



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS, MEDIO CONTINUO

ESTUDIO DE LOS MECANISMOS DEL NADO

T E S I S

QUE PARA OPTAR EL GRADO DE:

MAESTRO EN CIENCIAS (FÍSICA)

P R E S E N T A :

GONZÁLEZ LÓPEZ JUAN MANUEL

TUTOR

DR. FRANCISCO JAVIER MANDUJANO SÁNCHEZ, FACULTAD DE
CIENCIAS, UNAM.

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR:

DR. CARLOS MÁLAGA IGUÍÑIZ, FACULTAD DE CIENCIAS,
UNAM.

DR. JUAN CARLOS CAJAS GARCÍA, ENES MÉRIDA, UNAM.

CIUDAD UNIVERSITARIA, CD. MX., MÉXICO, NOVIEMBRE,
2024





Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



**PROTESTA UNIVERSITARIA DE INTEGRIDAD Y
HONESTIDAD ACADÉMICA Y PROFESIONAL
(Graduación con trabajo escrito)**

De conformidad con lo dispuesto en los artículos 87, fracción V, del Estatuto General, 68, primer párrafo, del Reglamento General de Estudios Universitarios y 26, fracción I, y 35 del Reglamento General de Exámenes, me comprometo en todo tiempo a honrar a la Institución y a cumplir con los principios establecidos en el Código de Ética de la Universidad Nacional Autónoma de México, especialmente con los de integridad y honestidad académica.

De acuerdo con lo anterior, manifiesto que el trabajo escrito titulado:

Estudio de los Mecanismos del Nado

que presenté para obtener el grado de ----Maestria---- es original, de mi autoría y lo realicé con el rigor metodológico exigido por mi programa de posgrado, citando las fuentes de ideas, textos, imágenes, gráficos u otro tipo de obras empleadas para su desarrollo.

En consecuencia, acepto que la falta de cumplimiento de las disposiciones reglamentarias y normativas de la Universidad, en particular las ya referidas en el Código de Ética, llevará a la nulidad de los actos de carácter académico administrativo del proceso de graduación.

Atentamente

A handwritten signature in black ink, appearing to read 'Juan Manuel González López'.

Juan Manuel González López
312320298

(Nombre, firma y Número de cuenta de la persona alumna)



COORDINACIÓN GENERAL DE ESTUDIOS DE POSGRADO
CARTA AVAL PARA DAR INICIO A LOS TRÁMITES DE GRADUACIÓN

Universidad Nacional Autónoma de México
Secretaría General
Coordinación General de Estudios de Posgrado

Dr. Alberto Güijosa Hidalgo
Programa de Posgrado en Ciencias Físicas
Presente

Quien suscribe, **Dr. Francisco Javier Mandujano Sánchez**, tutor(a)
principal de **Juan Manuel González López**, con
número de cuenta **312320298**, integrante del alumnado
de **Maestría en Ciencias (Física)** de ese programa, manifiesto
bajo protesta de decir verdad que conozco el trabajo escrito de graduación
elaborado por dicha persona, cuyo título es:

Estudio de los Mecanismos del Nado

, así como el reporte que contiene el resultado emitido por la herramienta
tecnológica de identificación de coincidencias y similitudes con la que se
analizó ese trabajo, para la prevención de faltas de integridad académica.

De esta manera, con fundamento en lo previsto por los artículos 96,
fracción III del Estatuto General de la UNAM; 21, primero y segundo
párrafos, 32, 33 y 34 del Reglamento General de Exámenes y; 22, 49,
primer párrafo y 52, fracción II del Reglamento General de Estudios de
Posgrado, **AVALO** que el trabajo de graduación presentado se envíe al
jurado para su revisión y emisión de votos, por considerar que cumple con
las exigencias de rigurosidad académica previstas en la legislación
universitaria.

Protesto lo necesario,

Ciudad Universitaria, Cd. Mx., a 06 de septiembre de 2024

Dr. Francisco Javier Mandujano Sánchez

Tutor(a) principal

Agradecimientos

Debo agradecer a todos los que han estado a mi lado en esta travesía que ha sido la maestría:

A mi esposa, que me ha cobijado de todos los modos posibles para que mi vida pueda centrarse en mis estudios, te debo mi estabilidad emocional.

A mis padres, que en estos dos años no dejaron de apoyarme, de ver por mi, de cuidarme y procurarme. Siempre formarán parte de mis logros, pues construyeron la base de la persona en la que me he convertido.

A mi hermana, de quien ahora esto aprendiendo demasiado. Tu sonrisa siempre me motivará y tus abrazos siempre me reconfortarán, dame más de ellos.

A Joaquín Torres, quien aún en la distancia jamás me dejó solo. A Erick Rodríguez, quien ha sido mi compañero más fiel, con quien puedo contar siempre.

Gracias al PCF, su compromiso con el conocimiento ha hecho del posgrado un ambiente sano, eficiente y productivo.

Al apoyo del proyecto PAEP 2023, gracias al cual pude terminar mi trabajo en tiempo y forma gracias a la adquisición de una tarjeta gráfica. De igual modo la Beca Nacional del CONAHCyT resultó vital para que pudiera continuar con mis estudios.

Recordaré por siempre a los docentes que tuve en esta etapa de mi vida, persona íntegras y comprometidas con enseñar. En especial agradezco al Dr. Víctor Romero, al Dr. Carlos Málaga y al Dr. Carlos Cajas, pues de ellos aprendí cosas clave en el desarrollo de mi proyecto y también en mi desarrollo personal.

Al Dr. Francisco Mandujano, quien siempre me ha apoyado, escuchado y corregido. Bajo su tutela he crecido mucho profesionalmente y me da gusto que me considere un colega.

Por último pero no menos importante a los miembros de mi comité tutor y a mis sinodales, gracias a su supervisión este escrito es algo de lo que me siento orgulloso.

Índice general

Agradecimientos	III
1. Introducción	3
2. Planteamiento del Problema	7
2.1. Creación del perfil y descripción de su movimiento	9
2.2. Esquema Numérico	13
2.3. Clasificación de las estelas	15
3. Resultados	17
3.1. Experimentos	17
3.2. Efecto del cabeceo en el nado	18
3.3. Influencia de la razón de deformación en el nado	23
3.4. Mejoramiento del nado	29
3.5. Desempeño variando el Strouhal	32
3.6. Perfil que cambia de dirección	34
3.7. Nado a Reynolds bajos	37
4. Conclusiones	38

Glosario

θ_0 : amplitud de oscilación de la cola del perfil

A : amplitud de oscilación del cuerpo del perfil

w : ancho máximo del perfil

h : comba de la línea media del perfil

X y Y : coordenadas adimensionales

ρ : densidad del fluido

ϕ : frecuencia de movimiento del perfil

l : largo del perfil

U : magnitud de la velocidad del fluido lejos del perfil

Re : número de Reynolds

St : número de Strouhal

δ : parámetro que modula el cabeceo del perfil

\vec{R} : posición del centro de masa del perfil

p : presión del fluido

\vec{s} : punto sobre la superficie del perfil

P_f : punto fijo del perfil desde su sistema de referencia

W : razón de aspecto del perfil

R_D : razón de deformación

L : razón entre largo del perfil y su comba

t : tiempo

\vec{V} : velocidad de la superficie del perfil

\vec{u} : velocidad del fluido

ν : viscosidad del fluido

Resumen

En este trabajo se caracterizó la deformación de diversos perfiles con movimiento forzado y su influencia en su capacidad de nado. Esto se logró simulando flujo libre bidimensional de un fluido newtoniano e incompresible usando el método de Boltzmann en redes; a este flujo se enfrentaron los perfiles tratándose así de un problema fluido-estructura.

El método de Boltzmann es altamente paralelizable, por lo que se utilizó programación en paralelo sobre una tarjeta gráfica para su implementación.

Se realizaron experimentos numéricos en donde se exploró la respuesta del flujo a estas deformaciones con el objetivo de encontrar aquel perfil que nadara oponiéndose al flujo y que lo hiciera a mayor velocidad para después probar este mismo perfil ante distintos flujos. Se estudiaron las posiciones y velocidades de los perfiles como función de sus parámetros geométricos encontrando una relación entre las deformaciones de los perfiles con la estabilización o nado recto, la maniobrabilidad o cambio de dirección durante el nado, la autopropulsión y la velocidad. Así mismo se observaron distintos tipos de estelas detrás de los perfiles y se dio explicación a su mecanismo de formación. Muchas de las estelas observadas resultaron ser estelas cortas, resultado del tipo de deformación del perfil.

Capítulo 1

Introducción

Entender cómo los organismos capaces de nadar lo hacen de formas tan diversas y con diferentes objetivos como la caza o la emigración, es de gran importancia pues deja en evidencia la influencia del ambiente en el desarrollo de ciertas estructuras como aletas o colas, así como el desarrollo de cuerpos más, o menos elongados. Estos aspectos son centrales en estudios biológicos [7, 9, 22]. Algunas formas de nado reciben su nombre de las especies que las desarrollan. Entre las más comunes se encuentran los estilos carangiforme, subcarangiforme, anguiliforme y tuniforme. El nado carangiforme, característico de la familia de peces Carangidae, está dominado por el movimiento oscilatorio de la mitad anterior del cuerpo. El nado subcarangiforme se diferencia del carangiforme en que el movimiento es ondulatorio en lugar de oscilatorio. El nado tuniforme, observado en los atunes, se caracteriza por un movimiento oscilatorio de la cola. Finalmente, el nado anguiliforme, propio de anguilas, morenas y congrios, se describe como un movimiento puramente ondulatorio que involucra todo el cuerpo del pez [7].

Otros aspectos relevantes en el estudio del nado son la eficiencia, la maniobrabilidad y la rapidez, siendo estos vitales para la industria, sobre todo en la creación de vehículos bioinspirados. En este contexto, la eficiencia de un perfil autopropulsado puede entenderse como un cociente entre su energía cinética y el trabajo que realiza al moverse [14]; la maniobrabilidad de un perfil puede entenderse como su capacidad para nadar cambiando de dirección de manera controlada.

Se han realizado estudios enfocados en el desarrollo de este tipo de vehículos los cuales

pueden ser usados en exploración marina remota o tripulada [2, 24, 25], en donde se explica la necesidad de que éstos sean eficientes, resistentes y ágiles. Se han realizado avances gracias a la implementación de nuevas tecnologías y materiales desarrollados gracias a un mayor entendimiento de los mecanismos subyacentes al nado.

Es por ello que muchos estudios se han hecho alrededor del nado, tanto numéricos como experimentales y con diversas perspectivas. Una de los enfoques más comunes es estudiar perfiles rígidos que coletean. Se ha adoptado este enfoque debido a que en el nado caranguiforme, el modo más eficiente de moverse en el ambiente acuático, la dinámica está dominada por el movimiento de la cola la cual se suele aproximar por un perfil rígido. Con esta aproximación de perfil rígido algunos trabajos [3, 10, 17, 21] han optado por estudiar distintos perfiles, estudiar las estelas que forman dichos perfiles o estudiar las fuerzas hidrodinámicas involucradas. Gracias a estos estudios fue posible caracterizar la transición de una calle de von Kármán a una calle invertida de von Kármán (vKw y $ivKw$ respectivamente, por sus siglas en inglés) la cual es una transición asociada a la transición arrastre-empuje; es decir, una $ivKw$ está asociada al nado [27]. Sin embargo, estos perfiles no son capaces de nadar a números de Reynolds bajos si el fluido es Newtoniano, pues si $Re \rightarrow 0$ las ecuaciones tienden a las ecuaciones de Stokes, cuyas soluciones son cinemáticamente reversibles [20].

Por la reversibilidad cinemática y para aproximar el movimiento de los peces anguiformes, otra de las aproximaciones más comunes es estudiar perfiles que se deforman montado una onda viajera en su superficie [3, 5, 12, 19, 30]. Esta deformación no es reversible cinemáticamente y por ende se suele probar a números de Reynolds bajos $Re < 300$, con un fluido Newtoniano. Del mismo modo, con esta aproximación se encuentra la transición arrastre-empuje asociada a la transición vKw - $ivKw$, aunque esta vez es posible explorar el comportamiento a Re bajos. Este enfoque puede ser ampliado considerando perfiles cuya superficie se deforma adquiriendo una velocidad tangencial, lo que ayuda a que los vórtices que se forman sean desplazados hacia atrás del perfil y desprendidos en la cola.

El desprendimiento de vórtices y las calles que se forman detrás de los perfiles ha sido crucial en el entendimiento del nado. Un ejemplo académico que ilustra esto es formar una estela con dos hileras de vórtices potenciales, ambas hileras separadas una distancia b

medida entre las líneas que unen el núcleo de los vórtices de una misma hilera, mientras que los vórtices en la misma hilera son del mismo signo y equidistantes separados una distancia a medida entre los núcleos de vórtices contiguos, todos los vórtices tienen la misma intensidad y circulación Γ (esquemático en la Figura 1.1). Esta dinámica genera una velocidad resultante \vec{u} a la mitad de las hileras de vórtices paralela a estas, lo cual ayuda a entender cómo esta estela, conocida como calle invertida de von Kármán, está asociada al nado.

