



UNIVERSIDAD AUTONOMA DE BAJA CALIFORNIA
FACULTAD DE CIENCIAS MARINAS

**"ESTUDIO DE LA MODELACION DE UN FILAMENTO
OCEANICO VARIANDO EL NUMERO DE ROSSBY"**



T E S I S
que para obtener el titulo de
O C E A N O L O G O
p r e s e n t a
ANTONIO GAMA CAMPILLO

ENSENADA, BAJA CALIFORNIA, ABRIL DE 1993.

**" Estudio de la modelación de un
filamento oceánico variando el número
de Rossby"**

**Tesis
Que Presenta:
Antonio Gama Campillo**

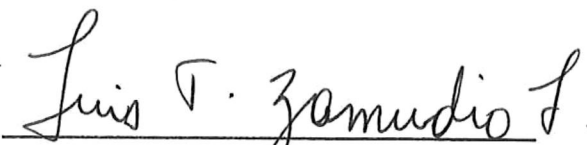
Aprobada por:



**Presidente del Jurado
Dr. Edgar Gerardo Pavía López**



**Sinodal
M.C. Jose Antonio Martínez A.**



**Sinodal
M.C. Luis Fernando Zamudio L.**

Resumen

La evolución de cuerpos de agua alargados y estrechos con una densidad diferente que los distingue del medio oceánico en que se encuentran, y a los que llamaremos filamentos, es estudiada en este trabajo. Estos cuerpos de agua son altamente inestables y son estudiados con ayuda de un modelo de partículas con una alta resolución numérica. Este modelo permite la solución numérica de las ecuaciones primitivas de aguas someras con gravedad reducida, las cuales rigen la evolución de estos filamentos delimitados en su ancho por frentes oceánicos. Se estudian los casos de vorticidad potencial cero (VPC) y de número de Rossby (ϵ) igual a 0.25 y 0.1. Estos filamentos se caracterizan por romperse invariablemente en una serie de remolinos. Un nuevo resultado sugiere una escala de tiempo de evolución, mayor a la obtenida en estudios anteriores.

Otras aportaciones, para el caso de VPC, son que los remolinos resultantes forman un zigzag de parejas de remolinos unidos entre sí. En

los otros casos los remolinos resultantes no se encuentran unidos. La forma de estos remolinos varía ampliamente desde casi circular, en el caso de VPC, hasta de forma ovoide para el caso de $\varepsilon=0.25$.

Dedicatoria

A mi Padre Ing. Antonio de Jesus Gama Gonzalez
Padre, amigo y compañero de cordada y quién nunca perdió su fe en mí por duros que fueron los malos momentos que pasaron y me enseñó a nunca rendirme "Muchas gracias Papá, te quiero mucho".

A mi Madre Profra. Mildred Lilia Campillo de Gama
Porque siempre me alento a seguir mis sueños y siempre esta cuando necesito su consuelo, cariño y amor "te quiero Mamá".

A mi Hermana Dra. Lilia Maria Gama Campillo
Porque siempre que pudo me aconsejo y me dió su juicio por doloroso que este fuera para mi.

A mi Hermana Mildred Maria Gama Campillo
Porque siempre pueden más los buenos recuerdos que los malos.

Agradecimientos

Mi más grande agradecimiento a mi director de tesis el Dr. Edgar Pavía por su paciencia y explicaciones; así como por el tiempo que invirtió en mí para que este trabajo fuera posible, realmente ha sido un placer y un privilegio trabajar con él. Al M.C. Antonio Martínez porque me encausó en uno de los caminos más fascinantes de mi vida y quien siempre tuvo tiempo para escucharme y darme su consejo, solo me queda decirle, Gracias Toño. Al M.C. Luis Zamudio quien pese a conocerme poco accedió a colaborar conmigo en este proyecto y siempre me dió lo mejor que tenía. Al Oc. Pedro Osuna por sus consejos y enseñanzas. Al M.C. Rafael Hernandez Walls por su amistad, Al CICESE por las facilidades que me prestó y la beca tesis que me permitió terminar este trabajo. A Florida State University y la Universidad Nacional Autónoma de México por haberme permitido usar sus Supercomputadoras Cray YMP. Esta tesis forma parte de los resultados del proyecto "Corrientes y Remolinos en el Golfo de México y Mar Caribe" financiado por CONACYT, proyecto 1002-T9111.

A mis Amigos Guiselle y Pepe, Jazmin y Victor, Katia Monica, Martha, Gaby, Lety, Adriana, Trini, Thelina, Gaby B., Fabiola, Esperanza, Natanael, Conrado, Emilio, Juan, Chapis, Alex, Jorge, Quick, Fernando, Bece, Walter, Angel, Enrique, Tex, Aramis, Carlos y Renato por el privilegio de contar con su amistad.

A mis Compañeros del área de Física en la Generación XXXIII Griselda, Pepe y Miguel porque lo que nos une es un aprecio "turbulento" que sólo nosotros entendemos.

A Minerva por la amistad que existió entre nosotros y el tiempo que gocé de su compañía.

A todos mis demás compañeros de la Generación XXXIII (Farzantes).

A los Salvavidas por todo lo que me dieron.

¿ Y Usted Porque Lo Hace ?

Porque estan ahí

Mallory (1964)
(Alpinista Muerto en el Everest)

"En Paz"

*Muy cerca de mi ocaso, yo te bendigo vida;
porque jamas me diste ni esperanza fallida
ni trabajos injustos, ni pena inmerecida;
porque veo al final de mi rudo camino
yo fui el arquitecto de mi propio destino;
si extraje las mieles o la hiel de las cosas;
fue porque en ellas puse hiel o mieles sabrosas;
cuando plante rosales coseché siempre rosas.
... Cierto, a mis lozanas va a seguir el invierno
¡mas tú nunca dijiste que mayo fuese eterno!
Halle sin duda largas las noches de mis penas;
mas no me prometiste tú sólo noches buenas;
y en cambio tuve algunas santamente serenas.
Amé, fui amado, el sol acarició mi faz.
¡Vida, nada me debes! ¡Vida estamos en Paz!*

Amado Nervo

Indice

Capítulo	Página
I.- Introducción.....	4
II.- Modelo Numérico.....	8
III.- Consideraciones Teóricas.....	15
IV.- Resultados.....	19
V.- Discusión.....	34
VI.- Conclusiones.....	37
Referencias.....	39

Lista de Figuras

	<i>Página</i>
<i>Figura 1. Contornos de profundidad (m) caso VPC t=0 días condición inicial.....</i>	<i>11</i>
<i>Figura 2 .Contornos de profundidad (m) caso VPC t=20 días.....</i>	<i>20</i>
<i>Figura 3 .Contornos de profundidad (m) caso VPC t=25 días.....</i>	<i>21</i>
<i>Figura 4. Contornos de profundidad (m) caso VPC t=40 días.....</i>	<i>22</i>
<i>Figura 5. Contornos de profundidad (m) caso $\varepsilon=0.25$ t=0 días condición inicial.....</i>	<i>25</i>
<i>Figura 6. Contornos de profundidad (m) caso $\varepsilon=0.25$ t=30 días.....</i>	<i>26</i>
<i>Figura 7. Contornos de profundidad (m) caso $\varepsilon=0.25$ t=50 días.....</i>	<i>27</i>

Continuación Lista de Figuras

	<i>Página</i>
<i>Figura 8. Contornos de profundidad (m) caso $\epsilon=0.25$ $t=60$ días.....</i>	<i>28</i>
<i>Figura 9. Contornos de profundidad (m) caso $\epsilon=0.25$ $t=70$ días.....</i>	<i>30</i>
<i>Figura 10. Contornos de profundidad (m) caso $\epsilon=0.1$ $t =0$ días condición inicial.....</i>	<i>31</i>
<i>Figura 11. Contornos de profundidad (m) caso $\epsilon=0.1$ $t =100$ días.....</i>	<i>32</i>

I.- Introducción

La evolución de filamentos oceánicos ha sido estudiada por varios autores [Griffiths et al. (1982), Salmon (1983), Thompson y Young (1989), Nof (1990), Pavía (1992)]. Por ejemplo, Nof (1990) nos dice que los filamentos densos pueden ser resultado de desbordamientos de aguas profundas y cita ejemplos como el del estrecho de Dinamarca o el del estrecho de Gibraltar en el Mediterráneo. También menciona que estos filamentos pueden resultar de intrusiones de agua de océanos vecinos como en el Mar de Escocia.

Se ha tratado de conectar analíticamente los estados iniciales y finales como lo realizaron Thompson y Young (1989) y Nof (1990), usando leyes de conservación. Se han realizado experimentos de laboratorio como Griffiths et al. (1982). Y experimentos numéricos como Salmon (1983) y Pavía (1992). En este estudio se analizará la evolución de filamentos, por lo cual métodos integrales como los de Thompson y Young (1989) o Nof (1990) no son apropiados para este fin, ya que solo conectan estados iniciales con finales; sin embargo usaremos algunos de los re-

sultados de estos estudios para corroborar la validez del modelo. Al tener acceso a mejores computadoras con una mayor capacidad de manejo de datos tenemos que un modelo de alta resolución presenta una mejor opción. La resolución es muy importante al analizar problemas de inestabilidad, como en este caso. Este estudio se basa en el modelo presentado por Pavía (1992), al cual se le ha aumentado la resolución con la finalidad de observar con mayor detalle los resultados del mismo.

