

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN INGENIERÍA
INGENIERÍA MECÁNICA - TERMOFLUIDOS

LOCOMOCIÓN HELICOIDAL EN MEDIO GRANULAR

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:

DOCTOR EN INGENIERÍA

PRESENTA:

JOSÉ ROGELIO VALDÉS HERRERA

TUTOR PRINCIPAL:

Dr. JOSÉ ROBERTO ZENIT CAMACHO, IIM

COMITÉ TUTOR:

Dra. CATALINA ELIZABETH STERN FORGACH, FACULTAD DE CIENCIAS

Dra. MARGARITA NAVARRETE MONTESINOS, INSTITUTO DE INGENIERÍA

CIUDAD UNIVERSITARIA, CD. MX. AGOSTO 2020



Universidad Nacional
Autónoma de México



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.

Con todo mi

$$\rho = A \cos[\theta + 1]$$

para

Carmen Uribe

Hannah Marina Valdés

Declaración de autoría

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 vídeos, y demás exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde lo obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Firma:

Fecha:

ABSTRACT

The motion of helicoidal swimmers moving in a pool filled with a granular medium is studied experimentally. The horizontal displacement through granular beads is measured considering geometrical modifications of the swimmer, the size and frictional properties of the media. We found three main parameters which affect the swimming performance: the diameter, the wave length, and the angle of the helix. The swimming speed scales with the rotation speed, ωR . The size of particles does not affect the swimming speed significantly; the swimming speed is reduced when the particle's angle of repose increases. It was found that a maximum swimming speed is achieved when the helix angle is close to 55 degrees. The experimental data are compared with predictions of the granular resistive force theory, which was extended to be applicable for a swimmer with a rigid helical tail, leading to good agreement.

The torque and the normal force produced by a helix rotating in granular matter were measured experimentally. The experiments were conducted using the rheometer, with a powder cell, for a wide range of rotational speeds. Two granular media were considered: mustard seeds and glass beads with diameter 0.203 mm. The experiments considered changes in the geometry of the helix. For a first set of tests, seven helices with the same total length but with different helix angle and wavelength were considered. For the second group, ten helices with the same geometric shape but with different numbers of turns, from 1 to 9, were used. The results show that torque and normal force are strongly dependent on the helical geometry. A maximum normal force is reached when the helix angle is around 55 degrees while the peak for the torque occurs when the helix angle is close to 40 degrees. In both cases, the measurements are nearly independent on the rotational speed of the helix. Both force and torque increase linearly

with the number of coil turns for small number of coils; however, in contrast to what may be expected for a viscous fluid, the increase is not linear when the number of coils is larger than 3. Comparisons with calculations from granular resistive force theory were presented.

RESUMEN

El movimiento de un nadador helicoidal dentro de un contenedor lleno con medio granular es estudiado experimentalmente. El movimiento horizontal a través de esferas de vidrio es medido considerando cambios en la geometría del nadador, además del tamaño de grano y la fricción interna del medio. Se encontraron tres parámetros geométricos que afectan el desempeño del nadador: el diámetro, la longitud de onda y el ángulo del helicoide. La velocidad de nado escala con la velocidad de rotación, ωR . El tamaño de las partículas no afectan significativamente la velocidad de nado; la velocidad de nado se reduce cuando el ángulo de reposo del medio aumenta. Se encontró un máximo en la velocidad de nado cuando el ángulo del helicoide es cercano a los 55° . Los resultados experimentales se compararon con la predicción de la teoría de fuerza resistiva granular, que fue adaptada para ser aplicable a nadadores con una cola helicoidal rígida, obteniendo un buen ajuste.

El torque necesario para rotar y la fuerza producida por la rotación del helicoide rotando en medio granular fueron medidas experimentalmente. Los experimentos fueron realizados usando un reómetro con un aditamento de polvos, cubriendo un amplio rango de velocidades angulares. Se utilizaron esferas de vidrio de 0.375mm de diámetro. Los experimentos consideran cambios en la geometría del helicoide. Para el primer grupo de experimentos, siete hélices con la misma longitud pero diferente ángulo del helicoide y longitud de onda fueron considerados. Para el segundo grupo, diez hélices con la misma geometría pero con una longitud distinta fueron usados. Los resultados muestran que el torque y la fuerza normal depende de la geometría del helicoide. Un máximo tanto para la fuerza y el torque se encontró alrededor de los 55° , además las mediciones muestran independencia con la velocidad de rotación. Para ambos casos se

X

encontró que la velocidad se incrementa de forma lineal para un número pequeño de vueltas y aumenta de forma significativa cuando tiene entre 3 y 6 vueltas, este comportamiento no se presenta en fluidos Newtoniano. Se realiza una comparación con el modelo teórico.