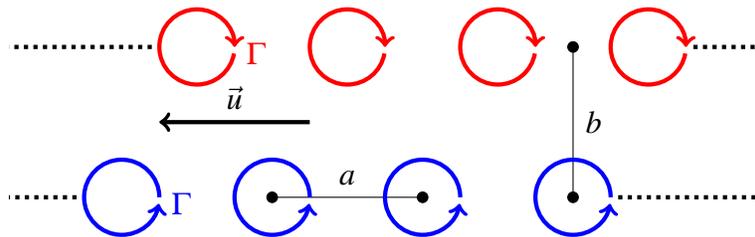


Figura 1.1: Calle invertida de von Kármán formada por dos hileras infinitas de vórtices potenciales todos de igual intensidad. En azul se muestra la vorticidad negativa y en rojo la positiva.

La mayoría de los estudios suelen adoptar las aproximaciones de fluido Newtoniano y flujo bidimensional e incompresible. Para empezar, tanto el agua como el aire (que son los dos fluidos más abundantes del planeta) se comportan como fluidos Newtonianos y suelen producir flujos que con buena aproximación se comportan como incompresibles en los regímenes asociados al nado y al vuelo de animales. Adicionalmente, estas aproximaciones tienen ventajas en las ramas experimental, teórica y computacional. Por un lado la aproximación de flujo bidimensional permite la implementación de más técnicas de visualización de fluidos en el caso de experimentación (PIV o Schlieren por mencionar algunos) y también que estas sean más sencillas de implementar; reduce el tiempo y la capacidad de cómputo necesarios para hacer simulaciones numéricas, lo que hace más accesible la realización de este tipo de estudios. Finalmente, esta aproximación aunada a las aproximaciones de fluido invíscido, newtoniano y flujo incompresible favorecen la creación de modelos analíticos, por ejemplo, al aprovechar la teoría de flujo potencial o al poder dar una forma explícita del tensor de esfuerzos.

En este trabajo nos enfocamos en un perfil cuya superficie se deforma adquiriendo solo

velocidad normal. Para esto el perfil es colocado en un canal bidimensional y se enfrenta a un flujo incompresible de un fluido Newtoniano, por lo que se requiere resolver las ecuaciones de Navier-Stokes para un flujo incompresible.

Para resolver dichas ecuaciones se usó el método de Boltzmann en redes, que es la versión numérica bidimensional de la ecuación de Boltzmann usando la aproximación Bhatnagar, Gross y Krook [16].

El perfil utilizado es uno basado en el perfil asimétrico de Joukowsky, para el cual existe una relación analítica que facilita su implementación. Otra ventaja de este perfil es que inicialmente cuenta con solo dos parámetros geométricos: su razón de aspecto y una medida de la deformación del perfil, por lo que presenta una ventaja sobre otros perfiles ampliamente usados. La expresión analítica que describe este perfil fue modificada para imponerle un movimiento periódico a su superficie de forma que su área permanece constante en todo momento.

El trabajo se divide en tres capítulos. En el primero se plantea el problema general; se exponen las ecuaciones a resolver y el método numérico usado para su resolución. También se esquematiza la creación del perfil y todos los parámetros que modulan su deformación. En el segundo capítulo se plantean los experimentos realizados y se justifica la elección de parámetros usados, tanto los del fluido como los del perfil. A su vez, en este capítulo se presentan los resultados obtenidos de dichos experimentos, dando una descripción detallada de los mecanismos presentes en este perfil implicados en el nado. En el tercer capítulo se presentan las conclusiones y perspectivas a futuro que complementarían este trabajo.

Capítulo 2

Planteamiento del Problema

El objetivo de este trabajo es estudiar el flujo incompresible y libre bidimensional de un fluido newtoniano, alrededor de un perfil flexible. El fluido tiene una velocidad inicial constante y unidireccional U lejos de este. Del mismo modo la presión p_0 lejos del perfil es constante.

El perfil se encuentra inmerso en un espacio infinito bidimensional. Para encontrar el flujo se resuelven las ecuaciones de Navier-Stokes para un flujo incompresible,

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \vec{u}, \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0, \quad (2.2)$$

$$\vec{u}(\vec{s}, t) = \vec{V}(\vec{s}, t) \quad (2.3)$$

donde $\vec{u}(\vec{r}, t)$ es campo de velocidades del fluido, $p(\vec{r}, t)$ el campo de presiones, \vec{s} un punto sobre la superficie del perfil, \vec{V} la velocidad en \vec{s} , ρ la densidad del fluido y ν su viscosidad cinemática.

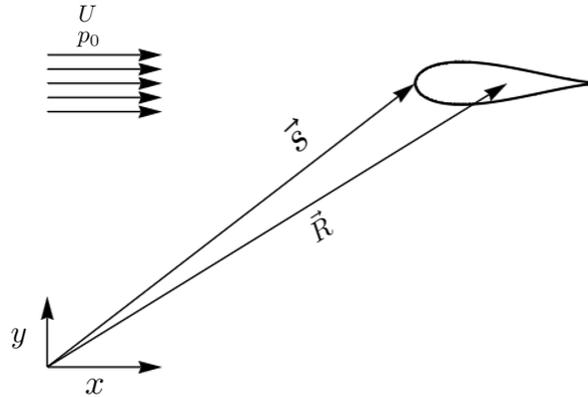


Figura 2.1: Esquema del problema a estudiar. U y p_0 son la velocidad y presión del flujo lejos del perfil, \vec{s} es un vector que va desde el origen de coordenadas hacia un punto en la superficie del perfil y \vec{R} es el vector que va desde el origen de coordenadas hacia el centro de masa del perfil, que en este trabajo coincide con el centro geométrico del perfil.

La posición del perfil será reportada como la posición de su centro de masa \vec{R} , la cual coincide con su centro geométrico. Dado que el perfil está libre, \vec{R} será obtenida usando la segunda ley de Newton, la cual se obtiene resolviendo

$$m \frac{d^2 \vec{R}}{dt^2} = \vec{F}, \quad (2.4)$$

donde m es la masa del perfil y \vec{F} la fuerza hidrodinámica que actúa sobre el perfil, la cual se obtiene directamente del método numérico. Esta fuerza es la integral sobre la superficie del perfil del producto punto entre el tensor de esfuerzos y el vector normal a la superficie.

Se debe aclarar que solo se resuelven las ecuaciones de traslación y no de rotación, por lo que no se han tomado en cuenta efectos de torca inducidos por el flujo.

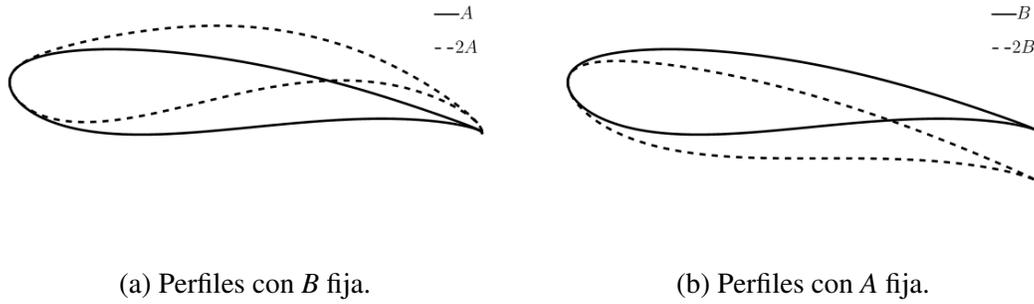


Figura 2.3: Esquematación del efecto de la modificación de los parámetros A y B para el perfil orgánico.

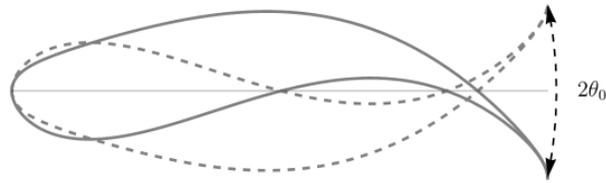


Figura 2.4: Amplitud de oscilación de la cola del perfil.

Al adimensionalizar la ecuación (2.5) usando los parámetros $Y(x,t) = \frac{y(x,t)}{l}$, $X = \frac{x}{l}$, $W = \frac{w}{l}$ (razón de aspecto) y $L = \frac{l}{8h}$ se obtiene la relación

$$\begin{aligned}
 Y(X,t) = & \pm 0.385W(1 - 2X)\sqrt{1 - 4X^2} \\
 & + A \sin \phi t \left(\sqrt{0.25 + L^2 + \frac{X}{2}} - L \right) \sqrt{0.25 + L^2 - X^2} \sqrt{1 - 4X^2} \\
 & - B \sin \phi t \left(\sqrt{0.25 + L^2 + \frac{X}{2}} - L \right).
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

Partiendo de los resultados de la tesis [11] se fijarán los parámetros $W = 1/6$, $L = 0.21$ y se trabajará con la razón de deformación definida como $R_D := A/B$. Si $R_D < 1.8$ el perfil presenta un movimiento más cercano a un coleteo rígido (ver Figura (2.5)), mientras que

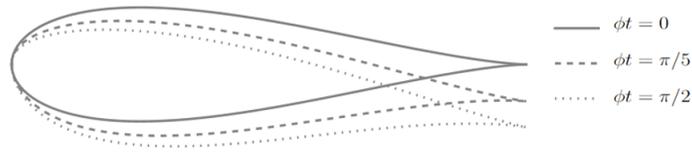


Figura 2.5: Perfil orgánico con $R_D = 0.5$ para tres instantes de tiempo.

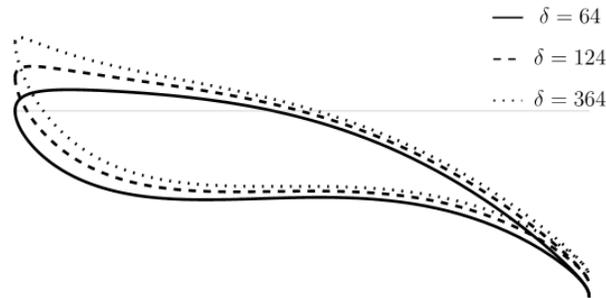


Figura 2.6: Perfil orgánico comparado con dos perfiles que cabecean con $R_D = 2$.

$R_D > 1.8$ es ya notoria la deformación del cuerpo.

Partiendo de la relación (2.6) es posible obtener un perfil cuyo punto fijo no se encuentre en la cabeza sino en algún punto dentro del mismo, dando la apariencia de un perfil que se deforma cabeceando a la vez que coletea. Esto se logra con la expresión:

$$\begin{aligned}
 Y(X,t) = & \pm 0.385W(1 - 2X)\sqrt{1 - 4X^2} \\
 & + A \sin \phi t \left(\sqrt{0.25 + \frac{64}{\delta}L^2 + \frac{X}{2}} - L \right) \sqrt{0.25 + L^2 - X^2} \sqrt{1 - 4X^2} \\
 & - B \sin \phi t \left(\sqrt{0.25 + \frac{64}{\delta}L^2 + \frac{X}{2}} - L \right),
 \end{aligned} \tag{2.7}$$

En la Figura (2.6) se aprecia la influencia de δ en el perfil, que es dotar a la cabeza de movimiento. Es claro que cuando $\delta = 64$ se obtiene el perfil orgánico. Un aumento del valor δ implica un aumento en la amplitud de oscilación de la cabeza del perfil así como un afilamiento de la misma.

Además, para este perfil

$$\theta_0 = B \left(\sqrt{\frac{l^2}{2} + \frac{l^4}{\delta h^2}} - \frac{l^2}{8h} \right).$$

Este perfil presenta otra particularidad: la intersección de la línea media del perfil con el eje $Y = 0$ representa un punto fijo para el perfil. Para los perfiles con $L = 0.21$, $W = 1/6$ y para todo δ , si $R_D \leq 1.8$ el perfil tendrá un punto fijo P_f ; este punto fijo está en la cabeza para $\delta = 64$ y se recorre hacia la cola a medida que δ aumenta (ver Figura 2.8). Por otro lado, si $R_D > 1.8$ habrá tres puntos fijos, dos simétricos respecto a la mitad del perfil (P_1 y P_2) y otro más entre la mitad y el punto P_1 (Figuras (2.7a) y (2.7b)). La obtención de estos puntos fijos se logra al resolver la ecuación:

$$\begin{aligned} 0 = & A \sin \phi t \left(\sqrt{0.25 + \frac{64}{\delta} L^2 + \frac{X}{2}} - L \right) \sqrt{0.25 + L^2 - X^2} \sqrt{1 - 4X^2} \\ & - B \sin \phi t \left(\sqrt{0.25 + \frac{64}{\delta} L^2 + \frac{X}{2}} - L \right), \end{aligned} \quad (2.8)$$

donde el lado derecho representa la ecuación de la línea media. La ecuación (2.8) tiene tres soluciones de las cuales una siempre es real y las otras dos son reales solo si $1.8 < R_D$.



(a) Perfil con $\delta = 400$ y $R_D = 1$.

(b) Perfil con $\delta = 400$ y $R_D = 3$.

Figura 2.7: Puntos fijos del perfil para perfiles con distinta R_D .

Todos los perfiles descritos conservan el área. Esto se puede demostrar al partir todas las expresiones en una parte dependiente del tiempo y otra parte independiente del tiempo:

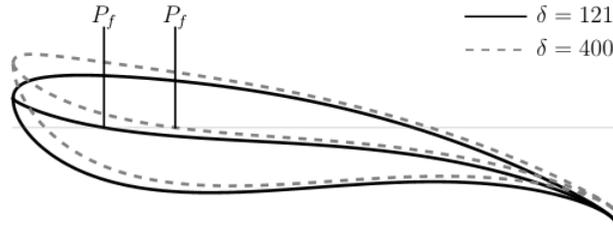


Figura 2.8: Posición del punto fijo para dos valores de δ y $R_D = 2$.

$$Y = \pm H(X) + J(X, t), \quad (2.9)$$

el signo positivo corresponde a la parte superior de la curva, mientras que el signo negativo corresponde a la parte inferior. De este modo el área I se puede calcular como

$$\begin{aligned} I &= \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} Y dX, \\ &= \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} (H(X) + J(X, t)) dX - \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} (-H(X) + J(X, t)) dX \\ &= 2 \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} H(x) dX. \end{aligned}$$

Esta ecuación no es dependiente del tiempo, por lo que se concluye que el área se conserva.