A continuación mencionaremos brevemente los resultados de los trabajos anteriores que sirven de antecedentes a este trabajo.

Griffiths et al. (1982) estudiaron filamentos de menor densidad, y encontraron que estos son altamente inestables. Haciendo estudios analíticos y de laboratorio con mesas de rotación, encontraron que estos cuerpos invariablemente se rompían en una serie de remolinos.

A su vez Salmon (1983) retoma los estudios realizados por Griffiths et al. (1982), pero ahora los trata numéricamente. Sus resultados son sumamente parecidos a los obtenidos en el laboratorio por

Griffiths et al. (1982).

Posteriormente Thompson y Young (1989) tomando el caso de filamentos oceánicos con VPC y usando las leyes de conservación de energía y masa tratan de encontrar un estado final, también obtienen una relación entre el ancho del filamento y el radio de los supuestos remolinos circulares resultantes, proponiendo que el estado final consiste en una serie de remolinos alineados.

Después, Nof (1990) analiza el mismo caso (VPC) pero usando además la ley de conservación del momento angular y encuentra que no es posible que el estado final consista en remolinos alineados como lo proponen Thompson y Young (1989); sino que este debe consistir en una serie compacta de remolinos que se tocan y siguen un patrón zigzagueante. Este estado final es más aceptable pues obedece la ley de conservación del momento angular.

Finalmente, Pavía (1992) estudia numéricamente filamentos con dos regímenes dinámicos diferentes; ecuaciones primitivas (caso VPC) y

dinámica de frentes geostroficados (Cushman-Roisin, 1986) (caso $\varepsilon = 0.1$).
Obtiene que los remolinos resultantes siguen un comportamiento zigzagante como el que propone Nof (1990) pero que estos no se tocan y tienen una forma alargada.

El objetivo de este trabajo es sugerir un nuevo resultado numérico con una alta resolución espacial, así como observar la importancia de esta en este tipo de modelación. Para alcanzar esta alta resolución se utilizaron dos supercomputadoras Cray YMP, una ubicada en el centro de cómputo de Florida State University en Tallahassee, Florida, Estados Unidos de América y la otra ubicada en el centro de cómputo de la Universidad Nacional Autónoma de México, en la Ciudad de México, México.

II.- Modelo Numérico

La solución numérica de filamentos oceánicos que presentan una interfase entre la capa activa y la pasiva, que puede intersectar con la superficie o el fondo implica un problema. El hecho de que el frente (que es la línea de intersección) dependa del tiempo, hace muy problemático tener que definir a cada paso las condiciones de frontera con modelos convencionales. Pavía y Cushman-Roisin (1987) modificaron un modelo desarrollado para estudiar física de plasmas y lo utilizaron para resolver las ecuaciones de la dinámica de frentes oceánicos. A este modelo se le llama método de partícula en celda y ofrece la ventaja de que el frente es simplemente la envolvente de todas las partículas y no necesita que se definan las condiciones de frontera.

Para la realización de este estudio se utilizó la extensión del modelo de partículas a las ecuaciones primitivas (Pavía, 1989), el cual consiste de las siguientes ecuaciones lagrangeanas obtenidas de reescribir las ecuaciones de movimiento para aguas someras y con

gravedad reducida.

$$Du_i / Dt - f v_i = -g' \partial h / \partial x \quad , \quad Dv_i / Dt + f u_i = -g' \partial h / \partial y \quad (1.0)$$

$$\partial x_i / \partial t = u_i \quad , \quad \partial y_i / \partial t = v_i .$$

Donde u_i es la componente de la velocidad en la dirección x , v_i es la componente de la velocidad en la dirección y , h es la profundidad, t es el tiempo, (x_i, y_i) es la posición de las N partículas ($i=1,2,3..N$), g' es la gravedad reducida y f es el parámetro de Coriolis. Tres casos son analizados en este estudio: VPC, $\varepsilon = 0.25$ y $\varepsilon = 0.1$. Las características del modelo pueden ser consultadas Pavía (1992), aquí mencionaremos las más relevantes: los filamentos son infinitamente largos, de agua más ligera que fluye sobre un océano infinitamente profundo y en reposo. El filamento inicialmente es uniforme en la dirección del flujo, y la profundidad en un corte transversal es parabólica.

Las principales aproximaciones que se utilizaron en este modelo son, que no presenta ningún tipo de fricción, que presenta una sola capa activa sobre una pasiva y que $\varepsilon \ll 1$ o bien la vorticidad potencial sea

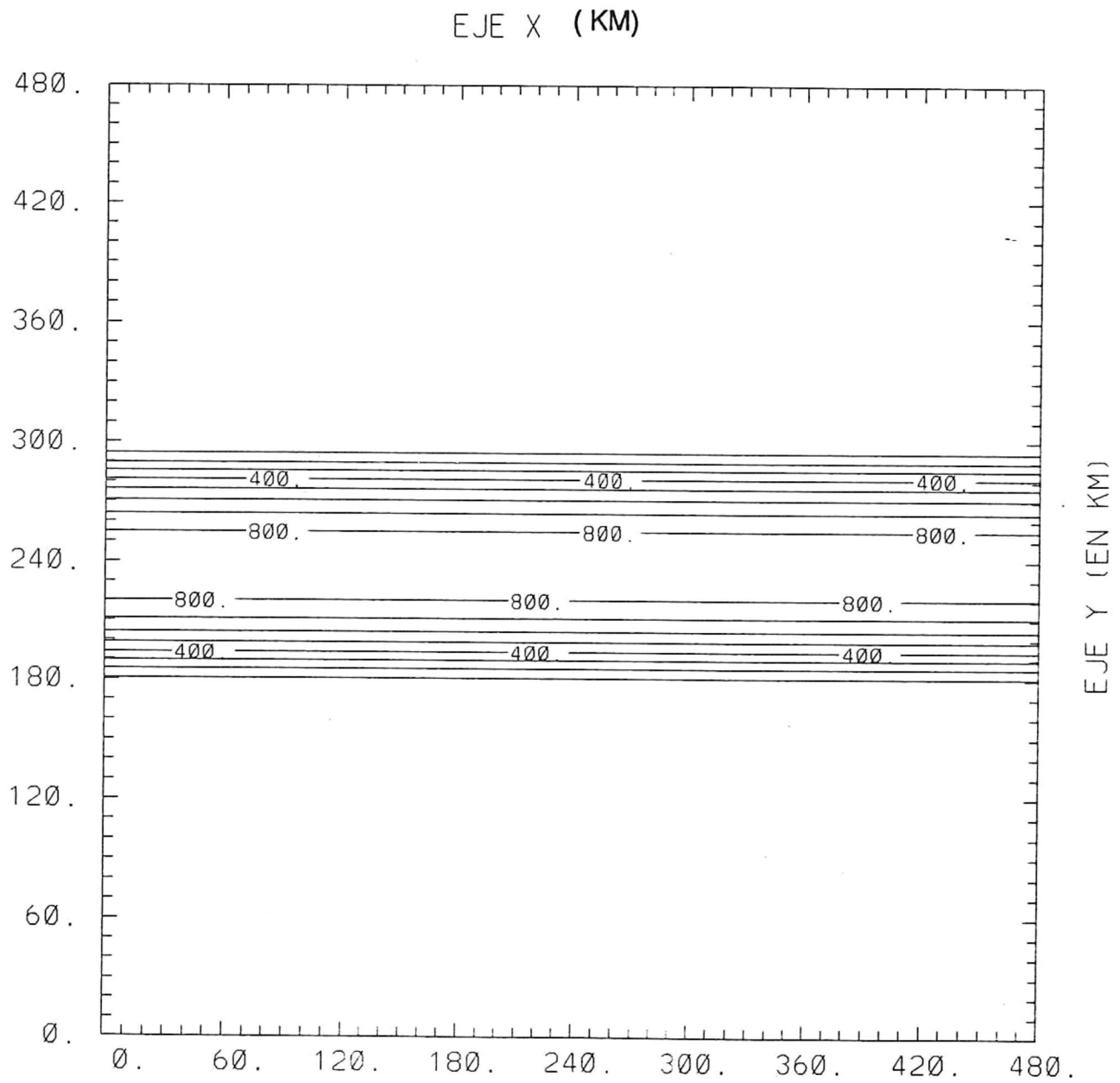
igual a 0. Pavía (1992) estudia dos de estos casos; el de VPC que es resuelto usando condiciones similares y el mismo régimen dinámico pero menor resolución; mientras que el de $\varepsilon = 0.1$ lo resuelve usando un régimen dinámico de aproximación geostrofica frontal (Cushman-Roisin, 1986).

El espacio computacional modelado comprende un dominio cuadrado de 480 Km por lado; en donde el filamento se encuentra centrado en 240 Km sobre el eje y, todas las fronteras son periodicas de forma que convierten el filamento en infinitamente largo en el eje x y evitan el problema de perdida de partículas. (Ver fig. 1.)