AGRADECIMIENTOS

Este trabajo solo ha sido posible gracias a la colaboración y apoyo de muchas personas, por tal motivo es difícil saber por donde comenzar, seamos institucionales e iniciemos con los agradecimientos académicos: Le agradezco enormemente al Dr. Roberto Zenit el haberme integrado a su equipo de trabajo además de por supuesto todo su apoyo, enseñanzas, confianza y amistad para concluir este proyecto de la mejor manera. A la Dra. Melany Hunt por recibirme durante mi estancia en CALTECH. Al sínodo en su conjunto: a la Dra. Catalina Stern, al Dr. Francisco Solorio y en especial a la Dra. Margarita Navarrete que me ha asesorado desde la licenciatura. No puedo olvidar a todo el equipo del laboratorio comenzando por quien me llevo ahí y ahora es mi sinodal el Dr. Francisco Godinez. También a la Dra. Elsa Maria de la Calleja, a Verónica Ángeles, Bernardo Palacios y todos los que compartimos ese espacio. Por supuesto al Posgrado de Ingeniería al Instituto de Investigación en Materiales y a la UNAM en general por todos estos años de formación, y al CONACYT por la beca otorgada. También agradezco el invaluable apoyo de toda mi familia Carmen Uribe, Julia Valdés, David Valdés y más recientemente de Hannah Marina Valdés.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Medio Granular	1
1.2. Locomoción de organismos vivos	2
1.3. Locomoción en fluidos y medio granular	4
2. Teoría de Fuerza Resistiva	9
2.1. Teoría de Fuerza Resistiva a bajo número de Reynolds	9
2.1.1. Formulación de la Teoría de Fuerza Resistiva clásica	10
2.2. Teoría de Fuerza Resisitiva granular	16
2.3. Teoría de Fuerza Resistiva adaptada a nadadores helicoidales en medio granular	18
2.4. Modelo para la Fuerza normal y Torque	21
3. Arreglo experimental y métodos	23
3.1. Arreglo experimental	23
3.1.1. Nadadores y helicoides	23
3.1.2. Medio granular	27
3.1.3. Fluidos	28
3.1.4. Bobina de Helmholtz Rotatoria	28
3.1.5. Reómetro Granular	29
3.2. Procedimiento experimental	30
3.2.1. Metodología en los experimentos de nado	30
3.3. Mediciones de Fuerza Normal y Torque	31

4. Resultados experimentales	33
4.1. Velocidad de nado	33
4.1.1. Efecto de la geometría	34
4.1.2. Influencia del tamaño de grano	37
4.1.3. Efecto de la fricción interna del grano	41
4.2. Influencia del largo del nadador	41
4.3. Mediciones de torque y fuerza normal para nadadores sin cabeza	45
4.3.1. Fuerza Normal FN	45
4.3.2. Torque necesario	46
5. Análisis de resultados	51
5.1. Análisis de resultados de nado	51
5.2. Comparación con la Teoría de Fuerza Resistiva	53
5.3. Influencia del largo de helicoide en el nado en medio granular	61
5.4. Fuerza y Torque	64
6. Conclusiones	69
A. Publicaciones y congresos	71
Bibliografía	79