2.2. Esquema Numérico

Para resolver las ecuaciones (2.1) y (2.2) se implementó el método de Boltzmann en redes (Lattice-Boltzmann Method o LBM por sus siglas en inglés), el cual es un método estadístico que consiste en simular el comportamiento de una distribución de probabilidad en una red discreta. Para la implementación de este método se introduce la función de distribución de probabilidad discreta $f_k(\vec{r}, t)$ que indica la probabilidad de encontrar una partícula en la posición \vec{r} al tiempo t con velocidad \vec{e}_k , la cual evoluciona en el tiempo y el

espacio de acuerdo a la ecuación

$$f_k(\vec{r} + \vec{e}_k, t + 1) = f_k(\vec{r}, t) + \frac{1}{\lambda} (f_k(\vec{r}, t) - f_k^{eq}(\vec{r}, t)), \quad (2.10)$$

donde la parte derecha de la ecuación representa el comportamiento de partículas relajándose a un estado de equilibrio local después de un tiempo λ debido a colisiones binarias, siendo λ el tiempo de relajación el cual está relacionado con la viscosidad cinemática vía $\lambda = 3\nu + \frac{1}{2}$, \vec{e}_k son las velocidades microscópicas y f^{eq} es la función de distribución discreta de Maxwell para el equilibrio térmico; en este trabajo se usó específicamente el método de Boltzmann en redes para un espacio bidimensional considerando la interacción con nueve vecinos (esquema D2Q9) [16], por lo que la distribución de Maxwell discreta está dada por

$$f_k^{eq}(\vec{r}, t) = w_k \rho \left(1 + 3(\vec{e}_k \cdot \vec{u}) + \frac{9}{2}(\vec{e}_k \cdot \vec{u})^2 - \frac{3}{2}(\vec{u} \cdot \vec{u}) \right), \quad (2.11)$$

donde ρ es la densidad del fluido, $k \in [0, 1, \dots, 8]$, $w_0 = 4/9$, $w_k = 1/9$ para $k = 1, 2, 3, 4$ y $w_k = 1/36$ para $k = 5, 6, 7, 8$. Las velocidades microscópicas están dadas por

$$\vec{e}_k = \begin{cases} (0, 0) & k = 0 \\ (1, 0), (0, 1), (-1, 0), (0, -1) & k = 1, 2, 3, 4 \\ (1, 1), (-1, 1), (-1, -1), (1, -1) & k = 5, 6, 7, 8 \end{cases} \quad (2.12)$$

Haciendo uso de este método es posible calcular la densidad y el campo de velocidades macroscópicas como

$$\rho(\vec{r}, t) = \sum_{k=0}^8 f_k(\vec{r}, t),$$

$$\rho(\vec{r}, t) \vec{u}(\vec{r}, t) = \sum_{k=0}^8 \vec{e}_k f_k(\vec{r}, t).$$

Las ecuaciones (2.1) pueden ser deducidas partiendo de las ecuaciones (2.10) para números de Mach pequeños usando el procedimiento desarrollado por Chapman y Enskog [15, 29], por lo que resolver este método numérico es equivalente a resolver las ecuaciones de Navier-Stokes.

El algoritmo descrito en la ecuación (2.10) da un método explícito para los nodos con

vecinos dentro del dominio del fluido. Para los nodos adyacentes a las paredes las funciones de distribución están dadas por las condiciones de frontera; se impusieron las condiciones de frontera para paredes rígidas curvas dadas por Zhaoli Guo et al. [13]. Para los nodos adyacentes a la geometría impuesta las funciones de distribución se separaron en una parte en equilibrio (aproximándolas con funciones ficticias que refuerzan las condiciones de frontera) y una parte fuera de equilibrio. Además, la condición de no deslizamiento en la frontera del perfil se recrea con la condición de rebote o half way bounce-back [6]. Las fuerzas de arrastre y sustentación se determinaron implementando el método de intercambio de momento propuesto por Renwei Mei et al. [18].

Una vez determinada la fuerza hidrodinámica se resuelve la ecuación [2.4] usando el algoritmo de integración de Verlet [26] en cada paso de tiempo para obtener la posición del centro de masa.

2.3. Clasificación de las estelas

Las estelas fueron clasificadas siguiendo la nomenclatura de Williamson y Roshko [28], en la cual se contabilizan la cantidad de vórtices desprendidos por periodo y si estos lo hacen individualmente S o en pares P . Si se desprenden n vórtices de manera individual y m en pares por periodo la estela se nombrará $nS + mP$; para el caso de una estela $2S$ esta recibe el nombre de calle de von Kármán (vKw por sus siglas en inglés). En la Figura 2.9 se observan diferentes patrones con su respectiva clasificación.

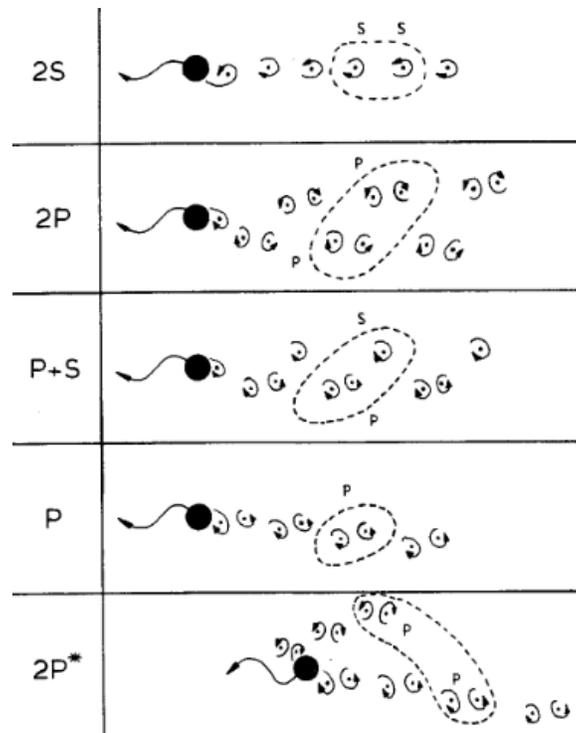


Figura 2.9: Clasificación de las estelas formadas detrás de un cilindro oscilante. Imagen tomada del artículo "Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder" [28].

Capítulo 3

Resultados

3.1. Experimentos

Las simulaciones numéricas se realizaron usando una red cuadrada uniforme para mallar un canal rectangular de 8,000 nodos de largo por 6,000 nodos de ancho. Los perfiles tuvieron un largo de 420 nodos (aproximadamente un $1/20$ del largo del canal) y un ancho de 70 nodos (aproximadamente un $1/80$ del ancho del canal); para minimizar efectos de borde, los perfiles se colocaron a 6,000 nodos de la entrada del canal (14 veces el largo de los perfiles) y para mantener la simetría horizontal se colocaron a la mitad (a lo ancho) del canal. El tamaño de la red es tal que los resultados no varían notablemente con un refinamiento de la misma, basado en los resultados de [17] en donde se muestra que la convergencia de los resultados es casi cuadrática con el número de nodos. Cada experimento tomó aproximadamente dos tres de simulación, salvo aquellos destinados a la visualización del flujo que tardaron lo doble debido a la resolución necesaria.

Para caracterizar al flujo se usaron los números de Reynolds Re_{θ_0} y de Strouhal St_{θ_0} . Se estudió la viabilidad en el nado de los perfiles en números de Reynolds bajos, por lo que se utilizaron $Re_{\theta_0} = 2.7, 5.4$; por otro lado se utilizaron números de Strouhal reportados para el nado, así $St_{\theta_0} \in [0.09, 0.32]$. El sub-índice de los números de Reynolds y Strouhal se usará para aclarar que estos números están referidos a la amplitud de oscilación de la

cola del perfil; esto es

$$Re_{\theta_0} = \frac{2\theta_0 U}{\nu}, \quad (3.1)$$

$$St_{\theta_0} = \frac{2\theta_0 \phi}{2\pi v_{max}}, \quad (3.2)$$

donde v_{max} es la velocidad máxima del perfil, siendo esta la velocidad vertical del perfil en $X = 1/2$ al tiempo inmediatamente después a $t = 0$.

Para caracterizar al perfil es necesario especificar cuatro parámetros geométricos, L , W , δ y R_D , así como la frecuencia de nado ϕ . Basado en los resultados de [11], al utilizar $L = 0.21$ y variar el número de Reynolds y/o Strouhal se obtienen una decente variedad de estelas diferentes, por lo cual se fijó este parámetro. También se fijó $W = 1/6$ siguiendo lo propuesto en [17]. ϕ queda determinado al especificar el valor de los números de Reynolds y Strouhal. Finalmente δ y R_D se considerarán como variables.

Modificar el parámetro δ solo modifica la amplitud de oscilación de la cabeza y la posición de él (o los) puntos fijos, por lo que los perfiles que solo difieran en este parámetro serán referidos como el mismo perfil. Sin embargo, modificar el parámetro R_D modifica la forma en la que tanto la cola como el cuerpo se deforman, también modifica la cantidad de puntos fijos en el perfil, lo que tiene una fuerte influencia en la forma de la estela que forma el perfil, por lo que dos perfiles que difieran en R_D serán referidos como perfiles distintos.

Se estudiaron las posiciones adimensionales horizontales X y verticales Y del perfil, así como sus velocidades adimensionales horizontal (velocidad de crucero) $\bar{v}_x = v_x/U$ y vertical $\bar{v}_y = v_y/U$, esto como función del tiempo adimensional $\bar{t} = \frac{U}{l}t$ y de los parámetros R_D y δ , todo referido a su centro de masa.

3.2. Efecto del cabeceo en el nado

Como primer experimento se fijaron $Re_{\theta_0} = 5.4$, $St_{\theta_0} = 0.09$; en [11] se reporta que un perfil orgánico con $R_D = 3$ genera estelas vKw, por lo cual se utilizará este valor para estudiar el efecto del cabeceo en el nado. Con este valor de R_D este perfil tienen tres puntos fijos, dos de ellos aproximadamente a $1/3$ y $2/3$ del perfil y el otro punto fijo varía dependiendo del valor de δ . Con este experimento se busca determinar la importancia del

cabeceo en el desempeño de un perfil.

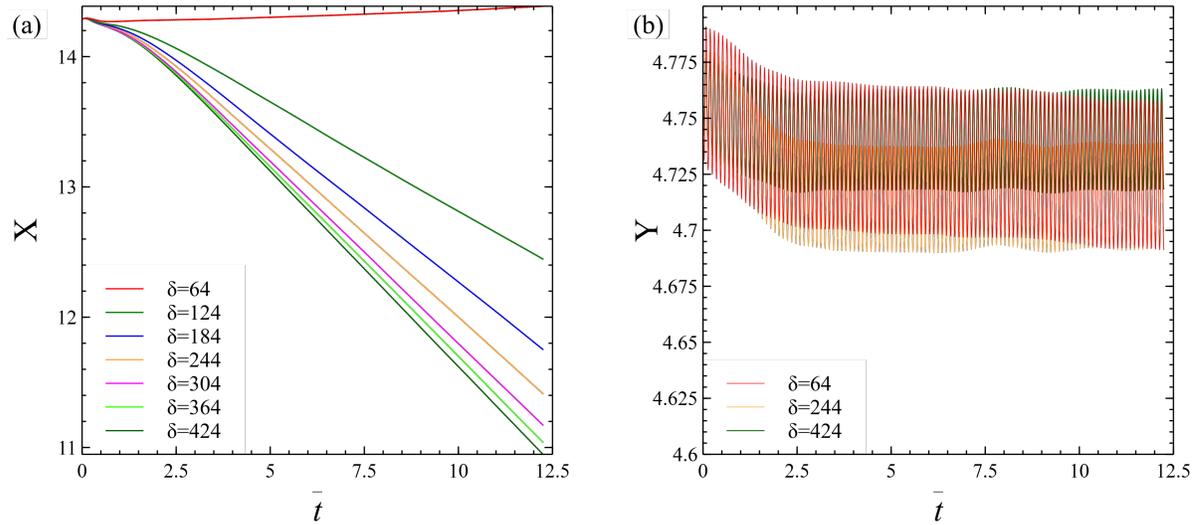


Figura 3.1: Posiciones horizontal (a) y vertical (b) del centro de masa como función del tiempo para el perfiles con $R_D = 3$ y distintos δ .

En la Figura 3.1 (a) se aprecia que, pasando el transiente, la posición horizontal del perfil como función del tiempo tiene un comportamiento lineal, por lo que este perfil presenta una velocidad de cruce constante, cuya magnitud es la pendiente de las rectas. A medida que aumenta δ lo hace también la velocidad de cruce.

Por otro lado en la Figura 3.1 (b) se aprecia que la posición vertical del perfil oscila alrededor de una recta. Esta oscilación es pequeña comparada con el ancho del perfil.