Para la inicialización del modelo se utilizaron valores similares a los usados por Pavía (1992), se fijó $L = 60$ Km, donde L es la mitad del ancho del filamento, $f = 7 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ y $g' = 0.01 \text{ ms}^{-2}$

En el caso de VPC la velocidad de inicialización es obtenida de la siguiente ecuación:

$$((-\partial u / \partial y) + f) / h = 0$$



**Figura 1. Contornos de profundidad (m) caso VPC t= 0 días
condicion inicial**

Al integrar esta obtenemos que:

$$u=fy \quad v=0 \quad \text{donde } -L < y < L.$$

En los casos de $\varepsilon = 0.25$ y $\varepsilon = 0.1$ la velocidad es obtenida de la siguiente ecuación:

$$u=-(g'/f)\partial h/\partial y$$

El número de Rossby se prescribe en estos dos últimos casos, está definido por:

$$\varepsilon= U/fL, \quad (1.1)$$

Y la profundidad por:

$$h=H(1-y^2/L^2),$$

Donde la escala de velocidades del filamento es:

$$U \approx U_g = g'H/fL, \quad (1.2)$$

Y U_g es la escala de la velocidad geostrófica y H es la profundidad máxima del filamento. De donde obtenemos que las velocidades del filamento están determinadas por las siguientes ecuaciones:

$$u=2g'H_y/fL^2 \quad v=0 \quad \text{donde } -L < y < L.$$

Si sustituimos en la ecuación (1.1) la ecuación (1.2) obtenemos que:

$$\varepsilon=g'H/f^2L^2.$$

Como escogemos g' , f , L , podemos obtener la profundidad máxima de un filamento dependiendo del número de Rossby.

$$H=\varepsilon f^2 L^2 / g'.$$

EL modelo trabaja con una malla dividida en 98 segmentos partiendo del origen en los dos ejes que se encuentra ubicado en el extremo izquierdo inferior de la malla; de manera que nos define 9604 puntos de malla. Para la formación del filamento se colocó una partícula por cada

kilometro de manera que quedan 25 partículas por cada sección de área definida por cuatro puntos de malla, dentro del filamento. Presentando entonces 58080 partículas que nos definen el filamento; esto es un orden de magnitud más que los casos realizados en estudios anteriores. Cada una de estas partículas evoluciona de acuerdo a las ecuaciones del modelo (1.0). Para transformar de las partículas a la malla se trabaja con un esquema de nueve puntos (Pavia , 1988), lo que significa que cada partícula le va a proporcionar una parte de su masa a los nueve puntos de malla más cercanos.

III.- Consideraciones Teóricas

Es esta sección trataremos de analizar ciertos aspectos teóricos que nos ayude en la comprensión y corroboración del modelo; estudiando el caso de VPC. Este análisis se apoya en los estudios realizados por Thompson y Young (1989).

Para el filamento: $h_f = H_f (1 - (y^2/L^2))$ donde $H_f = f^2 L^2 / 2g'$.

$$E_f = (1/2)\lambda \int_{-L}^L (h_f u^2 + g' h_f^2) dy = L^5 f^4 \lambda / 5g' \quad (1.3)$$

$$M_f = \lambda \int_{-L}^L h_f dy = 2L^3 f^2 \lambda / 3g' \quad (1.4)$$

Donde λ es la longitud de un segmento de filamento, E_f es su energía, M_f es su masa, H_f es su profundidad máxima y $h_f(y)$ es el perfil de profundidad y $u = fy$ es la velocidad (ver Capítulo II).

El estado final del remolino está determinado por las ecuaciones

siguientes:

Para el remolino $h_r = H_r(1 - (r^2/R^2))$ donde $H_r = f^2 R^2 / 8g'$

$$E_r = \pi \int_0^R (h_r u^2 + g' h_r^2) r dr = \pi R^6 f^4 / 192 g' \quad (1.5)$$

$$M_r = 2\pi \int_0^R h_r r dr = \pi R^4 f^2 / 16 g' \quad (1.6)$$

Donde E_r es la energía del remolino, M_r su masa, H_r es su profundidad máxima, $h_r(y)$ es el perfil de profundidad, R representa el radio y r es la coordenada radial. Aquí la velocidad es $u = -fr/2$. (Thompson y Young, 1989).

Obtienen dos relaciones en función de L que nos definen λ_i ; que es la longitud del segmento de filamento necesaria para la existencia de un remolino considerando que toda la masa y toda la energía se transforma en remolino; y R_i que es el radio del remolino a formarse; las relaciones son las siguientes:

$$\lambda_1 = 3.82 L \quad (1.7)$$

$$R_1 = 1.90 L \quad (1.8)$$

Resolviendo estas relaciones con los datos de nuestro caso obtenemos que $R_1 = 114000\text{m}$ y que $\lambda_1 = 229200\text{m}$; dividiendo la longitud total del dominio computacional entre λ_1 obtenemos que el número máximo de remolinos que podemos tener es de 2.

Considerando que la vorticidad potencial se conserva obtendremos que los remolinos resultantes deben cumplir con:

$$(1/r(\partial/\partial r(ru)) + f)/f = 0$$

De donde obtenemos que:

$$R^2 = 8g'H_r/f^2 \quad (1.9)$$

Podemos usar esta ecuación para obtener el radio de un remolino a partir de saber su profundidad máxima, esto es muy importante ya que

se está trabajando con contornos de profundidad; de manera que será fácil obtener una aproximación a la profundidad máxima de un remolino, así como al radio.

IV.- Resultados

En esta sección se analizan los resultados obtenidos tanto del modelo numérico como de las consideraciones teóricas; estas últimas con la finalidad de corroborar hasta un cierto punto los resultados numéricos.

Caso de VPC.

Se analizan los contornos de profundidad cada 5 días con la finalidad de observar la evolución del filamento; este proceso se realizó durante 45 días. No todos los contornos son graficados.

En la figura 1 ($t=0$ días) se muestran las condiciones iniciales (el contorno mínimo es de 100m). En la figura 2 ($t=20$ días) se observa claramente el crecimiento de estructuras en el frente que nos llevan al rompimiento del filamento, el número de ondas es igual a 2, por lo cual se esperan igual número de remolinos. En la figura 3 ($t=25$ días) ya se observa el rompimiento del filamento y se aprecian dos remolinos fusionados. La figura 4 ($t=40$ días) muestra dos remolinos perfectamente delimitados

