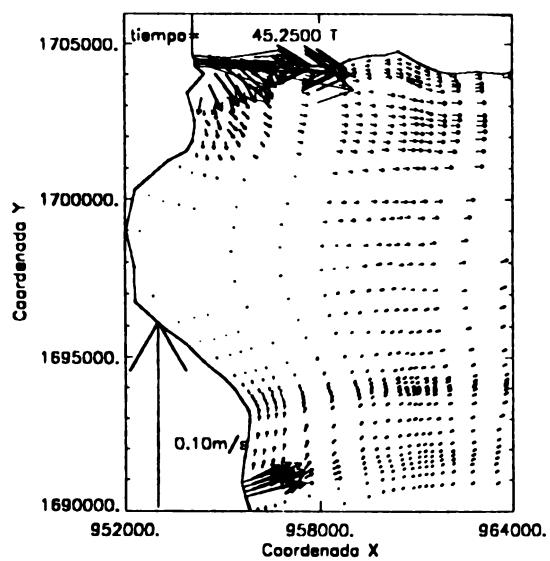


FIGURA 4. Patrón de circulación sin el Caño Clarín. Detalle en la boca de la ciénaga.



**FIGURA 5. Patrón general de circulación con el Caño Clarín.**



**FIGURA 6.** Patrón de circulación con el Caño Clarín. Detalle en cercanías de los caños Clarín y Grande.

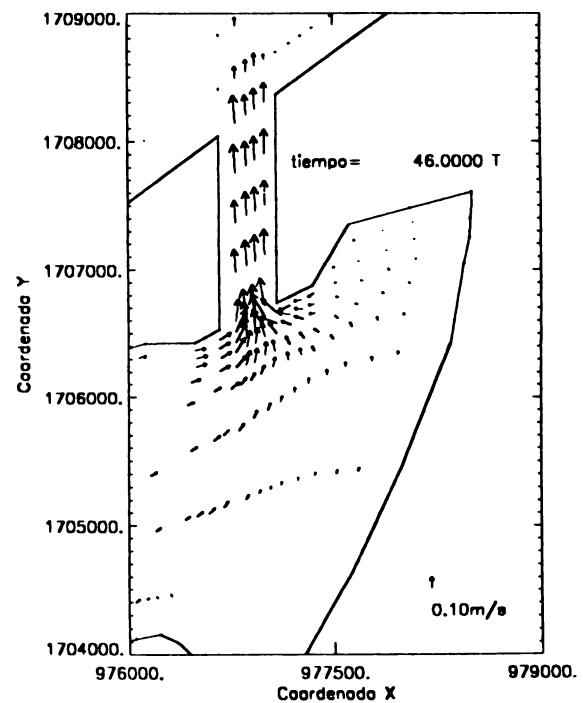
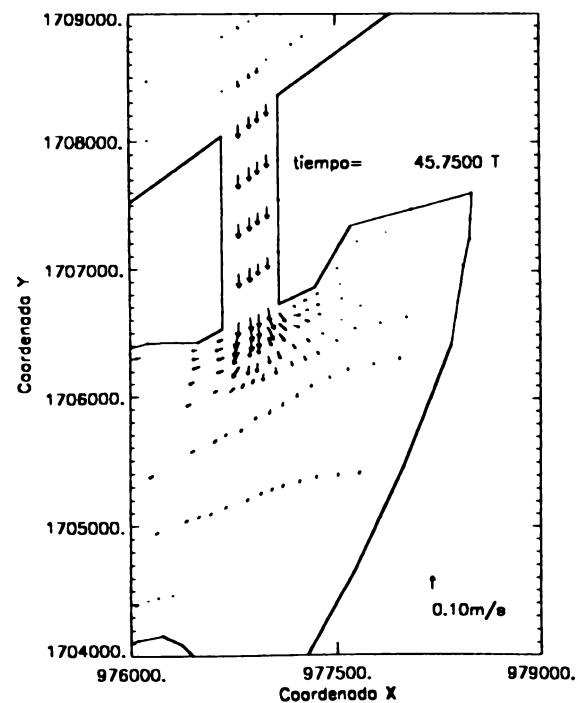
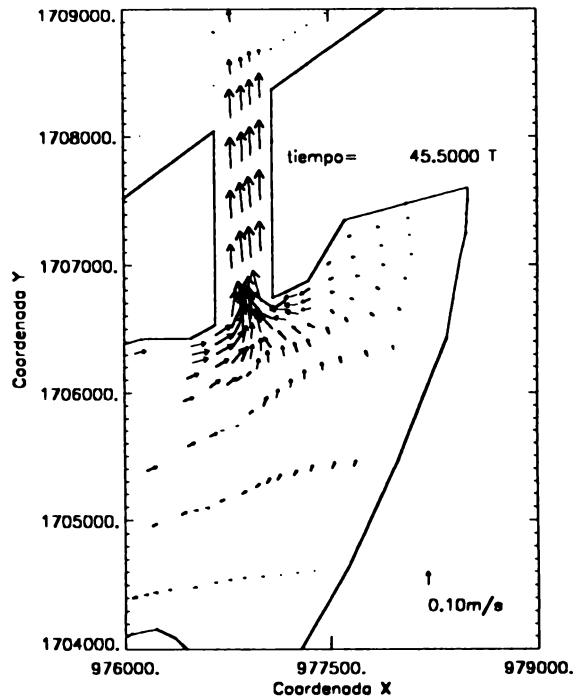
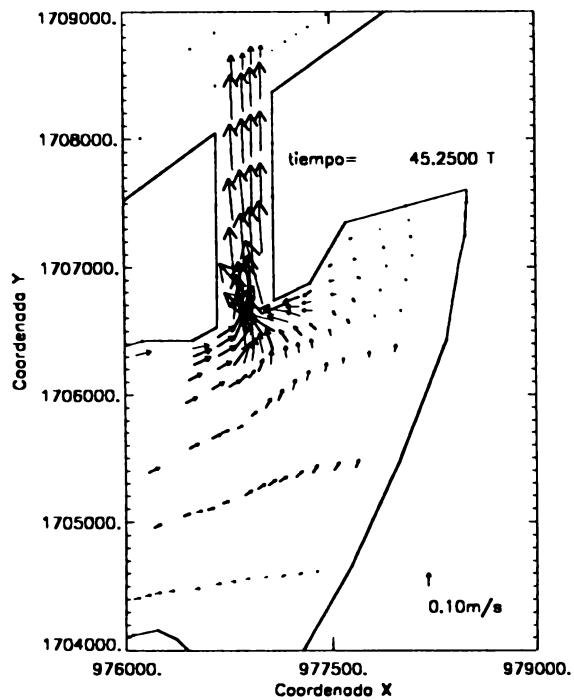