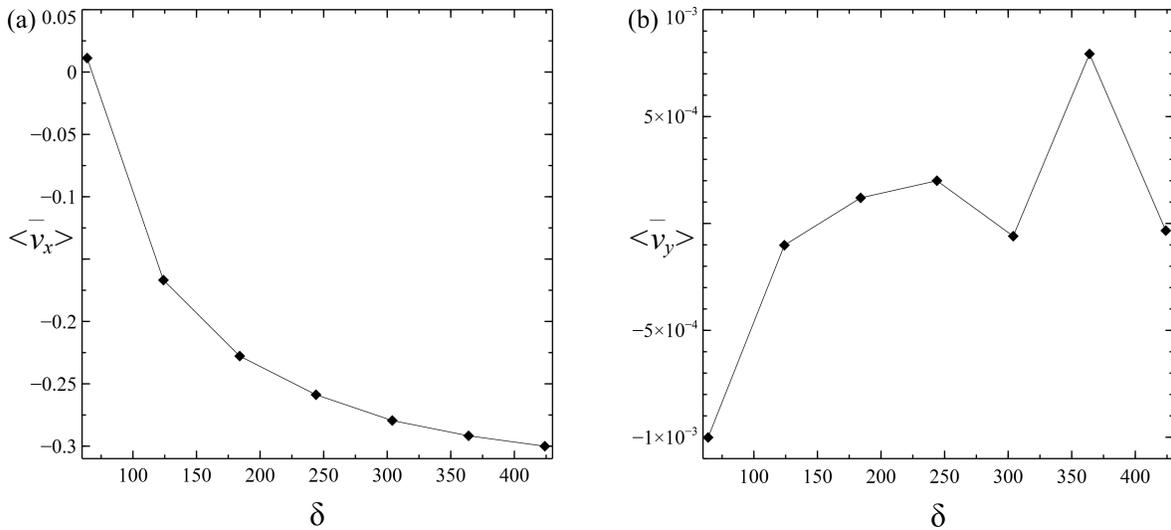


Figura 3.2: Velocidades horizontal (a) y vertical (b) como función de δ para perfiles con $R_D = 3$.

Este perfil tiende a nadar casi en línea recta, sin desviarse verticalmente, y es el cabeceo el que dota de estabilidad al nado, lo que se aprecia en la Figura 3.2 (b), al ser $\delta = 424$ el que minimiza la velocidad vertical. Aunado a la estabilidad, el cabeceo también aumenta la velocidad de crucero del perfil, pasando de una velocidad de crucero positiva (el perfil es arrastrado por la corriente) a nadar contra corriente al 30% de la velocidad de entrada.

En la Figura 3.2 (a) se observa que el perfil con $\delta = 424$ es el perfil que nada a una mayor velocidad de crucero a la vez que minimiza la velocidad vertical. Este experimento pone de manifiesto la importancia del cabeceo en el nado, no solo estabiliza verticalmente al perfil sino que también aumenta la velocidad de crucero del mismo.

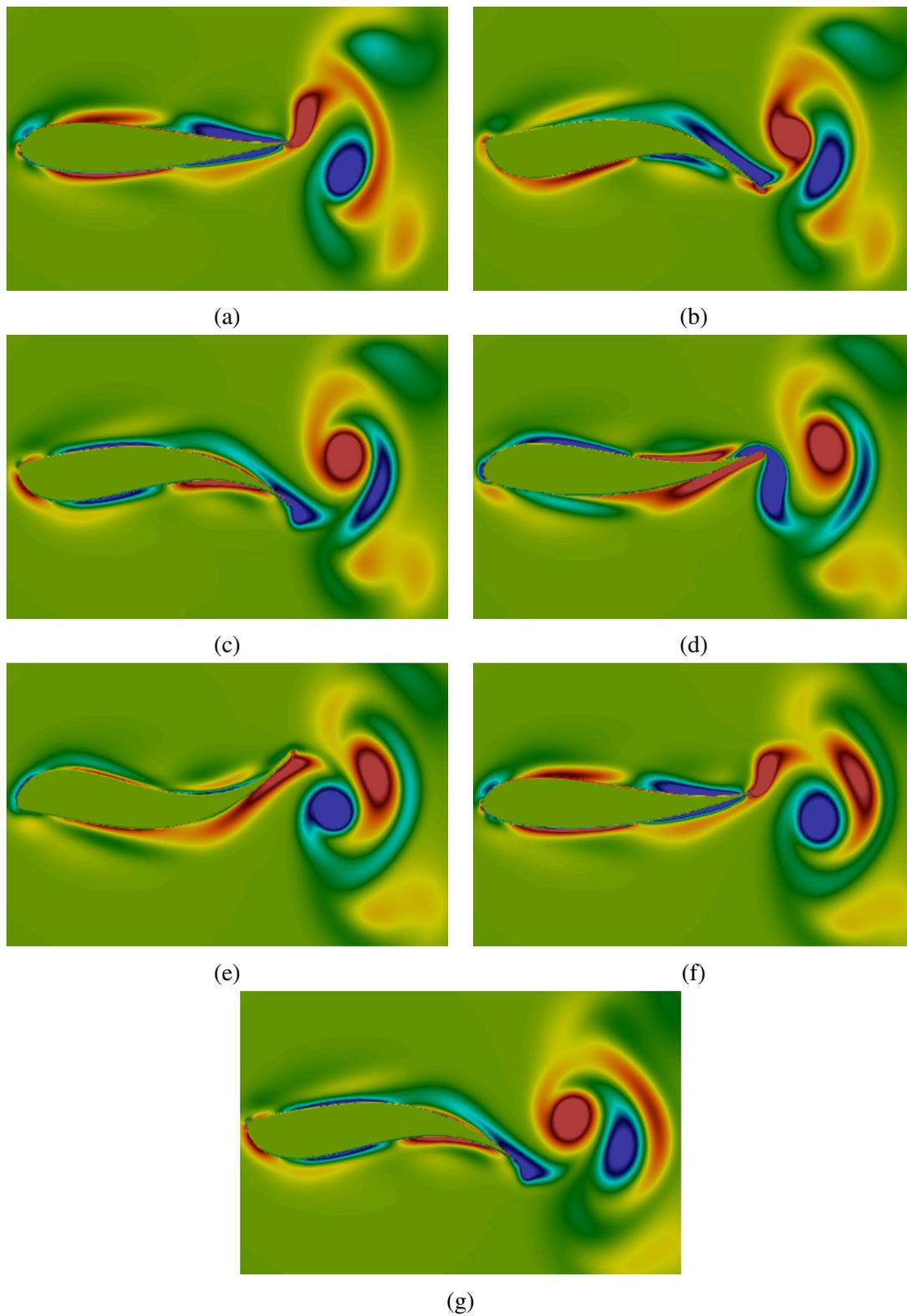


Figura 3.3: Esquema de formación de vórtices para el perfil con parámetros $R_D = 3$ y $\delta = 244$. En azul se muestra la vorticidad negativa y en rojo la vorticidad positiva. En cada imagen se muestra el perfil en diferentes instantes de tiempo. Si T es el período del movimiento del perfil, las imágenes corresponden a los siguientes tiempos, módulo T , (a) 0, (b) $T/5$, (c) $2T/5$, (d) $3T/5$, (e) $4T/5$, (f) 0 y (g) $T/5$.

Las estelas se forman por el desprendimiento de vórtices en la cola del perfil. Hay tres zonas desde las cuales se crean vórtices: la cabeza, la mitad del cuerpo y la cola; a estos vórtices los llamaremos vórtices de cabeza, cuerpo y cola, respectivamente.

Los vórtices de cola comienzan a formarse cuando esta se encuentra en una de sus posiciones máximas laterales y cambia de dirección, desprendiéndose totalmente cuando la cola llega al otro extremo y de nuevo cambia su dirección de movimiento (ver Figuras 3.3 (a), (b) y (c)); de este modo se forman *ivKw*.

Los vórtices de cuerpo se forman en las zonas laterales del perfil, dos en la parte superior (a la izquierda y a la derecha) y dos en la parte inferior. En la parte superior, cuando la superficie del perfil se hace cóncava se forman un vórtice negativo a la izquierda y uno positivo a la derecha y cuando se hace convexa se forman uno positivo a la izquierda y uno negativo a la derecha; lo mismo ocurre en la parte inferior del perfil. Los vórtices de la izquierda se difunden rápidamente mientras que los de la derecha viajan a la cola y se suman a los vórtices de cola (ver Figura (3.3)).

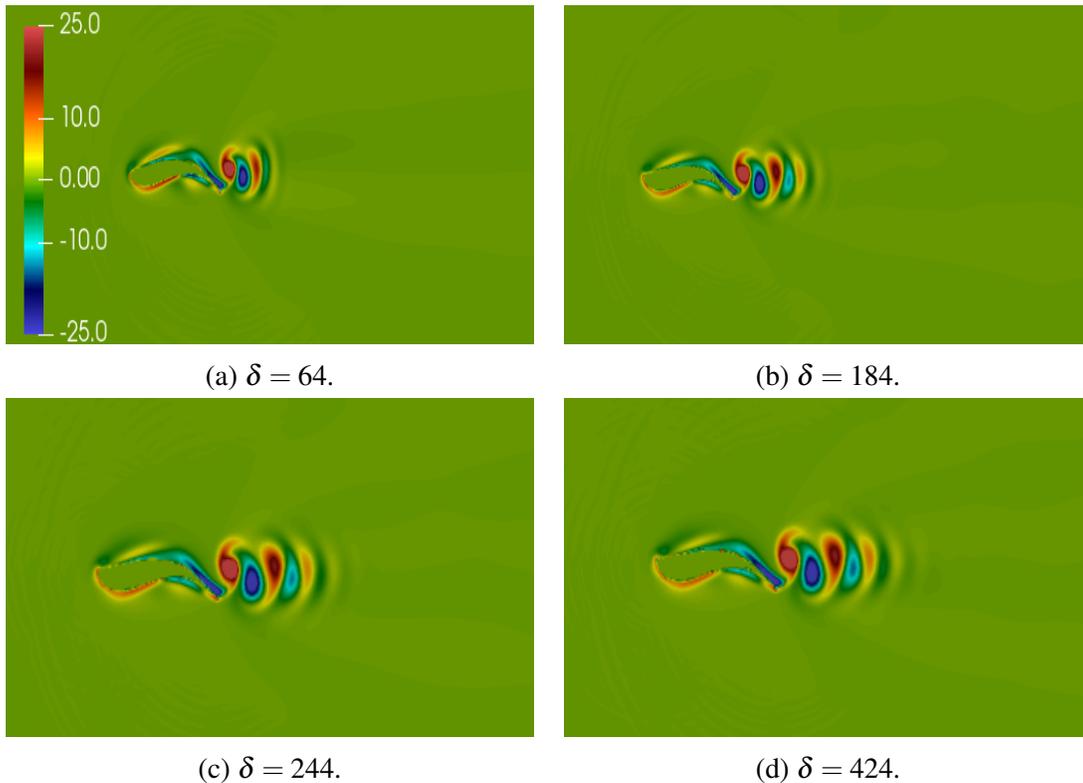


Figura 3.4: Estelas de perfiles con $R_D = 3$ y distintos δ . En azul se muestra la vorticidad negativa y en rojo la vorticidad positiva.

Las estelas que forma este perfil son todas ivKw, lo que concuerda con los resultados de Godoy-Diana [10] acerca de la transición arrastre-empuje y la transición vKw-ivKw.

Lo relevante de estos perfiles es que el tamaño de la estela es del orden de magnitud del largo del perfil; es una estela que siempre está pegada al perfil y que no cambia notablemente su tamaño a lo largo de todo el recorrido del perfil. A medida que aumenta δ lo hace el grado de concavidad del cuerpo del perfil, permitiendo la formación de vórtices de cuerpo más intensos y con ello el aumento de la intensidad de los vórtices desprendidos y el largo de la estela. Estos perfiles tienen una mayor velocidad de crucero a medida que aumenta el largo de su estela.

3.3. Influencia de la razón de deformación en el nado

En este experimento se enfrentaron a diversos perfiles al mismo flujo, con $Re_{\theta_0} = 5.4$, $St_{\theta_0} = 0.09$, todos compartiendo el mismo parámetro de cabeceo $\delta = 364$. Estos perfiles difieren en el parámetro R_D el cual se variará entre 0.1 y 4.