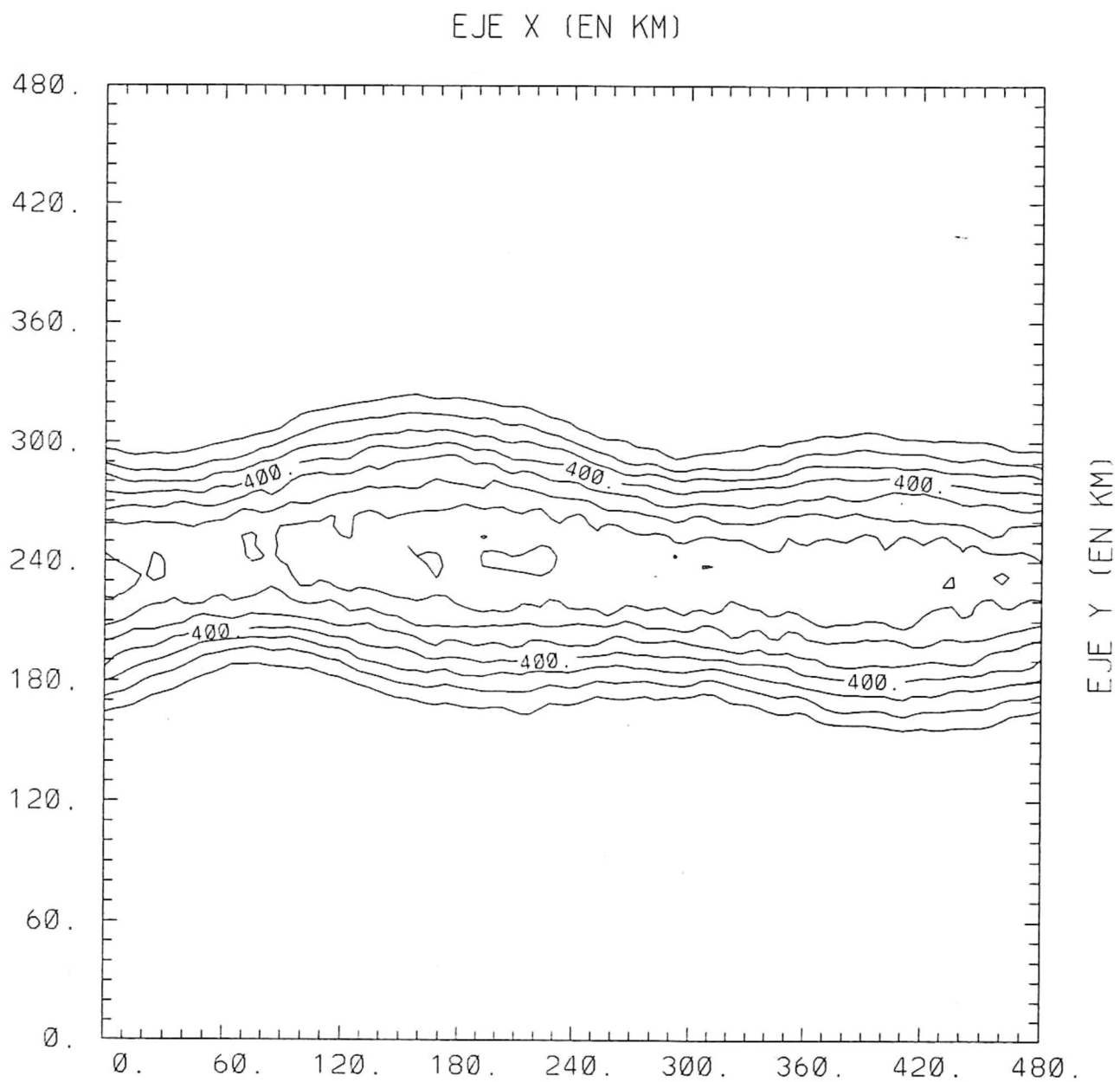


Figura 2. Contornos de profundidad (m) caso VPC t=20 días

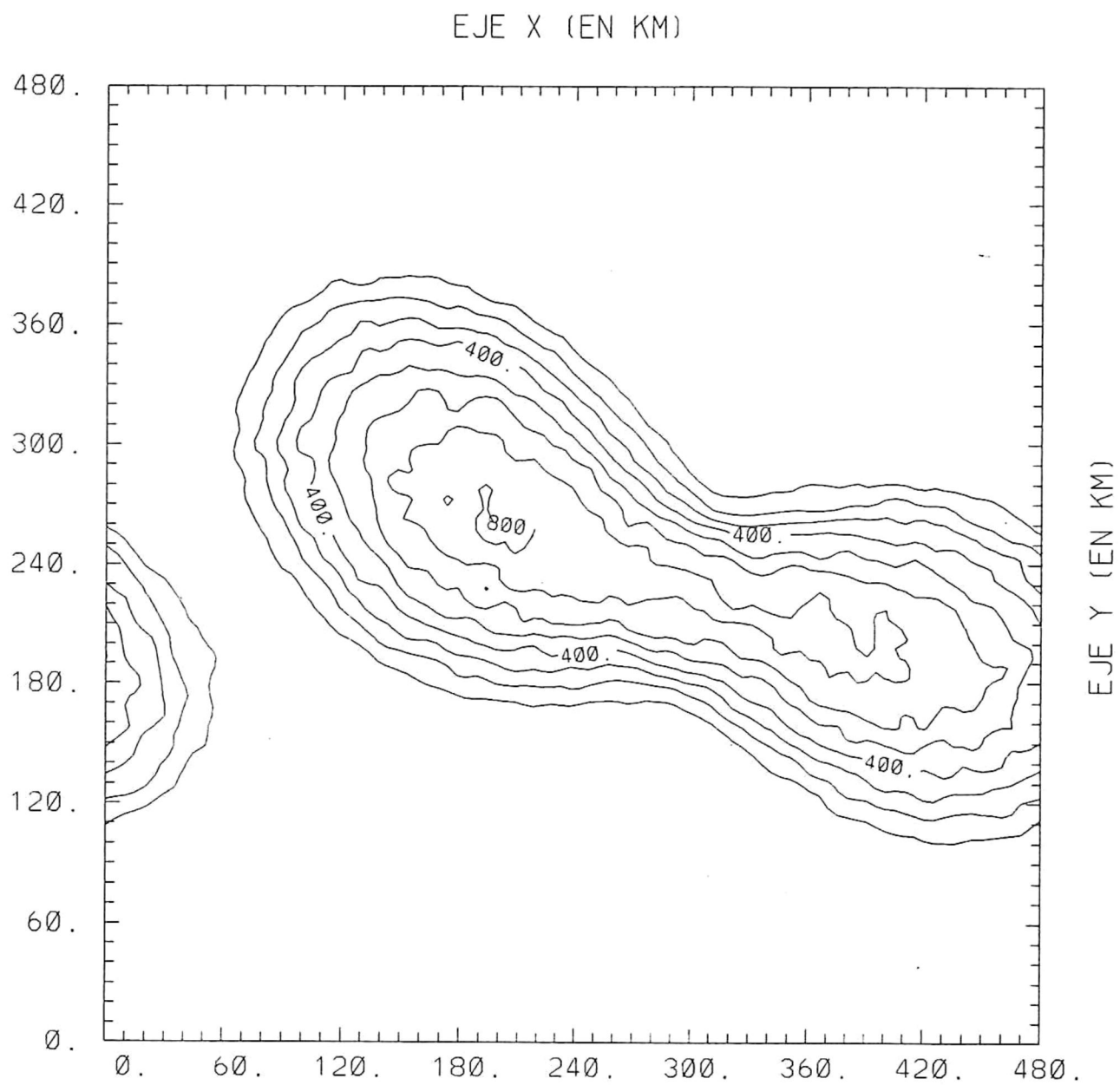


Figura 3. Contornos de profundidad (m) caso VPC t=25 días

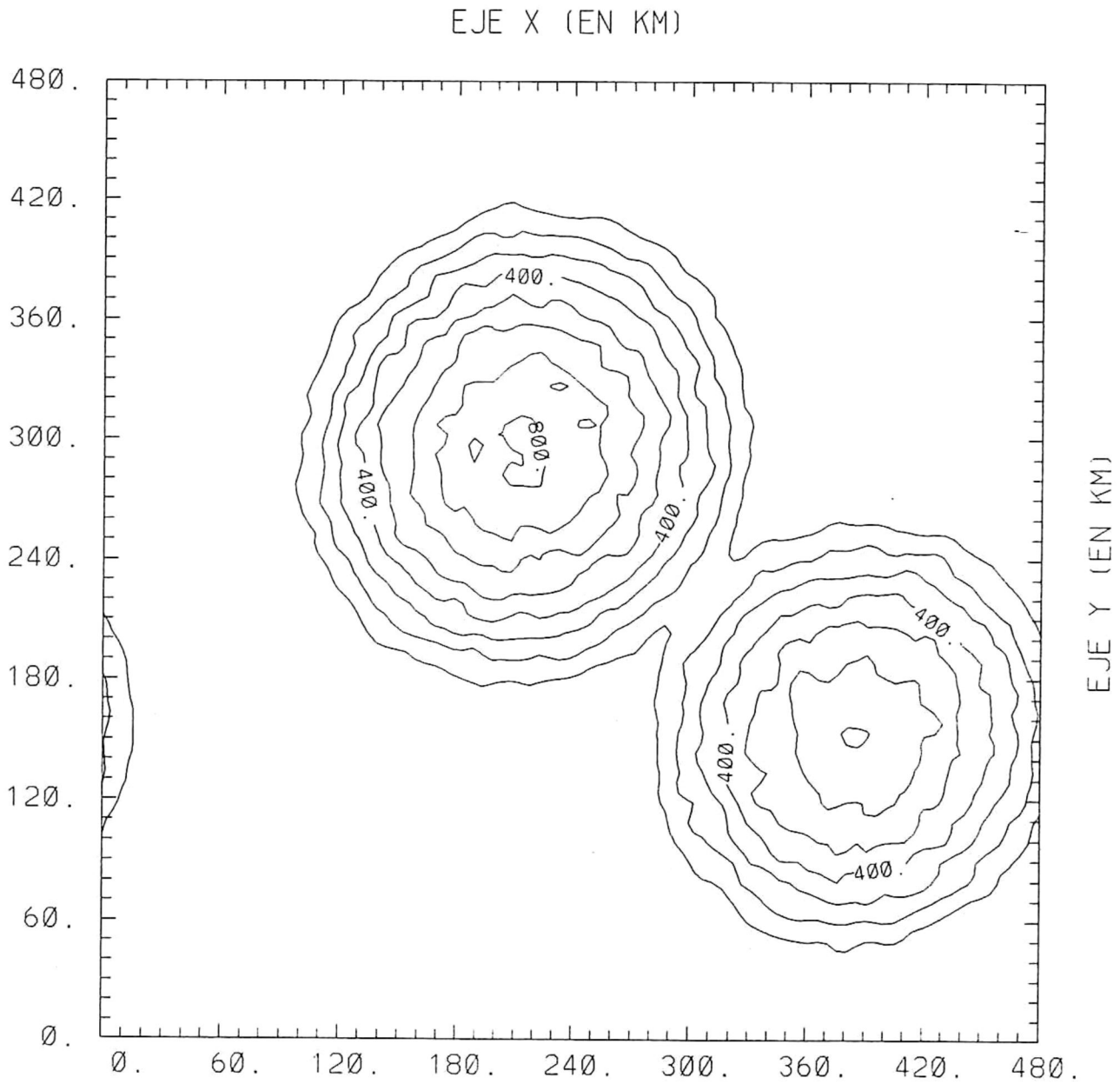


Figura 4. Contornos de profundidad (m) caso VPC t=40 dias

que sin embargo se tocan. Esta situación se mantuvo por lo menos durante 5 días más. Esto es muy importante pues favorece los resultados de Nof (1990), que nos dice que el estado final esperado son remolinos en forma compacta que se tocan y aparentemente contradice la proposición de Pavía (1992), que menciona que estos se encuentran separados.