Índice de figuras

1.1. Ejemplos de medio granular en: la industria (a) carbón, en la alimentación (b) diversas semillas y en la superficie de cuerpos celestes (c) superficie marciana.	1
1.2. Locomoción animal en distintos medios:(a) pingüino nadando en agua, (b) Colibrí volando en aire y (c) serpiente moviéndose en la arena.	3
1.3. Locomoción Ondulatoria en: (a) Nematodos nadando a bajo número de Reynolds, (b) Anguila nadando a número de Reynold alto. (c) Serpiente desplazándose en tierra.	4
1.4. Accidentes en silos (a) Flujo de grano, (b) Puentes de grano. (c) Paredes de grano.	7
2.1. Representación esquemática de las fuerzas que actúan sobre el elemento diferencial δs : (a) debidas a una velocidad V_y resultado en un empuje $\delta F_y = \delta N_y \text{Sen}\theta - \delta L_y \text{Cos}\theta$, donde δN_y y δL_y son reacciones del agua actuando normal y tangencialmente a la superficie del elemento respectivamente y θ es el ángulo de inclinación del elemento con respecto al eje x , (b) debidas a una velocidad V_x resultando en un arrastre $\delta F_x = \delta N_x \text{Sen}\theta + \delta L_s \text{Cos}\theta$. La fuerza neta δF sobre el elemento δs proviene de los efectos combinados de a y b.	11
2.2. Diagrama esquemático de la teoría de fuerza resistiva y de un elemento diferencial. Donde V_x es la velocidad de nadado, V_ω velocidad de la onda, F_N fuerza normal, F_P fuerza perpendicular, θ ángulo entre la horizontal y el segmento y ψ ángulo entre el eje del elemento infinitesimal y la velocidad instantánea.	15

2.3. Representación esquemática de la fuerza normal y el torque.	22
3.1. Representación esquemática de los nadadores con cabeza magnética. Donde λ es la longitud de onda, θ es el ángulo y $2R$ es el diámetro, L_T es el largo de del helicoide, $2a$ es el diámetro del alambre. Además D_h y L_h son el diámetro y el largo de la cabeza.	24
3.2. Esquema de los nadadores utilizados en el estudio de la influencia de los parámetros geométricos en el nado helicoidal.	25
3.3. Esquema de los nadadores utilizados en los experimentos para cuantificar la influencia del largo de los nadadores.	26
3.4. Medios granulares utilizados: (a) cuentas de vidrio, (b) semillas de mostaza. 28	
3.5. Representación esquemática del dispositivo que permite rotar la bobina Helmholtz.	29
3.6. Representación esquemática del arreglo experimental para mediciones de Fuerza Normal y Torque. a) Vistas del adaptador impreso en 3D, b) Montaje experimental.	29
3.7. Esquema del nadador dentro del medio granular con la placa de acrílico. .	30
3.8. Esquema del procedimiento experimental.	31
3.9. Captura de vídeo obtenido para determinar la velocidad de desplazamiento dentro del medio granular	31
3.10. Pantalla de procesamiento de vídeos en Tracker	32
4.1. Velocidad de nado, para los helicoides del caso i donde $\lambda = 20 \text{ mm}$ en partículas con diámetro de 0.325 mm . (a) en función de la velocidad de rotación ω (b) en función del ángulo del helicoide θ (o alternativamente como función de la longitud de onda λ	35
4.2. Velocidad de nado, para los helicoides del caso ii donde θ es constante en partículas con diámetro de 0.325 mm . (a) en función de la velocidad de rotación ω (b) en función del ángulo del helicoide θ (o alternativamente como función de la longitud de onda λ	36

4.3. Velocidad de nado para el caso <i>iii</i> con partículas de 0.325 mm de diámetro. (a) velocidad de nado como función de la velocidad de rotación ω , (b) como función del ángulo del helicoides θ (o alternativamente como función de la longitud de onda λ .)	38
4.4. Velocidad de nado, en función de la frecuencia ω , para un robot dado en esferas de 5 distintos diámetros: 0.375mm, 0.6mm, 1.5mm, 2mm y 3mm. (a) Para el robot D11P6, (b) Para el robot D11P20.	39
4.5. Velocidad de nado, en función de la frecuencia ω , para un robot dado en esferas de 5 distintos diámetros: 0.375mm, 0.6mm, 1.5mm, 2mm y 3mm. (a) Para el robot D11P41, (b) Para el robot D11P60.	40
4.6. Velocidad de nado para los nadadores del caso <i>iii</i> , usando como medio experimental semillas de mostaza (a) Velocidad en función de la frecuencia, (b) Velocidad de nado en función del ángulo del helicoides.	42
4.7. Velocidad de nado, con robots de distintas longitudes usando esferas de vidrio como medio experimental.	43
4.8. Velocidad de nado, con robots de distintas longitudes usando gel para el cabello como medio experimental.	44
4.9. Velocidad de nado, con robots de distintas longitudes usando glucosa diluida con agua como medio experimental.	44
4.10. Fuerza normal producida por la rotación del helicoides para los helicoides mostrados en la tabla 3.2. En (a) en función de la frecuencia y (b) en función del número de vueltas del helicoides.	47
4.11. Fuerza normal producida por la rotación del helicoides para los helicoides mostrados en la tabla 3.2. En (a) en función de la frecuencia y (b) en función del número de vueltas del helicoides.	48
4.12. Torque necesario para hacer rotar el helicoides, para los helicoides mostrados en la tabla 3.2. En (a) en función de la frecuencia y (b) en función del numero de vueltas del helicoides.	49