FIGURA 7. Patrón de circulación con el Caño Clarín. Detalle en la boca de la ciénaga.

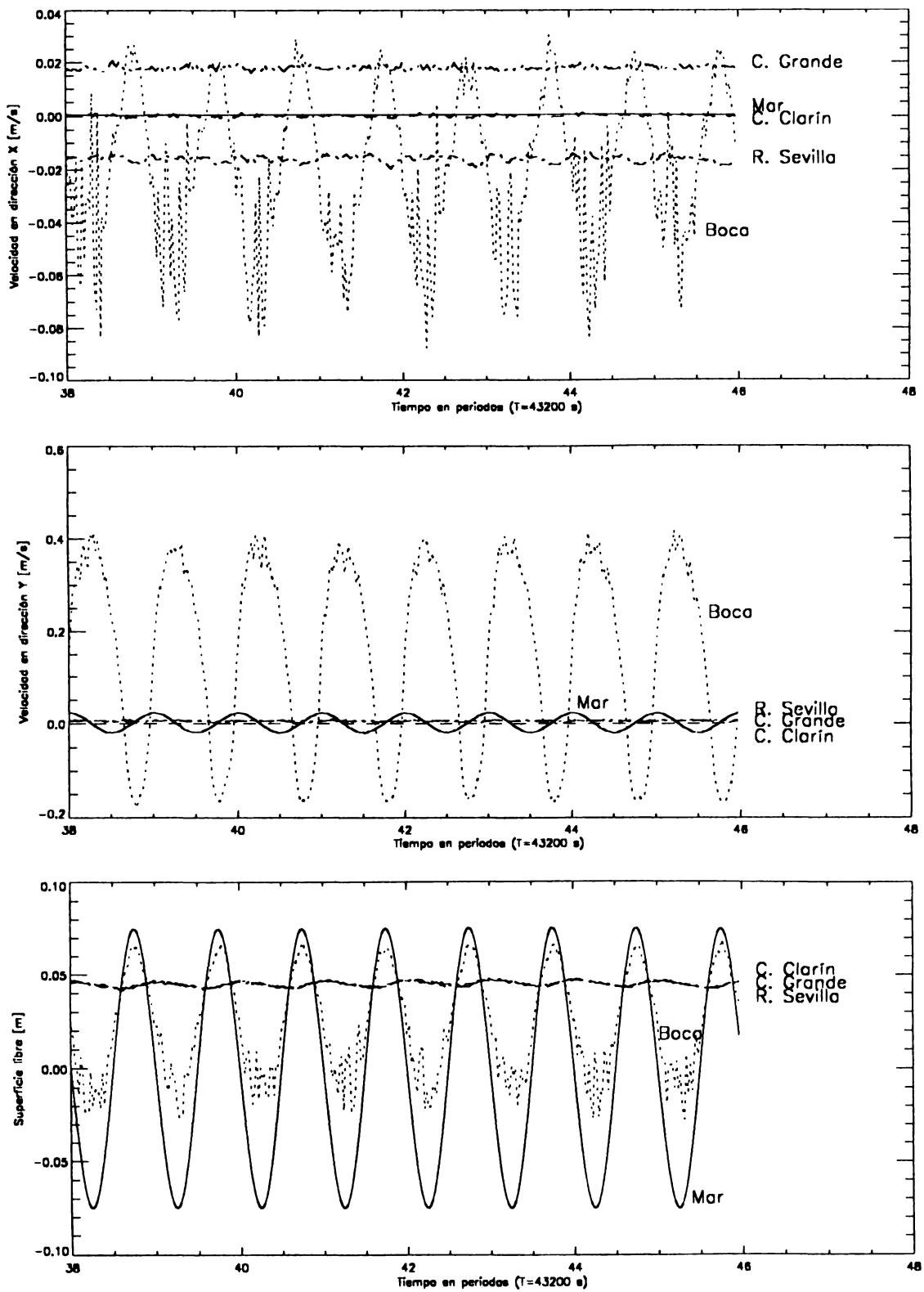


FIGURA 8. Seguimiento en los puntos de monitoreo antes de abrir el Caño Clarín.