Si consideramos que la profundidad máxima (H) es el contorno de mayor profundidad que se presenta en la figura 4 para cada remolino, al realizar los cálculos usando la ecuación (1.9) obtenemos que para el remolino 1 $H \approx 800\text{m}$ se tiene un radio aproximado de 114285m , mientras que para el remolino 2 $H \approx 700\text{m}$, se obtiene un radio aproximado de 106904m . Por lo que al no ser remolinos circulares sino más bien alargados estos resultados resultan ser una buena aproximación.

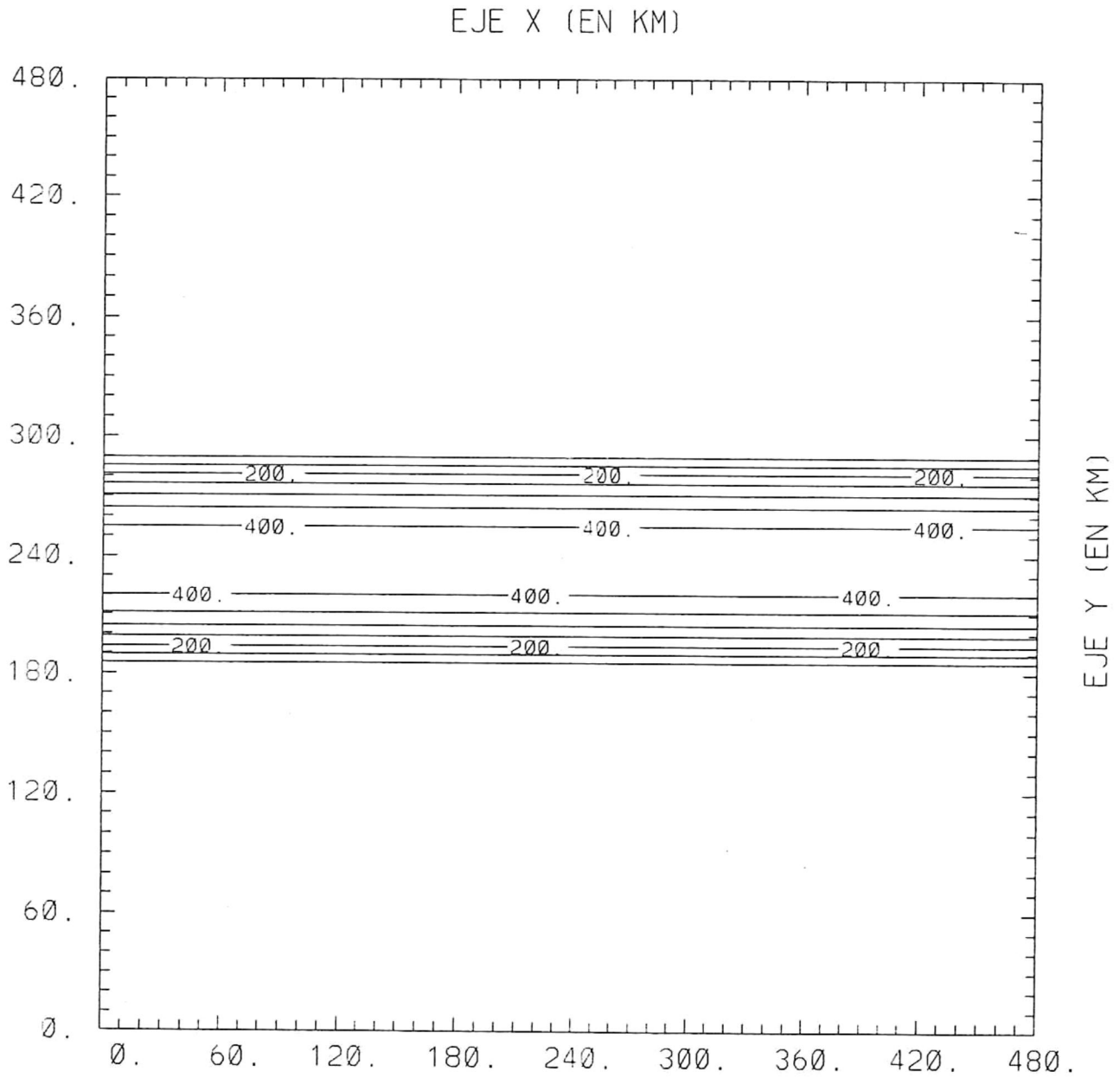
Se calcula la energía usando la ecuación (1.3) para el filamento y usando la ecuación (1.5) para los remolinos usando los radios obtenidos mediante la ecuación (1.9) observamos que la energía del filamento es un 18% mayor que la energía de los remolinos. Lo que significa que existe un residual somero de agua del filamento, el cual no se muestra en las figuras

por tener profundidad menor a 100 metros.

Se observa que los remolinos mantienen un comportamiento zigzagante tal como lo plantean Nof (1990) y Pavía (1992). De hecho, estos resultados son más parecidos a los de Nof (1990), a pesar de haber sido obtenidos con el modelo de Pavía (1992), al presentar remolinos que se tocan.

Caso de $\varepsilon = 0.25$

Los resultados de este caso no se habían obtenido con anterioridad ya que representan un caso intermedio entre los dos casos realizados por Pavía, (1992). Este caso es analizado cada 10 días durante 70 días. En la figura 5 ($t= 0$ días) se observa la posición inicial del filamento, la profundidad máxima es menor que en el caso anterior por lo cual al tener una menor velocidad este es menos intenso. Al $t=10$ días y $t =20$ días (no mostrados) no se aprecia un cambio en relación con la posición inicial. En la figura 6 ($t=30$ días) se aprecia el inicio de perturbaciones en el filamento. En la figura 7 ($t=50$ días) el filamento ya se rompió y se ob-