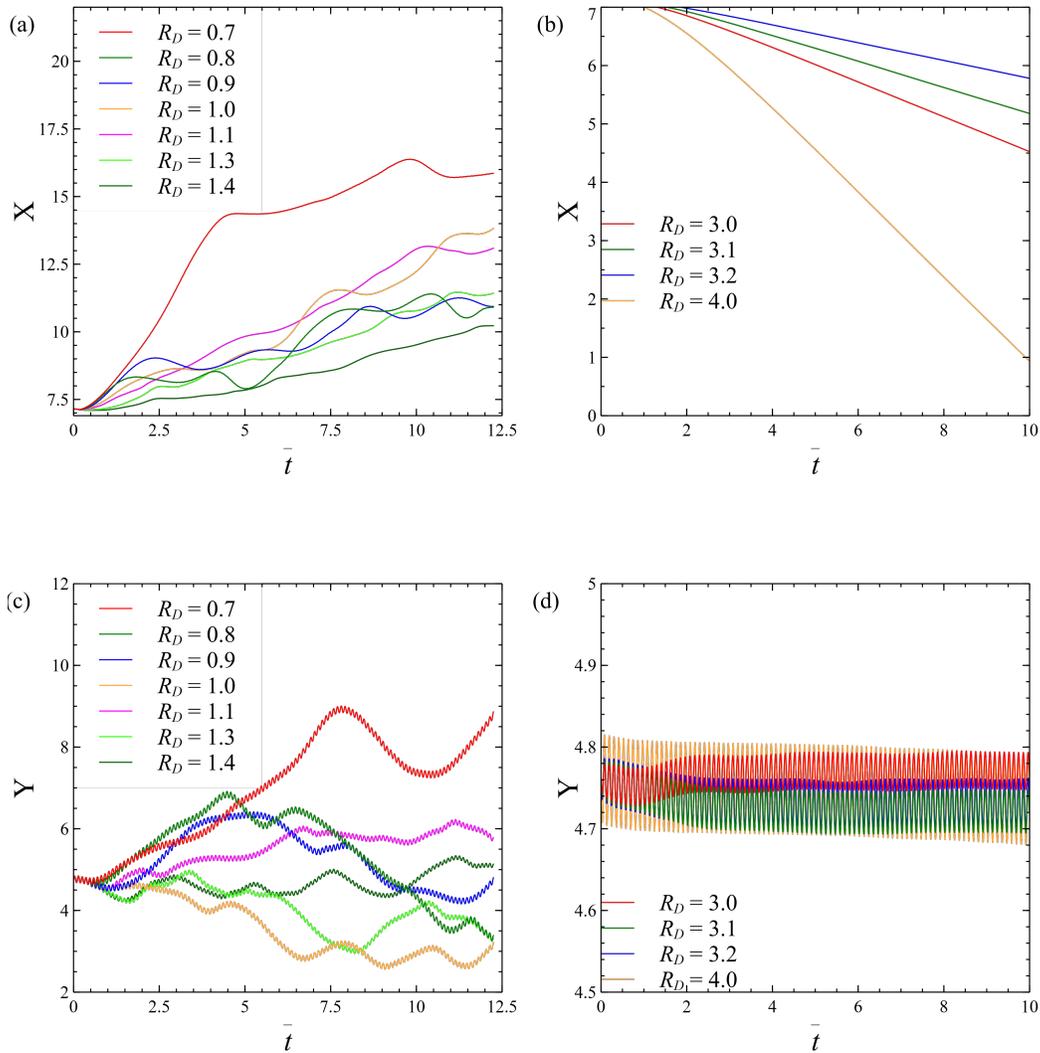


Figura 3.5: Posiciones horizontal (a), (b) y vertical (c) y (d) como función del tiempo para perfiles con $\delta = 364$ y distintas R_D .

En este experimento se estudiaron muchos perfiles disímiles entre sí, por esto se observan diversos comportamientos. Todos los perfiles que comparten $1.8 < R_D$ tienen una velocidad de cruceo y una velocidad vertical constante, como se aprecia en la figura 3.5 (b). Aquellos perfiles con $0.3 < R_D \leq 1.8$ no se les puede asociar una velocidad de cruceo pues todos ellos son arrastrados por la corriente y aunado al hecho de que tienen un movimiento forzado se deforman de forma tal que se aceleran en dirección del flujo, por lo que su movimiento en la dirección horizontal es acelerado. En dirección vertical estos perfiles también se aceleran pues la corriente los arrastra y su movimiento forzado los lleva a propulsarse en una cierta dirección vertical, como se aprecia en las figuras 3.5 (a) y (c).

Todos estos perfiles tienen solo un punto fijo, y al tener una razón de deformación pequeña se asemejan más a perfiles que coletean de manera rígida los cuales se desempeñan mejor con números de Reynolds altos [17]. Al no poder asociarles una velocidad constante no serán reportados.

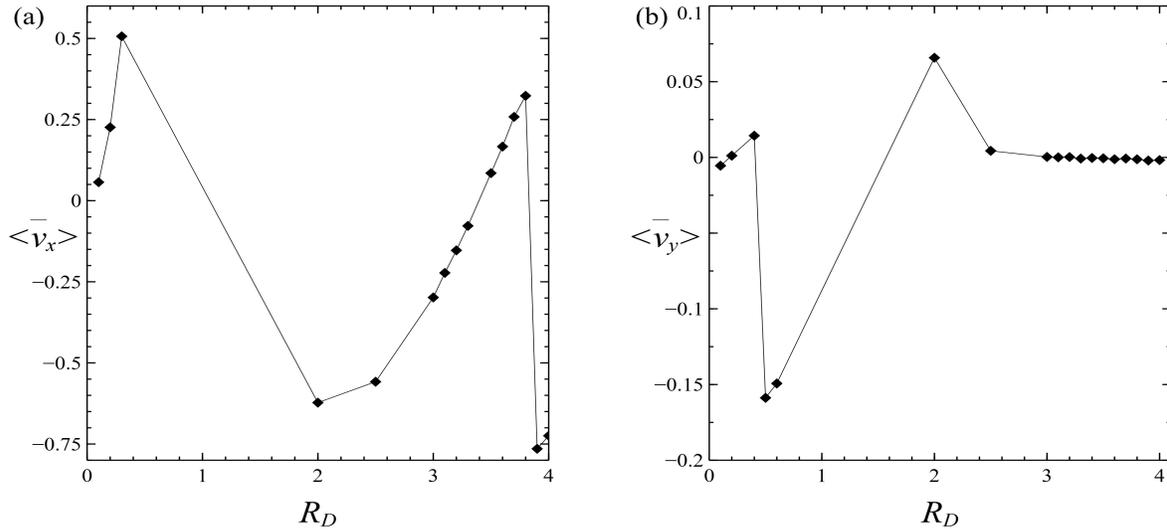


Figura 3.6: Velocidades horizontal (a) y vertical (b) como función de R_D para perfiles con $\delta = 364$.

Los perfiles con $1.8 < R_D$ logran oponerse al flujo, la mayoría de estos nadando en contra de la corriente. Este comportamiento puede asociarse a que estos perfiles poseen tres puntos fijos. Además, estos perfiles también minimizan la velocidad vertical, por lo que nadan a velocidad constante y lo hacen de manera casi recta. Como se observa en las Figuras 3.6 (a) y 3.6 (b) todos los perfiles que remontan el flujo comparten tener una deformación considerable, por lo que resulta clara la importancia de la deformación en el nado a número de Reynolds bajos; en estas mismas figuras se aprecia que el perfil con $R_D = 3.9$ es el que minimiza la velocidad vertical a la vez que maximiza la velocidad de horizontal.

El mecanismo de generación de vórtices es diferente en estos casos. Si $R_D < 1.8$ los perfiles solo tienen un punto fijo, por lo cual solo se forma un vórtice de cuerpo, el cual se traslada a la cola y se resta al vórtice de cola; de este modo los vórtices de cuerpo desfavorecen a los de cola, evitando así el nado y a su vez evitando estelas largas.

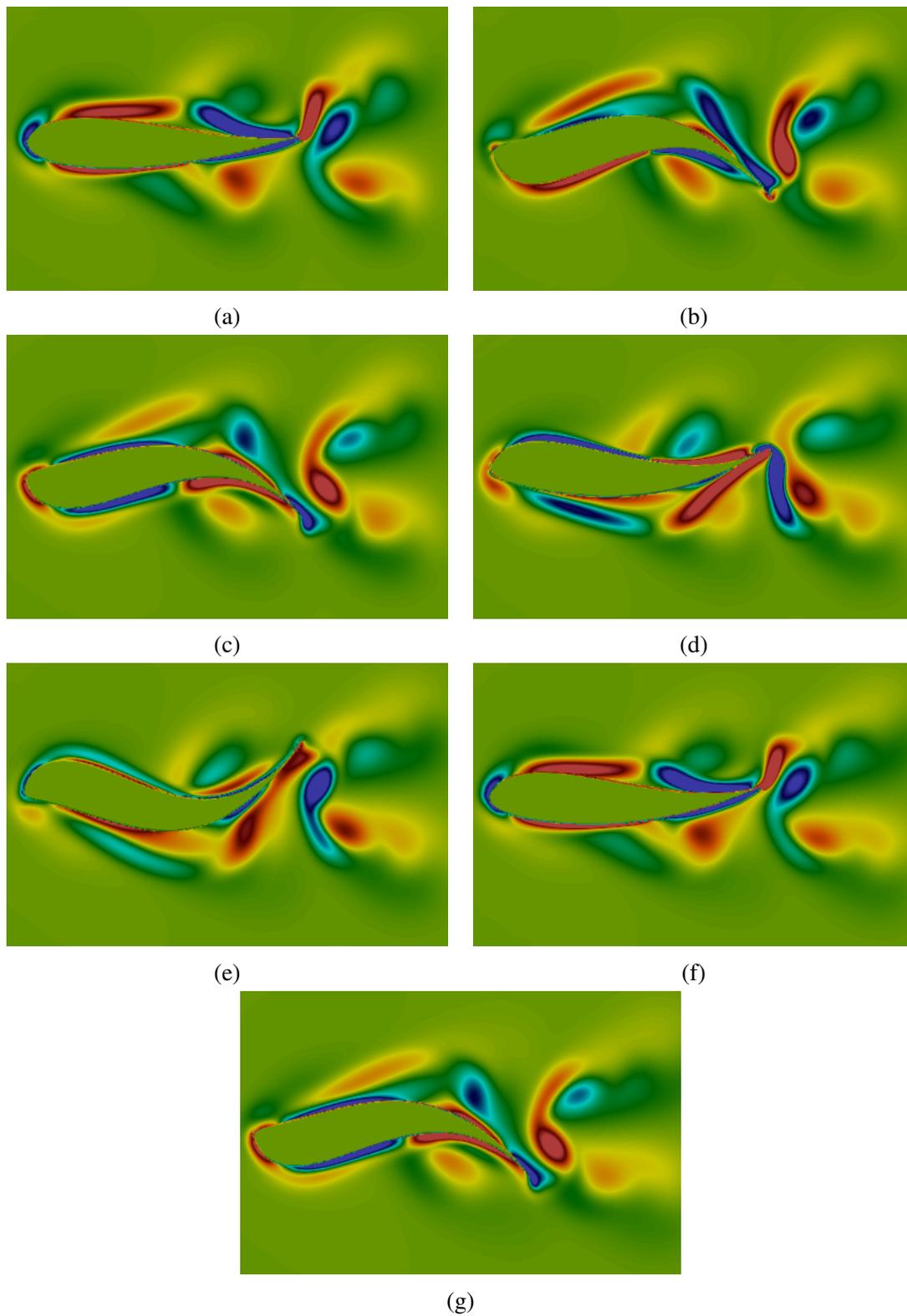


Figura 3.7: Esquema de formación de vórtices para el perfil con parámetros $R_D = 4$ y $\delta = 364$. En azul se muestra la vorticidad negativa y en rojo la vorticidad positiva. Si T es el período del movimiento del perfil, las imágenes corresponden a los siguientes tiempos, módulo T , (a) 0, (b) $T/5$, (c) $2T/5$, (d) $3T/5$, (e) $4T/5$, (f) 0 y (g) $T/5$.

Por otro lado, si $R_D > 1.8$ los perfiles tienen tres puntos fijos, regresando al mecanismo de generación de vórtices explicado más arriba, donde se generan dos pares de vórtices de cuerpo, dos de los cuales se suman a los de cola, favoreciendo el nado.

A medida que R_D aumenta lo hace también la concavidad del cuerpo, por ello los vórtices de cuerpo son más intensos. Para el perfil con $R_D = 4$ y debido a esta concavidad pronunciada el vórtice de cuerpo de la derecha se divide en dos, una parte viaja a la cola y se suma con el vórtice de cola pero esta vez el vórtice desprendido es menos intenso comparado con el vórtice que desprenden los perfiles con menor R_D ; la otra mitad de este vórtice interactúa con el nuevo vórtice de cuerpo de la derecha, disminuyendo su intensidad. El vórtice de cuerpo de la izquierda esta vez se desprende e interactúa con el nuevo vórtice de cuerpo de la derecha, así que existe un par positivo-negativo de vórtices presente en los laterales del perfil lo que le da impulso sin necesidad de formar una estela larga (ver Figura (3.7)).