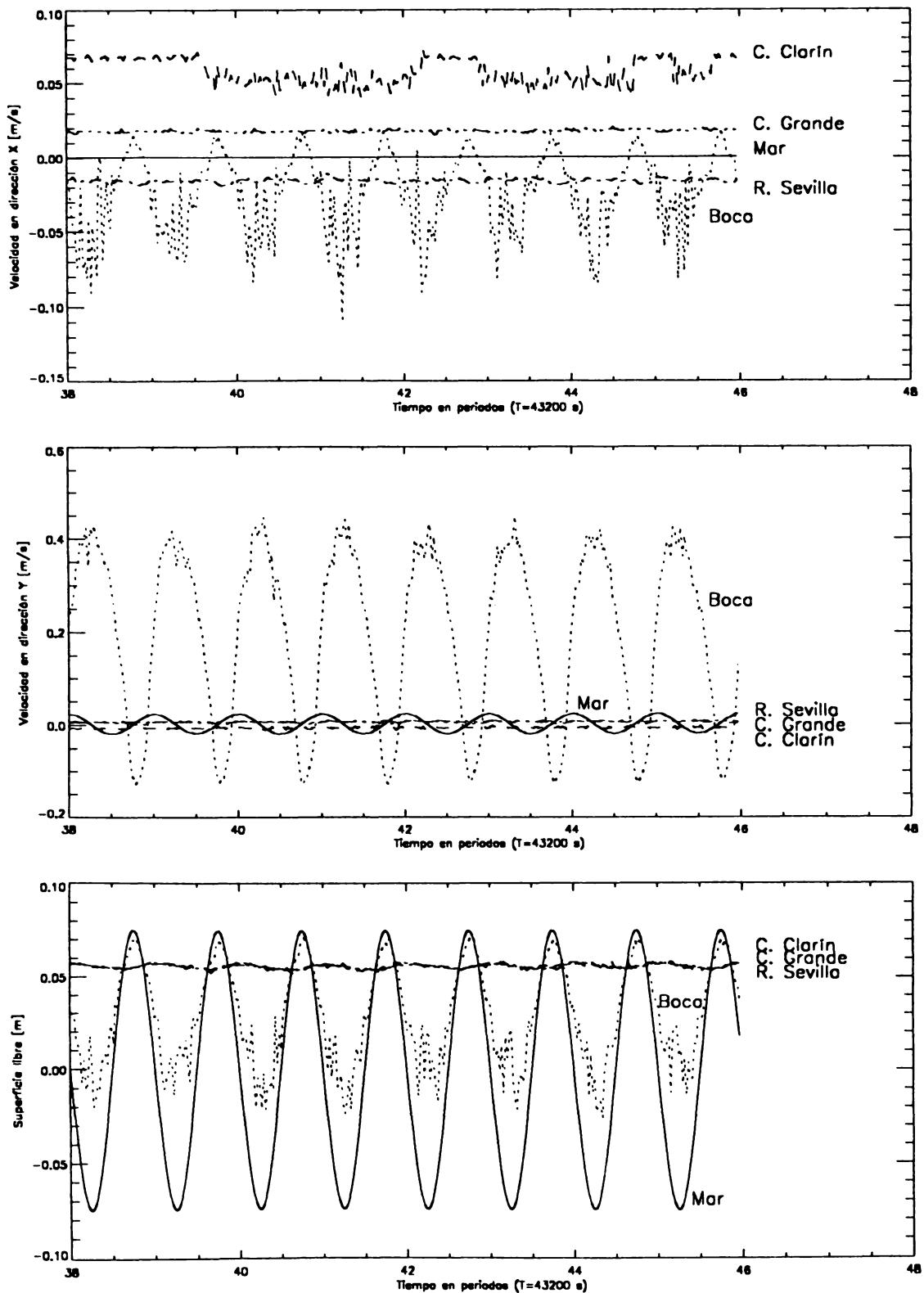


FIGURA 9. Seguimiento en los puntos de monitoreo luego de abrir el Caño Clarín.

## REFERENCIAS

1. Bloss, S. et al., *Modelling Turbulent Transport in a Stratified Estuary*, Journal of Hydraulic Engineering, Vol 114, N°. 9, 1988, pp 1115-1133
2. Koutitas, C., *Mathematical Models in Coastal Engineering*, Pentch Press, London, 1988.
3. Langendoen, E., *Flow Patterns and Transport of Dissolved Matter in Tidal Harbours*, Ph.D. Dissertation, Delft University of Technology, Delft, The Netherlands, 1992
4. Marín, S. y Toro, F., *Modelamiento Matemático de Fenómenos Hidrodinámicos en Regiones Cercanas a la Costa*, Memorias del XIV Congreso Latinoamericano de Hidráulica, Montevideo, Uruguay, 1990, pp 1339-1350.
5. Mayerle, R., Toro, F. and Wang, S., *Verification of a Three-Dimensional Numerical Model Simulation of the Flow in the Vicinity of Spur Dikes*, Journal of Hydraulic Research, Vol 33, N°. 2, 1995, pp 243-256.
6. Pinder, G. y Gray, W., *Finite Element Simulation in Surface and Subsurface Hydrology*, Academic Press, 1977.
7. Rodi, W., *Turbulence Models and their Application in Hydraulics*, IAHR Monograph, Delft, The Netherlands, 1984