**Figura 5. Contornos de profundidad (m) caso Rossby=0.25 t=0 dias
condicion inicial**

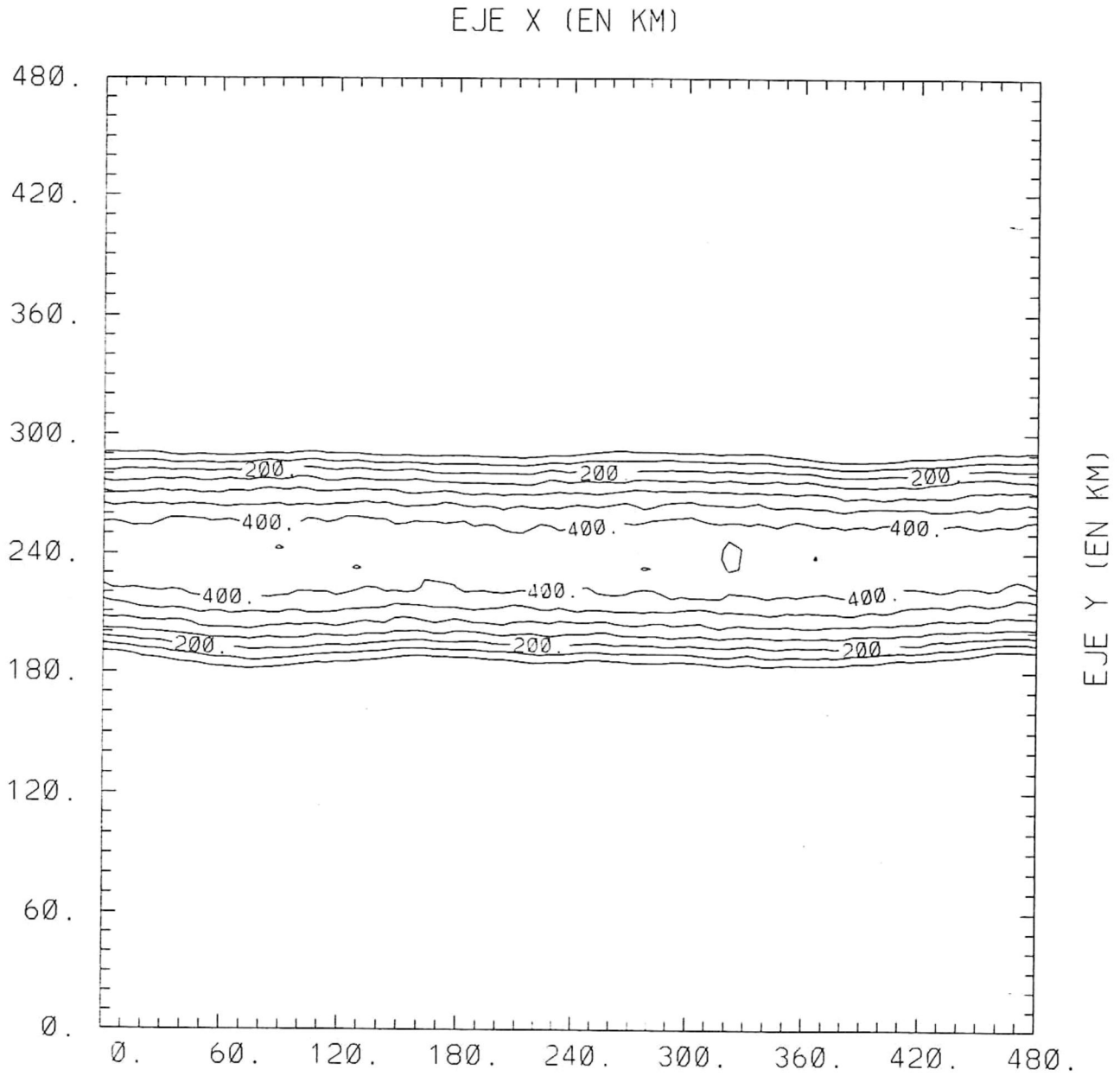


Figura 6. Contornos de profundidad (m) caso Rossby=0.25 t= 30 dias

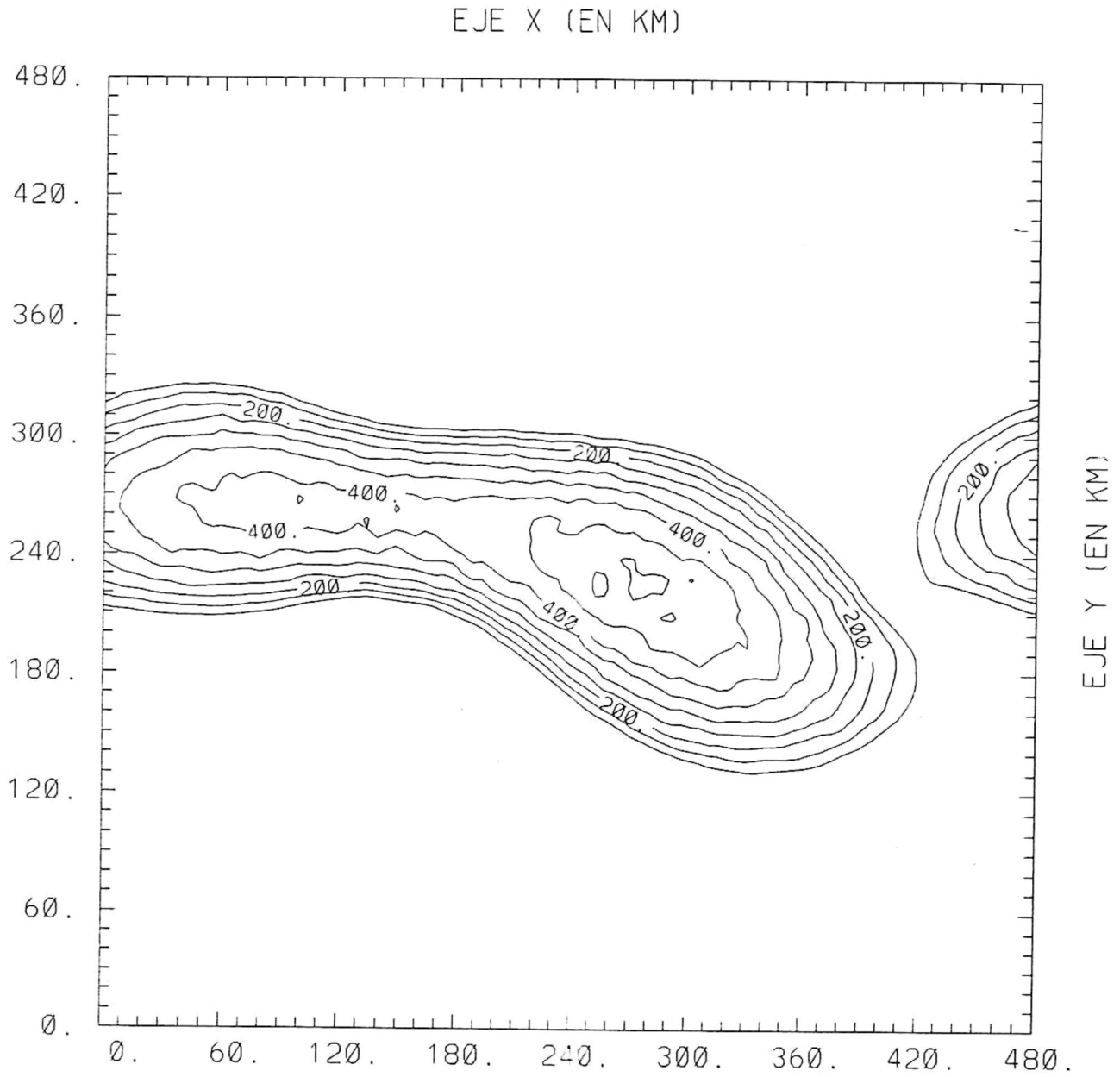


Figura 7. Contornos de profundidad (m) caso Rossby=0.25 t= 50 días

servan lo que serán los dos remolinos oceánicos, se aprecia también el mayor tamaño de uno con respecto del otro. En la figura 8 ($t=60$ días) ya distinguimos los remolinos se observa que presenta una forma ovoide y que estos son completamente independientes y que presenta el mismo patrón de zigzag que el caso anterior. En la figura 9 ($t=70$ días) se observa que estos remolinos giran aproximadamente 30 grados por día, lo que es mayor que lo que indica la teoría Cushman-Roisin et al. (1985). Se ha observado que el giro de los resultados numéricos suele ser mayor (Pavía, 1992) que lo que indica la teoría (Pavía, Cushman-Roisin, 1990).

Caso de $\varepsilon = 0.1$

Este caso se analizó cada 20 días durante un periodo de 100 días. En la figura 10 ($t=0$ días) se muestran las condiciones iniciales del filamento. Este es el caso menos intenso de los estudiados en esta tesis, como se puede observar por los contornos de profundidad. Al $t=20$ días y 40 días (no mostrados) no se aprecia ningún cambio. En la figura 11 ($t=100$ días) se aprecian claramente las ondulaciones y los puntos donde el filamento se va a romper.