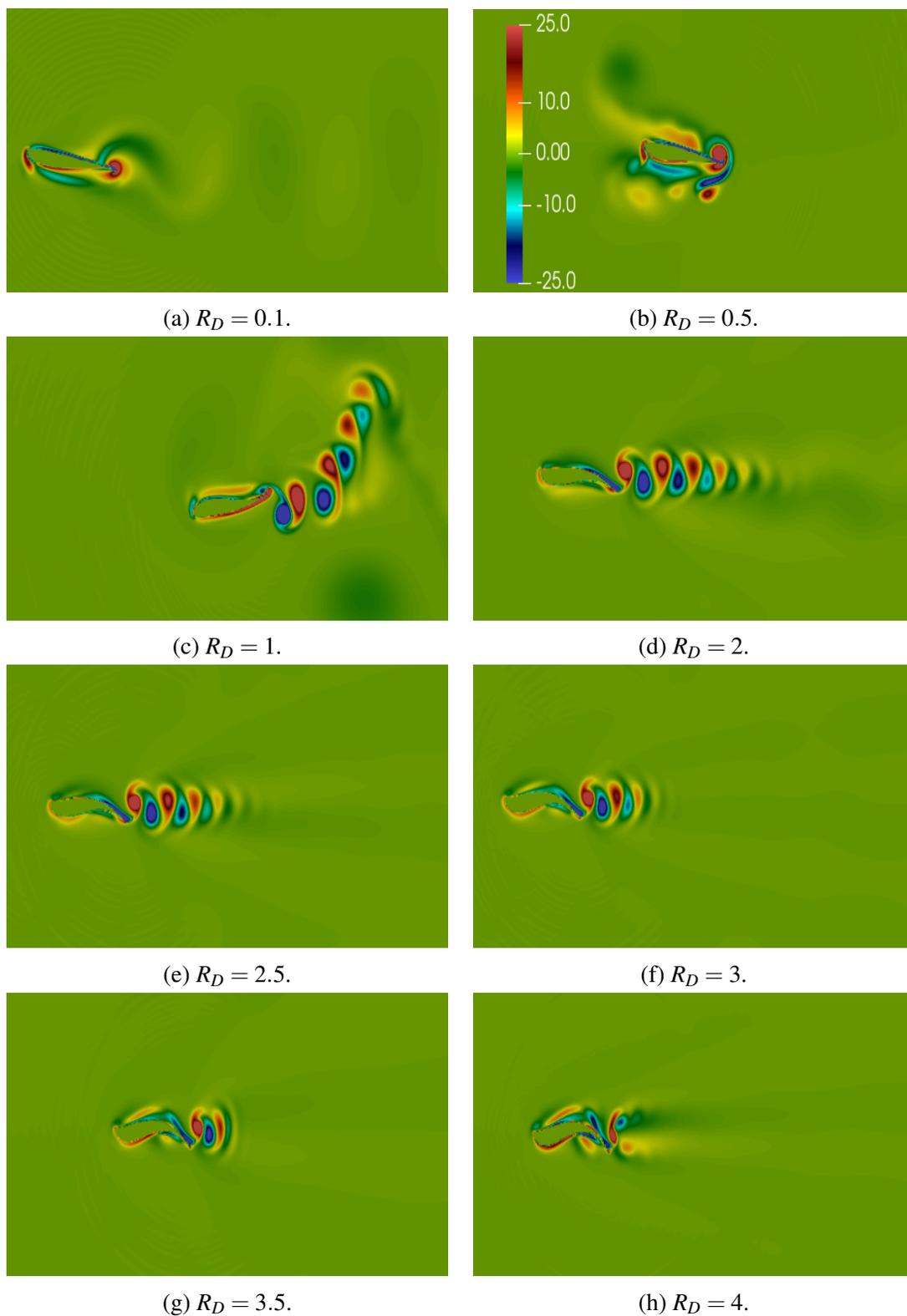


Figura 3.8: Estelas de perfiles con $\delta = 364$ y distintas R_D . En azul se muestra la vorticidad negativa y en rojo la vorticidad positiva.

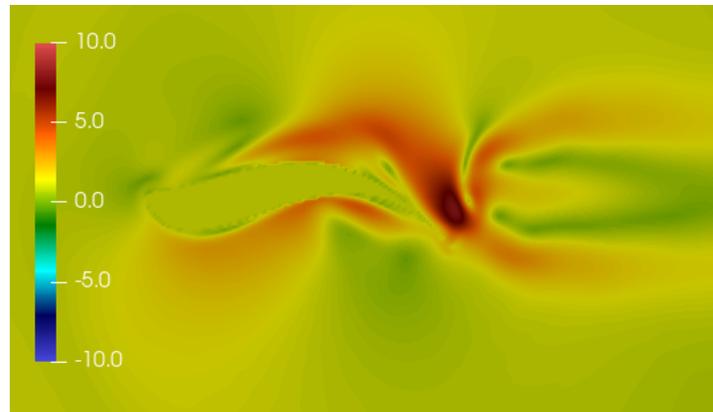


Figura 3.9: Campo de velocidades desde el sistema de referencia del perfil. Se aprecia que los vórtices de cuerpo y de cola dan empuje al perfil.

Como resultado de este mecanismo de generación de vórtices, los perfiles con $R_D \in [1.8, 3.5]$ generan ivKw y a medida que aumenta R_D disminuye el largo de la estela; sin embargo, el perfil con $R_D = 4$ tiene una estela tan corta que aparenta no formar una, este perfil recibe su mayor impulso de la interacción de vórtices laterales (ver Figura (3.9)). El perfil con $R_D = 1$ maximiza la velocidad vertical, por lo que su estela se deflecta en respuesta a esto, como se aprecia en la Figura 3.8 (c).

3.4. Mejoramiento del nado

Por los resultados previos y con el objetivo de mejorar la eficiencia del nado se optó por tomar el perfil con $R_D = 3.9$ y variar δ para dos valores de Re_{θ_0} con $St_{\theta_0} = 0.0095$, esta vez con intervalos más finos para estudiar con mayor detalle el comportamiento del perfil.

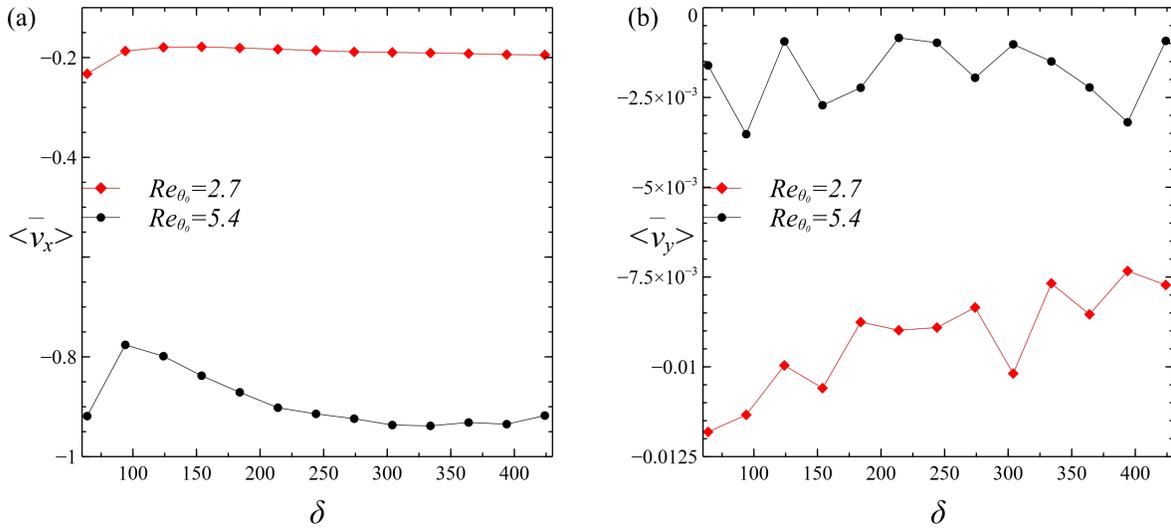


Figura 3.10: Velocidades horizontal (a) y vertical (b) como función de δ para perfiles con $R_D = 3.9$.

En la Figura 3.10 (a) se aprecia que al mantener fijo St_{θ_0} , el perfil se desempeñan mejor en un flujo con $Re_{\theta_0} = 5.4$. El perfil avanza con una mayor velocidad de crucero cuando $\delta = 334$, siendo esta -0.938 ; es decir, el perfil logra remontar la corriente casi a la misma velocidad que la de entrada. Más aún, este perfil también minimiza la velocidad vertical cuando $Re_{\theta_0} = 5.4$. Esto nos lleva a pensar que el perfil se desempeña mejor a un Reynolds mayor. Este perfil ya no tiene un gran cambio en sus velocidades verticales ni de crucero, así que podemos suponer que el perfil con $R_D = 3.9$ es el más eficiente en el nado y el cabeceo ya no influye demasiado.

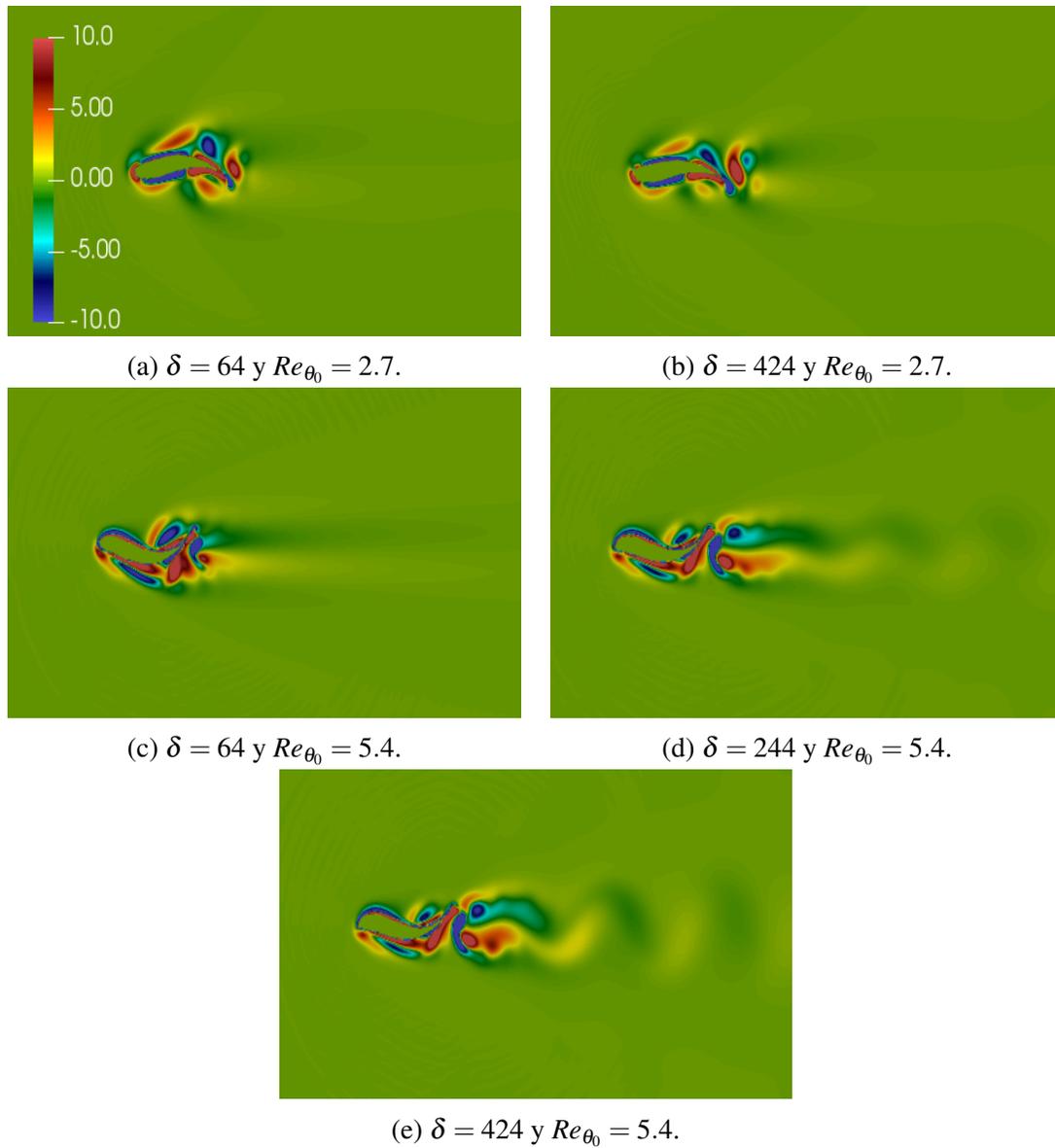


Figura 3.11: Estelas de distintos perfiles con $R_D = 3.9$, manteniendo $St_{\theta_0} = 0.09$ dos valores de Re_{θ_0} . En azul se muestra la vorticidad negativa y en rojo la vorticidad positiva.

En su mayoría este perfil genera una estela corta, siendo los vórtices desprendidos desde la cola poco intensos que se difunden rápidamente. Las estelas cuando aumenta δ son más largas ya que los vórtices de cola y cuerpo son más intensos conforme aumenta el cabeceo de estos perfiles. Las estelas son más largas cuando Re_{θ_0} es mayor debido a que el flujo es más intenso y por ende los vórtices desprendidos son arrastrados más distancia.

3.5. Desempeño variando el Strouhal

Ya con este refinamiento se optó por estudiar el perfil con $R_D = 3.9$ y $\delta = 334$ enfren-
tado a varios flujos variando St_{θ_0} para dos valores de Re_{θ_0} .

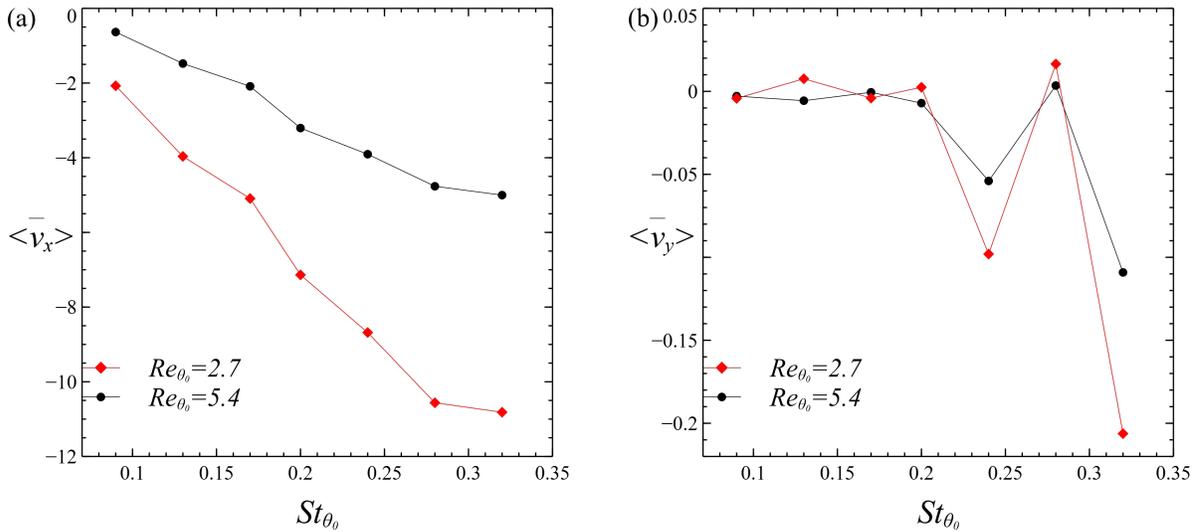


Figura 3.12: Velocidades horizontal (a) y vertical (b) como función de St_{θ_0} para el perfil con $R_D = 3.9$ y $\delta = 334$.