8. Sheng, P. et al, *Application of Spatial Smoothing to control Short-Wave Numerical Oscillations*, A.R.A.P. Technical Memo N°. 78-8, Aeronautical Research Associates of Princeton Inc., 1978.
9. Toro, F., *Verification of the CCHE-3D Hydrodynamic Model for Open Channel Flow*, Ph.D. Dissertation, The University of Mississippi, 1994.
10. Toro, F., *Modelo Hidrodinámico para Simular Patrones de Circulación en Lagoas*, Informe Final, Contrato CORPAMAG-Universidad Nacional de Colombia, Postgrado en Aprovechamiento de Recursos Hidráulicos, Facultad de Minas, 1995.
11. Toro, F., *Modelo Hidrodinámico promediado a lo largo de la Profundidad para la Simulación de Frentes Salinos*, Avances en Recursos Hidráulicos, Posgrado en Aprovechamiento de Recursos Hidráulicos, Facultad de Minas, N°. 3, pp 94-117.
12. Toro, F., *Modelo Tridimensional para la Simulación del Avance de un Frente Salino en un Medio de Aguas Claras*, Avances en Recursos Hidráulicos, Posgrado en Aprovechamiento de Recursos Hidráulicos, Facultad de Minas, N°. 3, pp 73-94
13. Valencia, C. y Toro, F., *Modelo Hidrodinámico, por capas, en Elementos Finitos y su Aplicación a la Bahía de Cartagena*, Memorias del IX Seminario Nacional de Hidráulica e Hidrología, Manizales, 1990, pp 484-496.