4.13. Torque necesario para hacer rotar el helicoides, para los helicoides mostrados en la tabla 3.2. En (a) en función de la frecuencia y (b) en función del numero de vueltas del helicoides.	50
5.1. Velocidad normalizada como función del ángulo para los nadadores del caso <i>iii</i> normalizada con ωR ; (a) Nadando en esferas de vidrio y (b) Nadando en semillas de mostaza; las líneas muestran la predicción de la teoría fuerza resistiva: las líneas sólidas para el modelo con cabeza (ecuación 2.28), las líneas punteadas representan el modelo sin cabeza (ecuación 2.30).	52
5.2. Velocidad normalizada como función del ángulo para los nadadores del caso <i>iii</i> normalizada con ω ; (a) Nadando en esferas de vidrio y (b) Nadando en semillas de mostaza; las líneas muestran la predicción de la teoría fuerza resistiva: las líneas sólidas para el modelo con cabeza (ecuación 2.28), las líneas punteadas representan el modelo sin cabeza (ecuación 2.30).	54
5.3. Comparación directa de la velocidad en función del ángulo del helicoides y la longitud de onda para diferentes velocidades de rotación. Las líneas punteadas muestran los resultados de la ecuación 2.30 que toma en cuenta el arrastre de la cabeza. Cada color, símbolo y líneas corresponde a diferentes velocidades angulares ω Comparación directa entre los valores de velocidad experimental y los calculados con la TFR.	55
5.4. Comparaciones: velocidad en función del ángulo del helicoides y la longitud de onda para diferentes velocidades de rotación. Las líneas punteadas muestran los resultados de la ecuación 2.30 usando los valores de $\Gamma = 0.989$ y $\Gamma = 2.454$ para las esferas de vidrio y semillas de mostaza respectivamente	57
5.5. Comparación de la velocidad normalizada con ωR , entre los datos experimentales y el modelo propuesto por [13], considerando el valor propuesto en [13] $\Gamma = 1.6$; y dejando Γ libre y ajustando su valor con los resultados experimentales obteniendo $\Gamma = 2.7$	59

5.6. (a) Velocidad en función del ángulo del helicoides, θ , y (b) longitud de onda λ . Predicciones del modelo de la TFR, ecuaciones 2.28 y 2.30, considerando dos valores para Γ , además de factor de empaquetamiento bajo (líneas punteadas) y alto factor de empaquetamiento (líneas sólidas, considerando tres diferentes ángulos de reposo.	60
5.7. Comparación de la velocidad normalizada con ωR , de nadadores desplazándose en tres diferentes medios: esferas de vidrio, gel para el cabello y glucosa diluida. Velocidad normalizada en función del número de vueltas. Las líneas punteadas representa el ajuste monomolecular para cada medio	62
5.8. Velocidad normalizada con ωR en función del número de vueltas del helicoides, para nado en medio granular. Comparando: en negro los resultados experimentales, en rojo el modelo de la TFR sin considerar la cabeza y en azul el modelo TFR considerando la cabeza del nadador.	63
5.9. Velocidad normalizada con $N\omega R$ en función del número de vueltas del helicoides.	63
5.10. Comparación entre resultados experimentales y el modelo TFR para: (a) la fuerza normal y (b) el toque; ambos en función de la velocidad angular y solo para el nadador D11P40	65
5.11. Torque y fuerza normal en función del número de vueltas del helicoides.	66
5.12. Comparación cualitativa entre la velocidad normalizada V_* y la fuerza normal (a); y el torque (b). En función del número de vueltas.	67

Índice de cuadros

3.1. Parámetros geométricos de los nadadores. <i>Caso i</i> longitud de onda λ es constante, <i>Caso ii</i> cuando el ángulo θ es constante finalmente cuando el diámetro $2R_b$ no cambia.	24
3.2. Parámetros geométricos de los nadadores con R , λ y θ constantes	27
3.3. Características de los granos usados en los experimentos.	27
3.4. Propiedades físicas de los fluidos experimentales	28