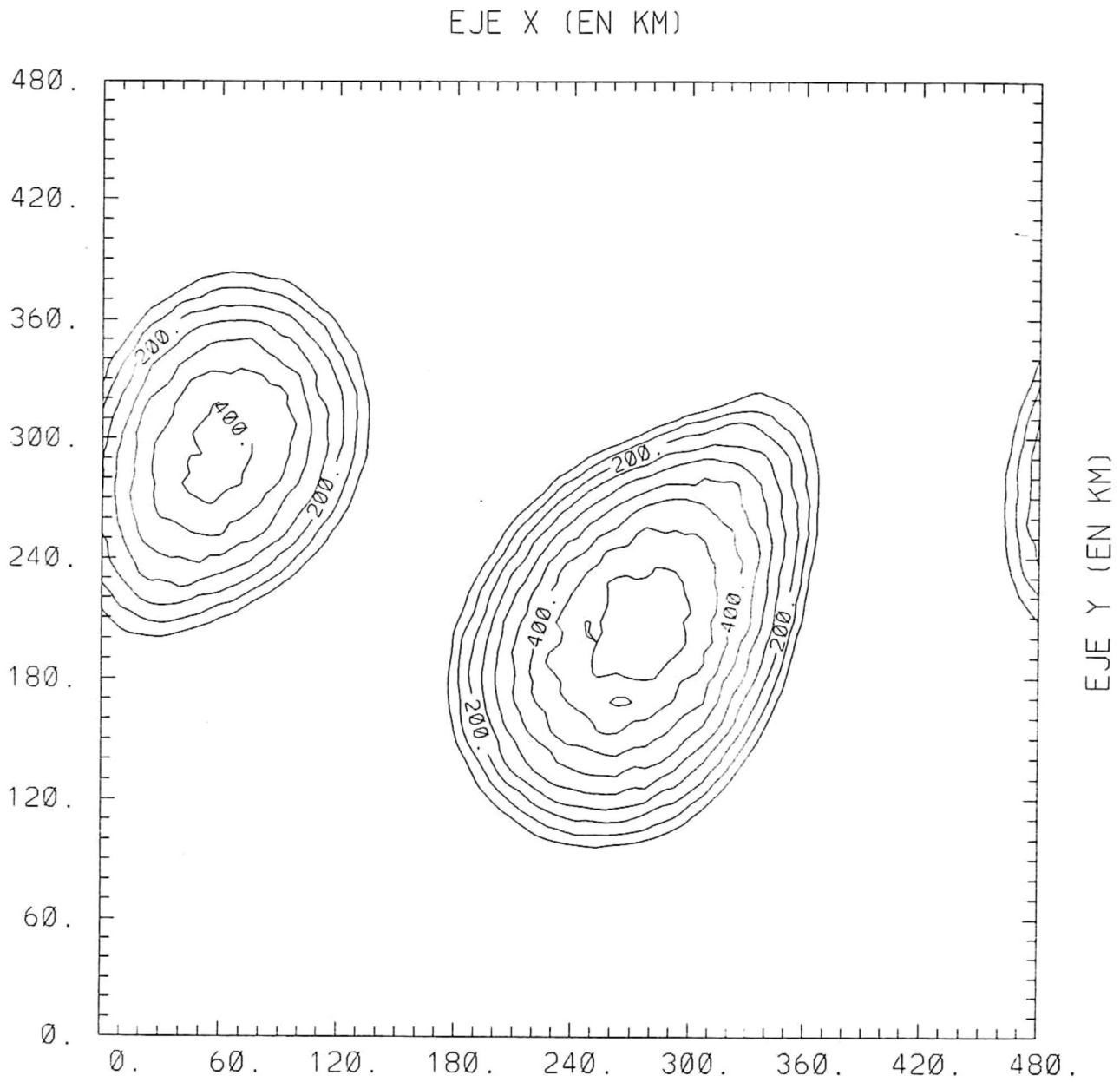


Figura 8. Contornos de profundidad (m) caso Rossby=0.25 t=60 dias

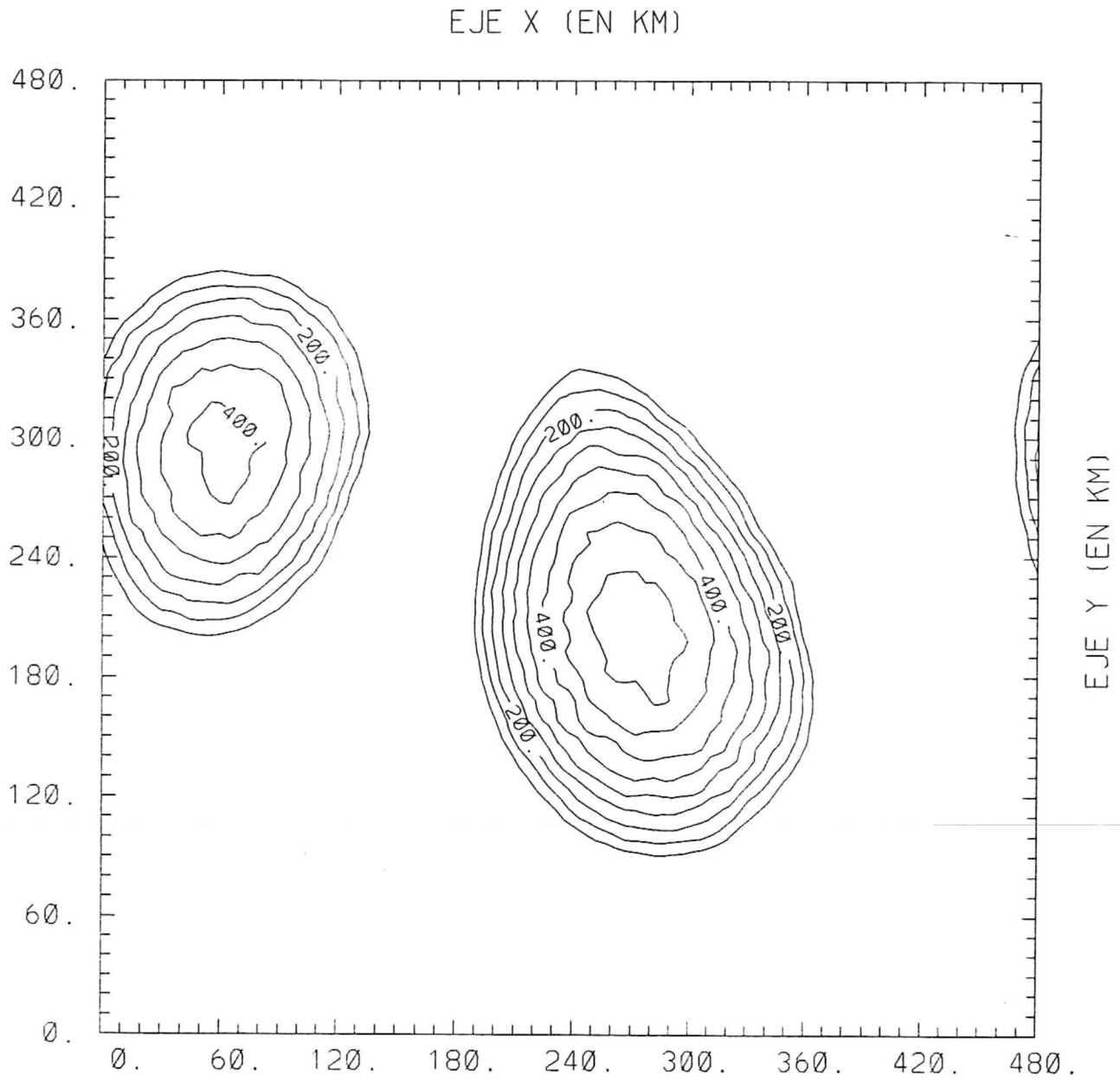
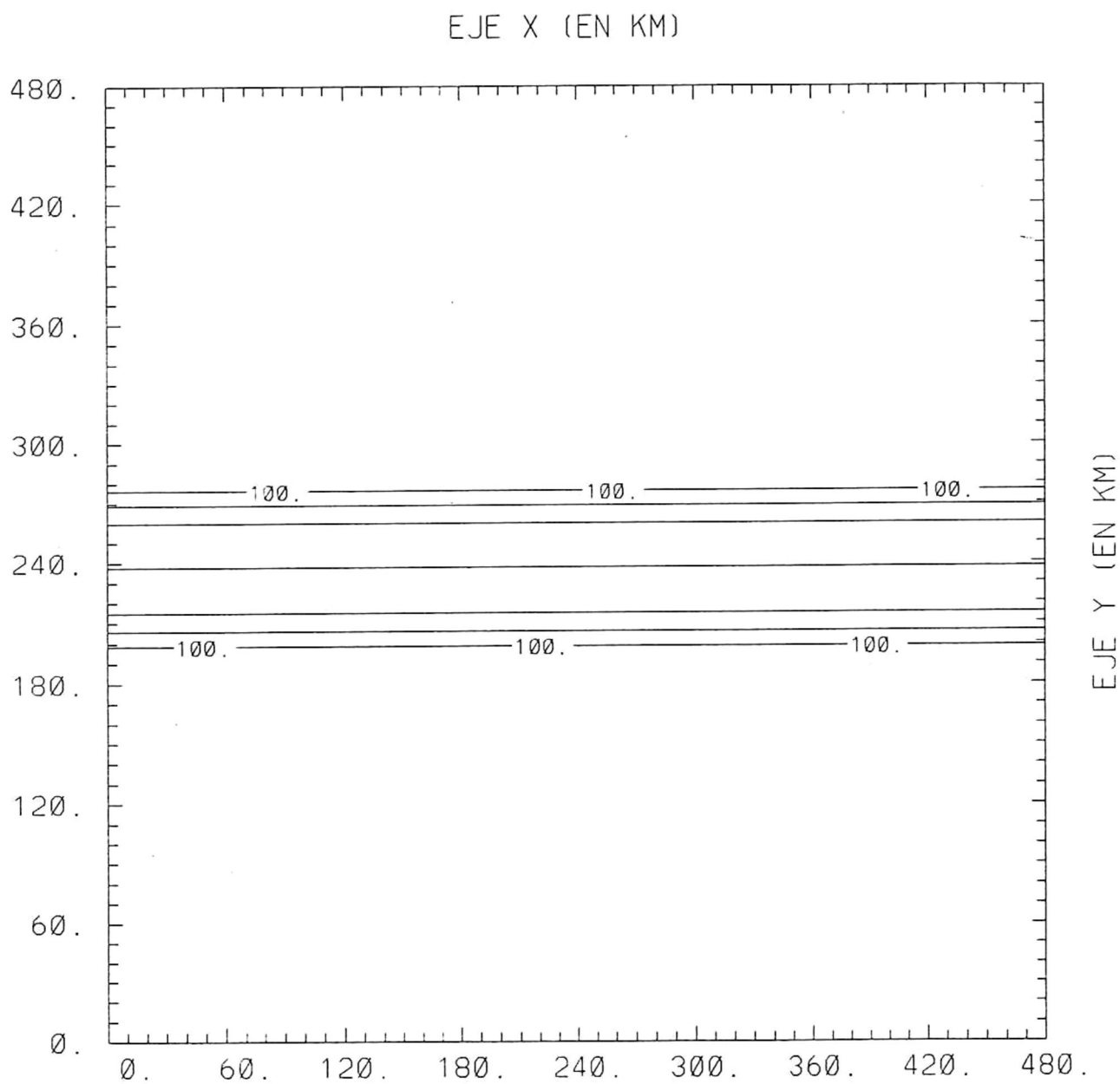