Al variar St_{θ_0} , dentro de los límites reportados para el nado [23], la velocidad de crucero del perfil crece drásticamente ya que el perfil pasa de tener una velocidad de crucero menor a 1 a tener una velocidad cinco veces la velocidad de entrada. No hay una diferencia drástica en el desempeño del perfil con los dos Re_{θ_0} probados, aunque con $Re_{\theta_0} = 2.7$ la velocidad de crucero es superior, lo que nos indica que aumentar la frecuencia de oscilación del cuerpo es más eficiente mientras menor sea el Re_{θ_0} , como se aprecia en la Figura 3.12 (a). Comparando los órdenes de magnitud entre las velocidades crucero y las velocidades verticales, estas últimas son despreciables, por lo cual se puede concluir que el perfil nada casi sin desviarse.

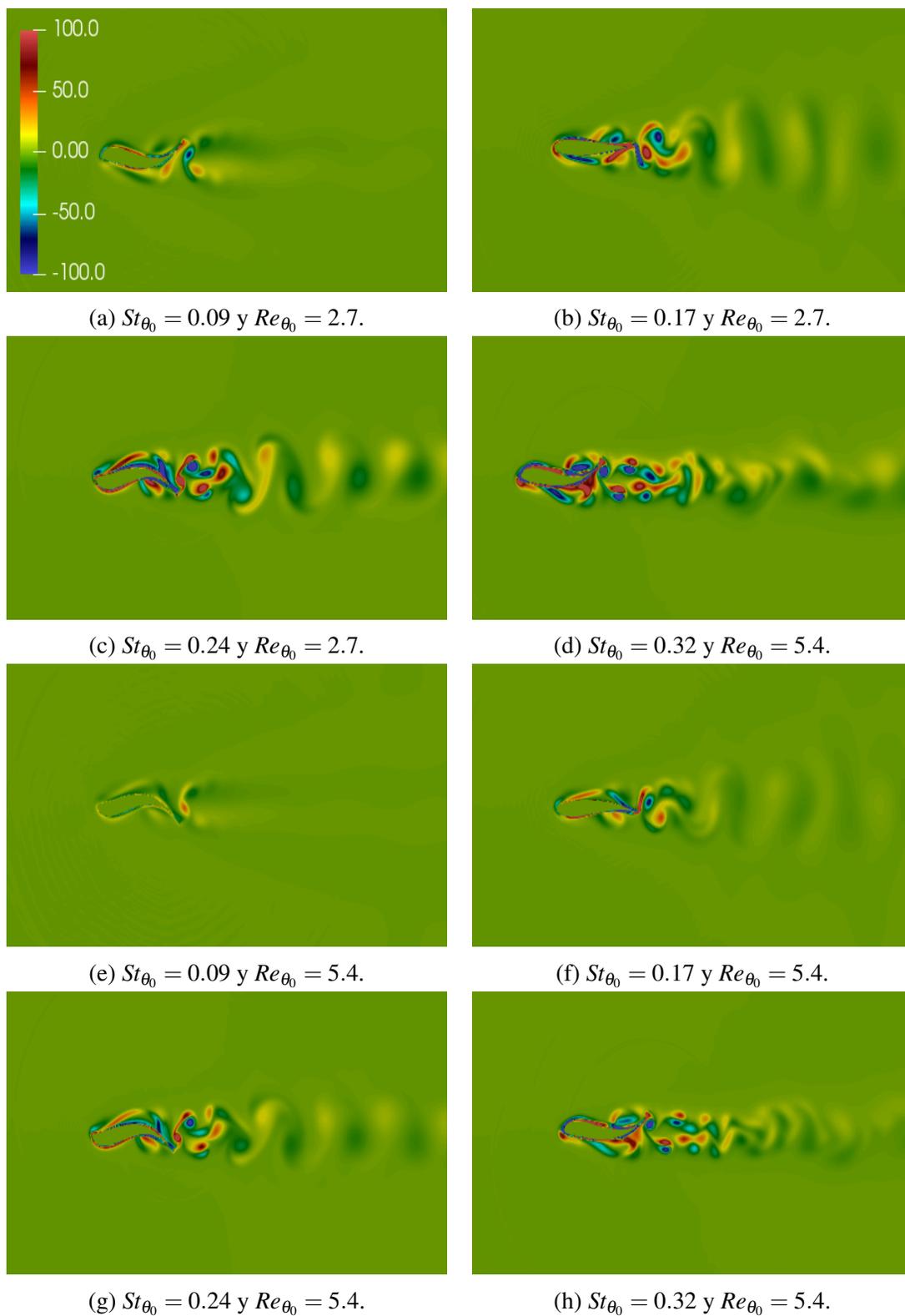


Figura 3.13: Estelas del perfil con $R_D = 3.9$ y $\delta = 334$ para dos valores de Re_{θ_0} y variando St_{θ_0} . En azul se muestra la vorticidad negativa y en rojo la vorticidad positiva.

A medida que aumenta St_{θ_0} la velocidad de deformación induce una dinámica diferente entre los vórtices. De nuevo se generan dos vórtices de cuerpo de signos opuestos, el de la izquierda se difunde mientras que el de la derecha viaja a la cola donde se desprende junto con un vórtice de cola de signo opuesto, de este modo se desprenden dos pares negativo-positivo de vórtices, formando una calle $2P$ estrecha. Es notorio que los vórtices más intensos se dan para un Re_{θ_0} menor, esto se debe a que al ser el flujo más lento no disipa tan rápido los vórtices, permitiendo que estos le den un mayor impulso al perfil, dando así explicación a que el nado sea más eficiente a medida que el número de Reynolds disminuye.

3.6. Perfil que cambia de dirección

En la expresión (2.7) se aprecia que el movimiento del cuerpo y la cola están desfasados un ángulo π pero con la misma frecuencia, esto para dotar de flexibilidad a la geometría. Para explorar el efecto de una distinta frecuencia se optó por modificar la expresión del perfil que cabecea para jugar con las frecuencias y definir a la frecuencia relativa como $fr = \phi_1/\phi_2$ de modo tal que podemos obtener la expresión

$$\begin{aligned}
 Y(X,t) = & \pm 0.385W(1 - 2X\sqrt{1 - 4X^2}) \\
 & + A \sin \phi_1 t \left(\sqrt{0.25 + \frac{64}{\delta}L^2 + \frac{X}{2}} - L \right) \sqrt{0.25 + L^2 - X^2} \sqrt{1 - 4X^2} \\
 & - B \sin \phi_2 t \left(\sqrt{0.25 + \frac{64}{\delta}L^2 + \frac{X}{2}} - L \right), \quad (3.3)
 \end{aligned}$$

Se tomó al perfil más eficiente en el nado, aquel con $R_D = 3.9$, $\delta = 364$, $Re_{\theta_0} = 2.4$ y $St_{\theta_0} = 0.09$, para así probar siete frecuencias relativas: 0, 0.5, 1, 1.5, -0.5 , -1 y -1.5 y se estudiaron tanto las velocidades horizontales y verticales.

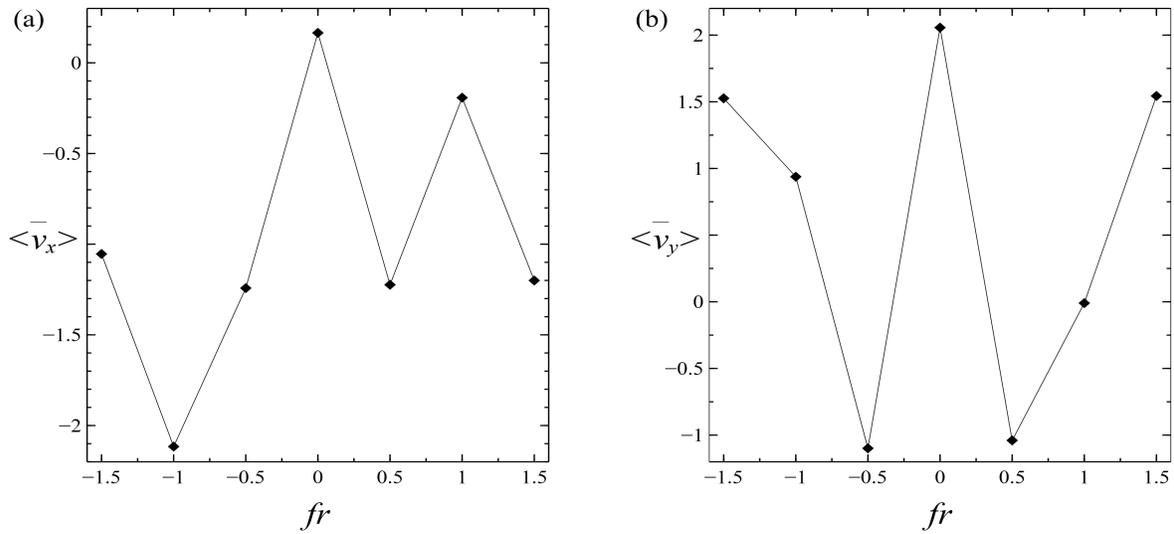


Figura 3.14: Velocidades horizontal (a) y vertical (b) como función de fr para perfiles con $R_D = 3.9$ y $\delta = 364$.

Si el perfil solo mueve el cuerpo ($fr = 0$) la velocidad de cruce es cercana a cero y positiva, dejando en evidencia la importancia del coleteo en el nado; por otro lado esto maximiza la velocidad vertical, lo que implica que mover solo el cuerpo lleva a un movimiento vertical.

Por otro lado, en la Figura 3.14 (b) se aprecia que si $0 < |fr| < 1$ el perfil tiende a nadar hacia abajo (pensado en el esquema de la Figura (2.1)), mientras que si $|fr| > 1$ el perfil tiende a nada hacia arriba. Esto podría dar explicación a algún mecanismo de cambio de dirección en el nado modificando la frecuencia relativa.

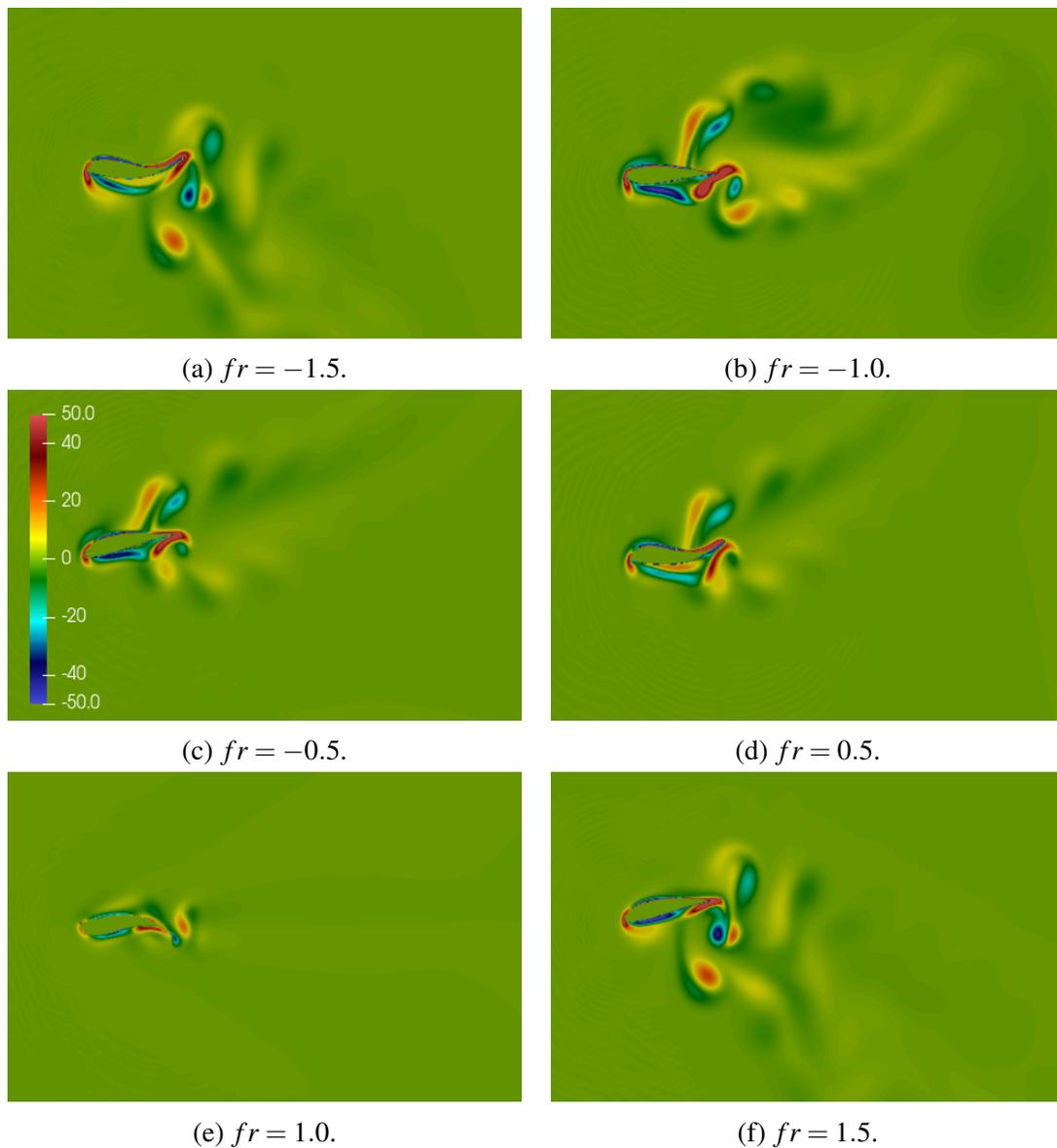


Figura 3.15: Estelas de distintos perfiles con $R_D = 3.9$ y $\delta = 364$. En azul se muestra la vorticidad negativa y en rojo la vorticidad positiva.