Capítulo 1

Introducción

1.1. Medio Granular

El medio granular se puede definir como una colección de partículas macroscópicas, este tipo de medios son comunes en la naturaleza, ver figura 1.1. La arena es un ejemplo clásico de un medio granular y cubre entre 8 y 10 % de la superficie terrestre [17] además de la mayor parte de la superficie de los objetos celestes sólidos [6, 10, 44]. Muchos productos alimenticios de la vida diaria como el azúcar, la sal además de diversos tipos de semillas se presentan en la forma de medio granular. Los medio granulares también juegan un papel importante en diversos sectores industriales, de hecho es el segundo tipo de medio más usado en la industria [50].



FIGURA 1.1: Ejemplos de medio granular en: la industria (a) carbón, en la alimentación (b) diversas semillas y en la superficie de cuerpos celestes (c) superficie marciana.

Una forma de estudiar la naturaleza de un medio, es a través de las fuerzas que este medio produce sobre objetos que se desplazan dentro de él. Un tipo especial de “objetos” son los organismos vivos, a este tipo de movimiento lo llamamos locomoción animal. El término locomoción animal incluye la caminata, el nado y el vuelo, todas estas

actividades son el resultado de la interacción del sistema musculo esquelético del organismo, con sus distintos grados de libertad, con el medio, ver figura 1.2. La locomoción juega un papel fundamental en tareas esenciales para la supervivencia de los animales, como encontrar pareja o alimento, en migraciones o para escapar de un depredador. La locomoción requiere de distintas cualidades como velocidad máxima, aceleración, estabilidad y eficiencia energética. Para desplazarse dentro del medio o en su superficie, los animales deben ser capaces de manipular las fuerzas de reacción como el empuje, el arrastre, además en algunos casos vencer la gravedad. Los animales han desarrollado estructuras y apéndices especializadas en sus cuerpos involucrados para tener la interacción física favorable de acuerdo con su tamaño. Un ejemplo de estas adaptaciones especiales son los millones de vellos en las patas del gecko que le permiten mediante las fuerzas de Van der Waals, adherirse a las paredes, así como el caso de los zancudos cuyas patas les permiten caminar sobre el agua.

Para llevar acabo este tipo de estudios, se ha optado por un enfoque integrado que históricamente ha incluido experimentos con animales [15, 18, 45, 60], modelado teórico [4, 36, 59], modelos numéricos [3, 16, 43] experimentos con robots [11, 17, 20, 33]. Este tipo de estudios ha producido avances significativos en el entendimiento de la biomecánica de la locomoción en ambientes terrestres, acuáticos y aéreos [4, 9, 41, 62] así como en el entendimiento de la física del medio [14, 21, 37]. Estas ideas llevan a robots con diseños inspirados en la naturaleza que se mueven en el mundo real con las propiedades deseadas de los organismos biológicos, como la adaptabilidad, robustez, versatilidad y agilidad [49]. El rendimiento de estos robots bio-inspirados fácilmente superan el rendimiento de los animales en los que se inspiró ya que estos carecen de las limitaciones anatómicas y fisiológicas propias del animal [49].

1.2. Locomoción de organismos vivos

La locomoción de organismos vivos en fluidos (volar en el aire y nadar en el agua) ha sido estudiada durante siglos por la comunidad de mecánica de fluidos [8]. Las interacciones entre el cuerpo y el fluido que lo envuelve generan fuerzas de empuje y arrastre

que bajo las condiciones correctas producen el desplazamiento del organismo. Mientras que el vuelo y el nado (ambos a bajo número de Reynolds) son bien comprendidos para el caso de fluidos Newtonianos [61], debido a que contamos con las ecuaciones constitutivas fundamentales para este tipo de medio, (ecuaciones de Navier-Stokes). Por otro lado la locomoción en fluidos complejos no ha sido estudiada a profundidad. En particular, una estrategia comúnmente observada en la naturaleza, como excavar a través del suelo, en medio granular, [28], es usada para obtener alimentos, escapar de depredadores o simplemente moverse.