Figura 9. Contornos de profundidad (m) caso Rossby=0.25 t=70 dias



**Figura 10. Contornos de profundidad (m) caso Rossby=0.1 t=0 dias
condicion inicial**

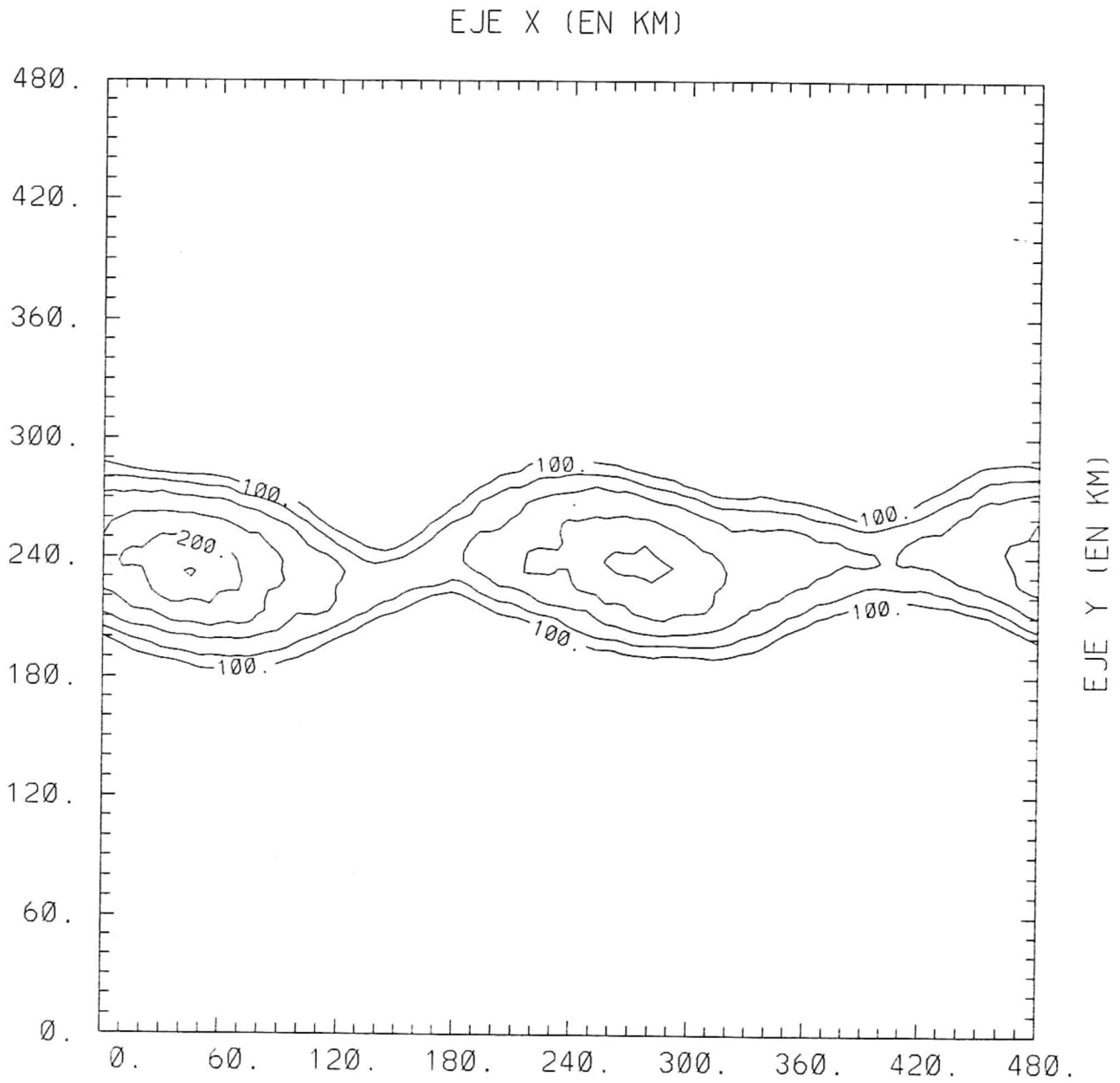


Figura 11. Contornos de profundidad (m) caso Rossby=0.1 t=100 dias

Estos resultados son similares a los que obtuvo Pavía (1992) sólo que el trabaja con otro regimen dinámico, que es la dinámica de frentes geostróficos (Cushman-Roisin, 1986), y menor resolución. La diferencia principal radica en la escala de tiempo de evolución que es mayor a la obtenida por Pavía (1992). Como la dinámica de frentes geostróficos es un modelo aproximado de las ecuaciones primitivas (utilizadas aqui), y la resolución es mayor que la utilizada por Pavía (1992), estos resultados sugieren que el proceso es más lento de lo que se creía anteriormente.

V.- Discusión

Los resultados de este estudio son similares en los casos de VPC y $\varepsilon=0.25$ a los obtenidos con anterioridad por Griffiths et al. (1982), Thompson y Young (1989), Nof (1990) y Pavía (1992), en el sentido de que filamentos oceánicos tienden a romperse en una serie de remolinos. Los resultados parecen favorecer las conclusiones de Nof (1990) principalmente. En el caso de $\varepsilon=0.1$ no se logró un estado final de remolino sin embargo, la evolución que se observa (ver figura 11) en el filamento permite suponer que este se romperá en una serie de remolinos. Es de mencionar que el lapso analizado (100 días) es mayor al analizado anteriormente por Pavía (1992) (72 días).

Se refuerzan los resultados obtenidos por Nof (1990) y Pavía (1992), al presentar un estado final similar al que ellos proponen. Este estado final presenta una forma geométrica zigzagueante en la posición de los remolinos. Este resultado también es similar al obtenido por Griffiths et al. (1982), en sus experimentos de laboratorio; ya que también presentan un comportamiento zigzagueante. Analíticamente Nof (1990)

demuestra que este estado conserva mejor el momento angular que el propuesto con anterioridad por Thompson y Young (1989) en el cual los remolino se encuentran alineados como cuentas en un rosario.

Los remolinos del caso de VPC presentan la característica de estar unidos. Pavía y Cushman-Roisin (1990) proponen en su estudio, que remolinos de VPC pueden estar unidos sin fusionarse, lo que sucede con los de este estudio, ya que al evolucionar en el tiempo se siguen distinguiendo claramente dos remolinos. En general los remolinos no deben de estar unidos, como lo indica Pavía (1992), a menos que la vorticidad potencial sea nula, como en este caso.

La forma de los remolinos varió desde moderadamente alargada en el caso de VPC hasta una forma ovoide para el caso de $\varepsilon=0.25$. Se propone que una forma moderadamente alargada podría ser un estado final estable, como lo indican los diagramas de estabilidad de Ripa (1987).

La escala de tiempo propuesta para el rompimiento de los filamentos es mayor a la propuesta por Pavía (1992); la variación en los tiempos

de rompimiento esta muy relacionadas con la resolución del modelo ya que permite un menor crecimiento de las inestabilidades.

VI.- Conclusión

En este estudio se verifican varios de los resultados de estudios anteriores; sin embargo los resultados numéricos de alta resolución nos permiten sugerir lo siguiente:

Los remolinos resultantes para el caso de VPC pueden estar unidos, como lo propone Nof (1990). Esto no contradice los resultados obtenidos por Pavía (1992), que propone un estado final de remolinos separados, pues se ha comprobado que remolinos de VPC no se fusionan completamente aun cuando se encuentren en contacto (Pavía y Cushman-Roisin, 1990). En los otros casos (vorticidad potencial diferente de cero), los remolinos resultantes no pueden permanecer en contacto sin fusionarse. Es decir: el estado final propuesto por Nof (1990) es aceptable siempre y cuando la vorticidad potencial sea cero. Si no es este el caso entonces el estado final más aceptable sigue siendo el propuesto por Pavía (1992).

El proceso de rompimiento del filamento en remolinos es más

lento de lo que sugerían los estudios anteriores. La alta resolución empleada aquí permitió sugerir que al reducir el error de aproximación numérico, el rompimiento del filamento toma más tiempo.

Sin olvidar que el modelo empleado aquí es muy limitado, podemos concluir que bajo condiciones favorables (cuando nuestro modelo aproxime mejor al océano) filamentos de alta velocidad pueden producir remolinos muy cercanos unos a los otros. En los casos de filamentos menos intensos, probablemente se produzcan remolinos alejados los unos de los otros, y en un tiempo de más de tres o cuatro meses.

Referencias

- Cushman-Roisin, B. ,1986: Frontal geostrophic dynamics. *J. Phys. Oceanogr.*, **16**,132-143.
- , W. H. Heil, y D. Nof,1985: Oscillations and rotations of elliptical warm-core rings. *J. Geophys. Res*,**90**, 11756-11764.
- Griffiths, R. W. ,P.D. Killworth, y M.E. Stern, 1982: Coupled density fronts and stability of geostrophic currents. *J. Fluid Mech.*,**117**,43-377.
- Nof. D.,1990: The breakup of dense filaments. *J. Phys. Oceanogr.*, **20**,880-889.
- Pavía, E.G., 1989: A numerical study of merging and axisymmetrization of oceanic eddies. Disertación doctoral, Florida State University, 85 pp.
- ,1992: The breakup of frontal filaments. *J. Phys. Oceanogr.*, **22**,399-403.

-----, y B. Cushman-Roisin, 1988: Modeling of oceanic fronts using a particle method. *J. Geophys. Res.*, **93**, 3554-3562.

-----, y B. Cushman-Roisin, 1990: Merging of frontal eddies. *J. Phys. Oceanogr.*, **20**, 1886-1906.

Ripa , P., 1987: On the stability of elliptical vortex solution of the shallow-water equations. *J. Fluid Mech.*, **183**, 343-363.

Salmon, R., 1983: Practical use of Hamilton's principle *J. Fluid Mech.*, **132**, 431-444.

Thompson, L., y W.R. Young, 1989: An upper bound on the size of sub-mesoscale coherent vortices. *J. Phys. Oceanogr.* ,**19**, 233-237.