Las estelas que forma este perfil son ivKw si $fr = 1$ y $2P$ en otro caso (como se aprecia en la Figura (3.15)), siendo así la ivKw la estela asociada al nado recto y las estelas $2P$ las asociadas a un nado direccionado verticalmente.

3.7. Nado a Reynolds bajos

El perfil con $\delta = 334$ y $R_D = 3.9$ fue probado a distintos Re_{θ_0} , manteniendo $St_{\theta_0} = 0.24$; este experimento tiene el objetivo de explorar el desempeño de este perfil en distintos regímenes del número de Reynolds al variarlo en órdenes de magnitud. Para ello se usó $Re_{\theta_0} = \{0.00001, 0.0001, 0.001, 0.01, 0.1, 1, 10, 100\}$.

Por un lado, si $Re_{\theta_0} = 100$, $\langle \bar{v}_x \rangle = 0.399$; es decir, el perfil nada contra corriente solo si $Re_{\theta_0} < 100$.

Dado que se varió el número de Reynolds en órdenes de magnitud fue necesario estudiar el comportamiento de la velocidad de crucero como función del número de Reynolds usando escala logarítmica para ambos valores. Para ello es necesario tomar el valor absoluto de la velocidad de crucero.

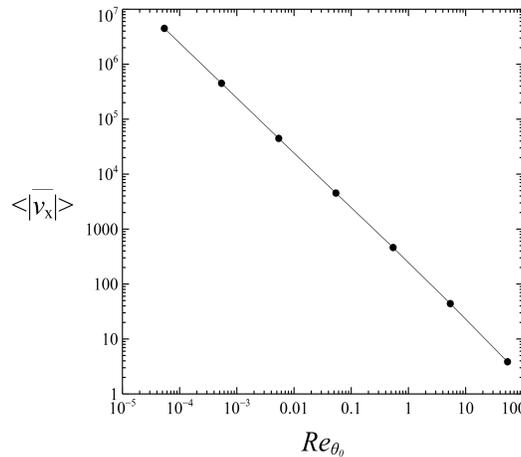


Figura 3.16: Gráfica en escala logarítmica del valor absoluto de la velocidad de crucero como función del número de Reynolds.

El comportamiento de $\langle |\bar{v}_x| \rangle$ como función de Re_{θ_0} es lineal de pendiente -1 , como se aprecia en la Figura (3.16), por lo que se puede concluir que

$$\langle \bar{v}_x \rangle \propto -\frac{1}{Re_{\theta_0}}. \quad (3.4)$$

Capítulo 4

Conclusiones

En este trabajo se lograron asociar dos deformaciones de un perfil con movimiento forzado con dos mecanismos de nado. Por un lado, el cabeceo dió estabilidad al nado; es decir, gracias a la implementación de un movimiento forzado a la cabeza el perfil logró nadar contra corriente sin desviarse en dirección perpendicular al flujo. Este resultado resulta de gran interés, pues el cabeceo es algo que si se observa en diversas especies de animales que nadan y de igual manera podría estar asociado a la estabilidad de su nado. Por otro lado, la razón de deformación asociada a la cantidad de puntos fijos que posee el perfil modifica no solo la velocidad de crucero sino también la estela que forma. Un punto fijo (una baja razón de deformación) asemeja más a un perfil que coletea, los cuales nadan en entornos con número de Reynolds moderados-altos formando calles invertidas de von Kármán, mientras que los perfiles con tres puntos fijos (alta razón de deformación) se desempeñan mejor en Reynolds bajos e inclusive en Reynolds del orden de 10^{-4} , por lo que la cantidad de puntos fijos resultó determinante en el régimen en el cual los perfiles podían o no nadar. Este resultado va más allá, pues en los perfiles con tres puntos fijos se generan zonas en los laterales del perfil en donde los vórtices de cuerpo interactúan generando empuje, lo que disminuye el tamaño de las estelas generadas.

Ligado a lo anterior, otro mecanismo expuesto fue el cambio de dirección, no asociado a una deformación sino a un cambio en la frecuencia relativa entre el cuerpo y la cola. Este resultado es provechoso pues aporta una forma de entender la direccionalidad en el nado y puede ser utilizada en futuros proyectos en donde el manejo sea algo esencial.

El rango en el cual se varió el número de Strouhal coincide con lo reportado en la gran mayoría de estudios sobre nado, y dentro de este rango el perfil nada; la importancia de este resultado radica en que es posible extender el uso de este rango para otro tipo de geometrías, forzamientos y números de Reynolds.

Finalmente, se encontró una expresión de la velocidad de crucero como función del número de Reynolds. Esta expresión funciona, por lo menos, a siete órdenes de magnitud con Re entre 0.00001 y 10.

Perspectivas a futuro

Los perfiles probados en este trabajo podrían ser probados en un mayor rango de números de Reynolds, para estudiar el efecto de la deformación normal y del cabeceo en distintos entornos. Estudiar el perfil con $Re \rightarrow 0$ ayudaría a entender la importancia de la deformación normal en el nado y por ende encontrar potenciales formas de nado distintas a las ya estudiadas en microfluídica [1, 4, 8]. Por otro lado, estudiar $Re > 10^2$ permitiría expandir nuestro conocimiento del nado de peces comunes y de nuevo entender la influencia de la deformación normal. El nado en ambos extremos del número de Reynolds es muy distinto y los organismos vivos han desarrollado diversas técnicas para enfrentarlos, desde nado por coleteo hasta nado tipo hélice. Esta diversidad de nados hace improbable que un mismo perfil se desempeñe de manera eficiente en todos los ambientes, pero incorporar la componente normal a la deformación de una superficie podría ayudar a este desempeño.

Hablando de eficiencia, este trabajo puede ser enriquecido con la incorporación de datos de eficiencia de nado, ya que más allá de nadar, hacerlo de manera eficiente es lo verdaderamente esencial si se habla tanto del estudio de organismos vivos como de la implementación de estas técnicas en vehículos de navegación. Para ello se podría implementar la idea planteada en el artículo [14], calculando la energía cinética del perfil y haciendo un cociente con el trabajo realizado por este.

El experimento referente a la frecuencia relativa del perfil también abre la puerta a un estudio más profundo, pues el comportamiento de cambio de dirección puede dar pie a un estudio más intensivo, con un enfoque en la maniobrabilidad de los perfiles y sobre todo en

las torcas que se inducen debido a esta diferencia de frecuencias. El cambio de dirección puede ser ampliamente explotado pues con este perfil se muestra que no es necesaria la implementación de estructuras adicionales para la direccionalidad del nado.

Bibliografía

- [1] ANDERSEN, A., WADHWA, N., AND KIØRBOE, T. Quiet swimming at low reynolds number. *Physical Review E* 91, 4 (2015), 042712.
- [2] BARRETT, D. S. *Propulsive efficiency of a flexible hull underwater vehicle*. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1996.
- [3] BLONDEAUX, P., FORNARELLI, F., GUGLIELMINI, L., TRIANTAFYLLOU, M. S., AND VERZICCO, R. Numerical experiments on flapping foils mimicking fish-like locomotion. *Physics of Fluids* 17, 11 (2005).
- [4] COHEN, N., AND BOYLE, J. H. Swimming at low reynolds number: a beginners guide to undulatory locomotion. *Contemporary Physics* 51, 2 (2010), 103–123.
- [5] DAGHOOGHI, M., AND BORAZJANI, I. Self-propelled swimming simulations of bio-inspired smart structures. *Bioinspiration & biomimetics* 11, 5 (2016), 056001.
- [6] FILIPPOVA, O., AND HÄNEL, D. Lattice-boltzmann simulation of gas-particle flow in filters. *Computers & Fluids* 26, 7 (1997), 697–712.
- [7] FISH, I. Form, function, and locomotory habits. *Locomotion* (1979).
- [8] GARCIA, M., BERTI, S., PEYLA, P., AND RAFAÏ, S. Random walk of a swimmer in a low-reynolds-number medium. *Physical Review E—Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics* 83, 3 (2011), 035301.
- [9] GERRITSEN, J. Size efficiency reconsidered: a general foraging model for free-swimming aquatic animals. *The American Naturalist* 123, 4 (1984), 450–467.

- [10] GODOY-DIANA, R., AIDER, J.-L., AND WESFREID, J. E. Transitions in the wake of a flapping foil. *Physical Review E* 77, 1 (2008), 016308.
- [11] GONZÁLEZ, J. *Flujo alrededor de un ala flexible*. Licenciatura en física, Universidad Nacional Autónoma de México, Facultad de Ciencias, México, 2022.
- [12] GROSS, D., ROUX, Y., RAUFASTE, C., AND MÉDÉRIC, A. Drag analysis with a self-propelled flexible swimmer. *Physical Review Fluids* 6, 5 (2021), 053101.
- [13] GUO, Z., ZHENG, C., AND SHI, B. An extrapolation method for boundary conditions in lattice boltzmann method. *Physics of fluids* 14, 6 (2002), 2007–2010.
- [14] KERN, S., AND KOUMOUTSAKOS, P. Simulations of optimized anguilliform swimming. *Journal of Experimental Biology* 209, 24 (2006), 4841–4857.
- [15] KRÜGER, T., KUSUMAATMAJA, H., KUZMIN, A., SHARDT, O., SILVA, G., AND VIGGEN, E. M. The lattice boltzmann method. *Springer International Publishing* 10, 978-3 (2017), 4–15.
- [16] LEWIS, E. *Lattice Boltzmann methods for flows of complex fluids*. PhD thesis, Cardiff University, 2017.
- [17] MANDUJANO, F., AND MÁLAGA, C. On the forced flow around a rigid flapping foil. *Physics of Fluids* 30, 6 (2018), 061901.
- [18] MEI, R., YU, D., SHYY, W., AND LUO, L.-S. Force evaluation in the lattice boltzmann method involving curved geometry. *Physical Review E* 65, 4 (2002), 041203.
- [19] PANICCIA, D., PADOVANI, L., GRAZIANI, G., AND PIVA, R. The performance of a flapping foil for a self-propelled fishlike body. *Scientific Reports* 11, 1 (2021), 22297.
- [20] PURCELL, E. M. Life at low reynolds number. In *Physics and our world: reissue of the proceedings of a symposium in honor of Victor F Weisskopf* (2014), World Scientific, pp. 47–67.
- [21] SCHNIPPER, T., ANDERSEN, A., AND BOHR, T. Vortex wakes of a flapping foil. *Journal of Fluid Mechanics* 633 (2009), 411–423.

- [22] TAYLOR, G. I. Analysis of the swimming of long and narrow animals. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* 214, 1117 (1952), 158–183.
- [23] TAYLOR, G. K., NUDDS, R. L., AND THOMAS, A. L. Flying and swimming animals cruise at a strouhal number tuned for high power efficiency. *Nature* 425, 6959 (2003), 707–711.
- [24] TRIANTAFYLLOU, M. S., TRIANTAFYLLOU, G., AND YUE, D. K. Hydrodynamics of fishlike swimming. *Annual review of fluid mechanics* 32, 1 (2000), 33–53.
- [25] TRIANTAFYLLOU, M. S., AND TRIANTAFYLLOU, G. S. An efficient swimming machine. *Scientific american* 272, 3 (1995), 64–70.
- [26] VERLET, L. Computer" experiments" on classical fluids. i. thermodynamical properties of lennard-jones molecules. *Physical review* 159, 1 (1967), 98.
- [27] VON KÁRMÁN, T., AND BURGERS, J. M. *General aerodynamic theory: Perfect fluids*, vol. 2. Springer, 1935.
- [28] WILLIAMSON, C. H., AND ROSHKO, A. Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder. *Journal of fluids and structures* 2, 4 (1988), 355–381.
- [29] WOLFRAM, S. Cellular automaton fluids 1: Basic theory. *Journal of statistical physics* 45, 3 (1986), 471–526.
- [30] ZHANG, D., PAN, G., CHAO, L., AND ZHANG, Y. Effects of reynolds number and thickness on an undulatory self-propelled foil. *Physics of Fluids* 30, 7 (2018).