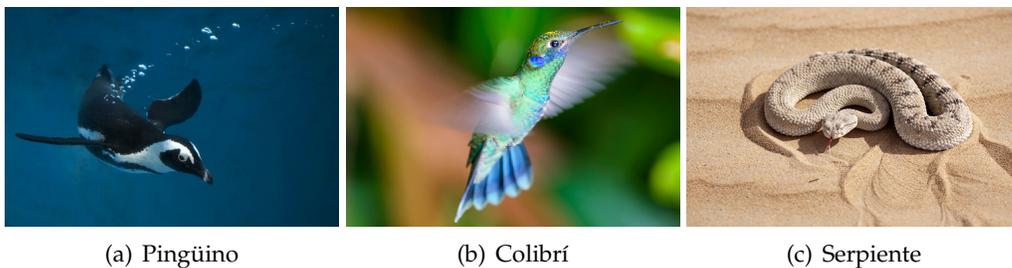


FIGURA 1.2: Locomoción animal en distintos medios:(a) pingüino nadando en agua, (b) Colibrí volando en aire y (c) serpiente moviéndose en la arena.

El reto para entender un medio complejo como el medio granular es debido a que este medio se comporta de diversas maneras, como un sólido o como un fluido [55], incluso en un mismo flujo. Por esta razón no existe un conjunto de ecuaciones constitutivas. Recientemente, se avanzó en el estudio de los flujos granulares densos [19, 32]: sin embargo, todavía es necesaria la validación y aceptación general de estos avances.

La locomoción ondulatoria es ampliamente utilizada por organismos que viven en el agua [25, 30] y en la superficie del suelo [27, 29] ver figura 1.3. La dinámica es diferente porque las fuerzas de reacción dependen del entorno. Los organismos pequeños como los nematodos y los espermatozoides viven en fluidos donde dominan las fuerzas viscosas y la inercia no es importante [24, 26]. Los nadadores grandes en el agua se impulsan con fuerzas que provienen principalmente de acelerar o desacelerar el agua. Para la locomoción terrestre, las fuerzas de fricción asociadas con las fuerzas de reacción



FIGURA 1.3: Locomoción Ondulatoria en: (a) Nematodos nadando a bajo número de Reynolds, (b) Anguila nadando a número de Reynold alto. (c) Serpiente desplazándose en tierra.

del suelo generalmente proporcionan empuje. Algunos organismos que usan pasos ondulatorios a menudo pasan ondas de desplazamiento hacia atrás a lo largo del cuerpo, aunque la forma de onda exacta difiere [25, 27, 29, 31].

1.3. Locomoción en fluidos y medio granular

Dado que la flotabilidad en el aire generalmente es insuficiente para superar las fuerzas gravitacionales en animales y vehículos hechos por el hombre, las fuerzas debidas al aire a menudo se generan por alas o estructuras similares a alas. La comprensión de cómo la forma y la orientación de los intrusos que se mueven a velocidad constante afectan las fuerzas de elevación y arrastre son esenciales en los diseños de perfiles aerodinámicos. Para los insectos que vuelan aleteando, las deformaciones del ala y el vórtice del borde de ataque son importantes en la generación de empuje y elevación [56]. Los vórtices también juegan un papel clave en la locomoción en el agua en Reynolds (Re) altos, que van desde la natación ondulatoria de peces hasta el chorro de agua de medusas [12, 34]. Las mediciones de flujos en fluidos se facilitan mediante técnicas de visualización como la velocimetría de imagen de partículas (PIV) [34]. La locomoción dentro de sustratos como arena, tierra y escombros (que muestran un comportamiento tanto sólido como fluido) ha sido menos estudiada en comparación con la locomoción dentro de fluidos o en terreno sólido [27, 38, 40, 41, 55]. En dichos materiales, las teorías validadas en fluidos no funcionan, y las técnicas de visualización como el PIV son casi inexistentes.

Este tipo de locomoción subsuperficial es particularmente relevante para organismos del desierto como escorpiones, serpientes y lagartijas. En parte por las razones descritas anteriormente y debido a la importancia del medio granular, la locomoción en medio granular ha captado la atención de la comunidad científica. En particular Goldman y colaboradores en una serie de contribuciones [38-40, 47, 48, 63], estudian la locomoción ondulatoria de organismos en arena, como el lagarto, pez de arena (*Scincus Scincus*). Usando una cámara de rayos x visualizan el movimiento de la lagartija mientras esta se enterraba así misma en un lecho de partículas. El organismo presenta un movimiento característico: mientras se desplaza dentro de la arena, se mueve de lado a lado con un movimiento ondulatorio con una frecuencia y amplitud constante. Con estas observaciones dedujeron que el movimiento se asemeja al de ciertos microorganismos a bajo número de Reynolds. Por esta razón, aplican la Teoría de Fuerza Resistiva (TFR) clásica para la locomoción a bajo número de Reynolds [25] y la adaptaron para ser compatible con la física del medio granular [40]. La validación adicional de la teoría no se probó en el caso biológico porque no se puede hacer que los organismos cambien su estrategia de natación. Investigaciones recientes han abordado otros problemas relacionados con la locomoción en materia granular. Peng *et. al* [47] extendió la TFR granular para el caso de un filamento flexible; consideraron diferentes formas del filamento y abordaron cuestiones como la maniobrabilidad, el cambio de dirección y los cambios en el tamaño y la geometría del filamento. En un estudio posterior, el mismo grupo de investigadores consideró la locomoción a través de la actuación de una aleta flexible [48]. Darbois Texier *et. al* [13] estudió el movimiento de una hélice rígida en medios granulares. En su caso, la hélice era impulsada por un eje aplicando una fuerza externa para ayudar o dificultar el movimiento. Encontraron las condiciones para nadar sin fuerza y propusieron un modelo, basado en ideas de la teoría de la fuerza resistiva pero considerando una simple ley de fricción de Coulomb. Dada su similitud con el presente estudio, se realizarán algunas comparaciones directas. Recientemente, Slonaker [57] demostró que la teoría de la fuerza resistiva granular es funcional para el escalado adecuado y también se ha propuesto modelar la locomoción en medios granulares [1]. Estos hallazgos recientes son

indicaciones claras de la robustez de la TFR granular. Inspirados por el progreso reciente en el tema, realizamos experimentos con nadadores helicoidales en medios granulares para caracterizar completamente esta estrategia de natación. En particular, la configuración helicoidal nos permite simplificar, de alguna manera, la mecánica de la natación porque la forma del cuerpo permanece fija durante el movimiento. La propulsión helicoidal es utilizada por bacterias como *E. Coli* [5]. Estos organismos utilizan la acción de una hélice rotatoria para propulsarse en fluidos newtonianos a bajos números de Reynold. Este tipo de locomoción está relativamente bien predicho por la TFR viscosa clásica, pero existen métodos más precisos como el Método de Stokestlet regularizado y la Teoría del cuerpo delgado de Lighthill [53]. Estos modelos indican que la geometría de la hélice, es uno de los parámetros importantes que afectan el movimiento [2, 35, 42, 52, 54]. Para el caso de *E. Coli*, el movimiento tiene lugar con números de Reynolds que oscilan entre 10^{-5} y 10^{-4} , para los cuales las fuerzas de inercia son insignificantes y los efectos viscosos son dominantes. Para el caso del medio granular, la fuerza de inercia también es insignificante, a su vez, dominan las fuerzas de fricción. Este hecho es la base para una comparación adecuada entre la natación en estos dos medios, a pesar de que la escala es diferente para cada uno de los nadadores. Es importante tener en cuenta que recientemente se ha demostrado que la TFR es más precisa para materiales granulares que para fluidos viscosos newtonianos [1]. En un estudio anterior, el grupo de investigación ha utilizado nadadores impulsados magnéticamente con colas helicoidales en otros fluidos complejos [23]. Utilizamos, esencialmente, el mismo sistema para producir auto-locomoción de nadadores helicoidales dentro de un lecho de granos. Además de variar la velocidad de rotación de la hélice, variamos ampliamente su geometría. También probamos la influencia del tamaño de partícula y la rugosidad. El estudio se completa adaptando la TFR granular para nadadores helicoidales, lo que conduce a la identificación de variables normalizadas.

Los resultados en este documento pueden usarse para guiar el diseño de robots autónomos capaces de nadar en medios granulares. Prevemos que dichos dispositivos sean usados para abordar el problema de atascos en los silos de grano. La obstrucción de los

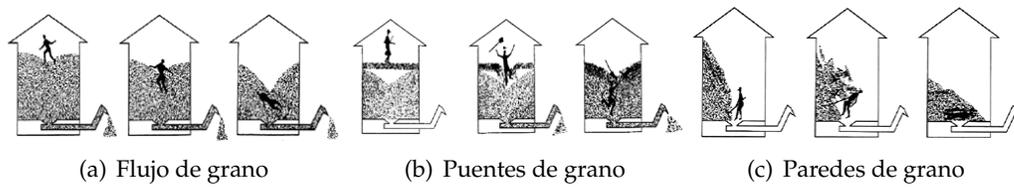


FIGURA 1.4: Accidentes en silos (a) Flujo de grano, (b) Puentes de grano.
(c) Paredes de grano.

silos industriales a menudo se resuelve enviando trabajadores dentro de estas estructuras para limpiar manualmente las regiones obstruidas en el silo. En muchos casos, el material granular puede colapsar sobre los trabajadores y provocar lesiones graves o incluso la muerte, ver figura 1.4. Este es un grave peligro industrial, que ha llevado a casi 800 accidentes fatales y no fatales desde 1964 solo en los Estados Unidos [51]. En cambio, enviar un dispositivo robótico eliminaría completamente el peligro.

En esta tesis se modeló el nado helicoidal en medio granular usando la Teoría de Fuerza Resistiva granular, con este objetivo se realizaron una serie de experimentos en los que se midió la velocidad de nado de numerosos helicoides, variando sus parámetros geométricos; además de usar diversos medios granulares de distintos tamaños y rugosidades. Además, se usaron los principios de la Teoría de Fuerza Resistiva para modelar el torque y la fuerza normal de los helicoides, en este caso también se realizaron experimentos para comparar el modelo con los resultados experimentales.

Capítulo 2

Teoría de Fuerza Resistiva

La Teoría de Fuerza Resistiva (TFR), es uno de los primeros intentos por modelar la locomoción ondulatoria en fluidos a bajo número de Reynolds, recientemente esta teoría ha sido modificada con éxito para modelar la locomoción ondulatoria en medio granular; en este trabajo extendemos los principios de la TFR para el nado helicoidal en medio granular, a continuación se presentan los principios de esta teoría.

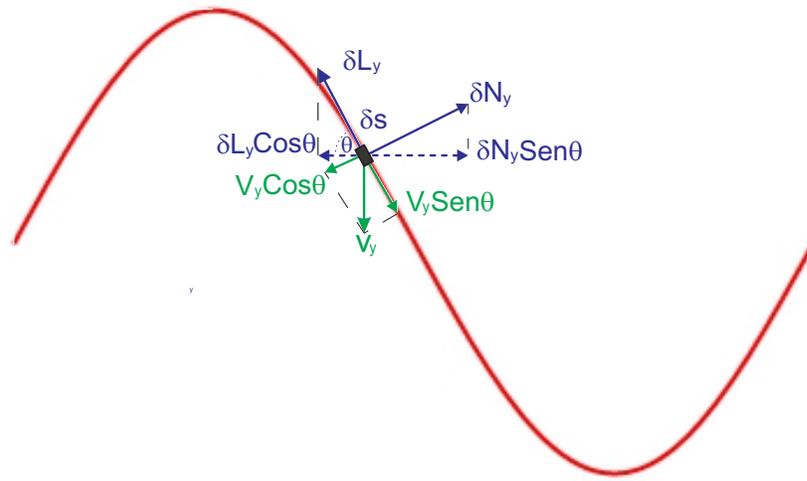
2.1. Teoría de Fuerza Resistiva a bajo número de Reynolds

El interés por el nado de microorganismos se ha incrementado a lo largo de los años por diversas razones, entre ellas una de las más importantes son las aplicaciones médicas [46]. Uno de los primeros modelos teóricos para el nado de microorganismos fue presentado en [58] por Taylor, en el que se propone un flujo sobre una sábana infinita que se mueve en forma de onda sinusoidal inmerso en un fluido Newtoniano no acotado, este modelo encuentra que la velocidad de la sábana es proporcional al cuadrado de la amplitud de la onda, esta proporción ha sido recuperada en modelos subsecuentes. Posteriormente Gray y sus colaboradores a través de una serie de publicaciones [24, 25] desarrolla los principios de la TFR. La TFR es uno de los primeros modelos desarrollados para explicar la velocidad de nado de microorganismos dentro de fluidos a bajo número de Reynolds (Re), donde las fuerzas viscosas son muy grandes, comparadas con las fuerzas inerciales que en este caso son despreciables. La TFR se presenta por primera vez en el trabajo de J. Gray y J. Hoanckock publicado en 1955 bajo el título “The

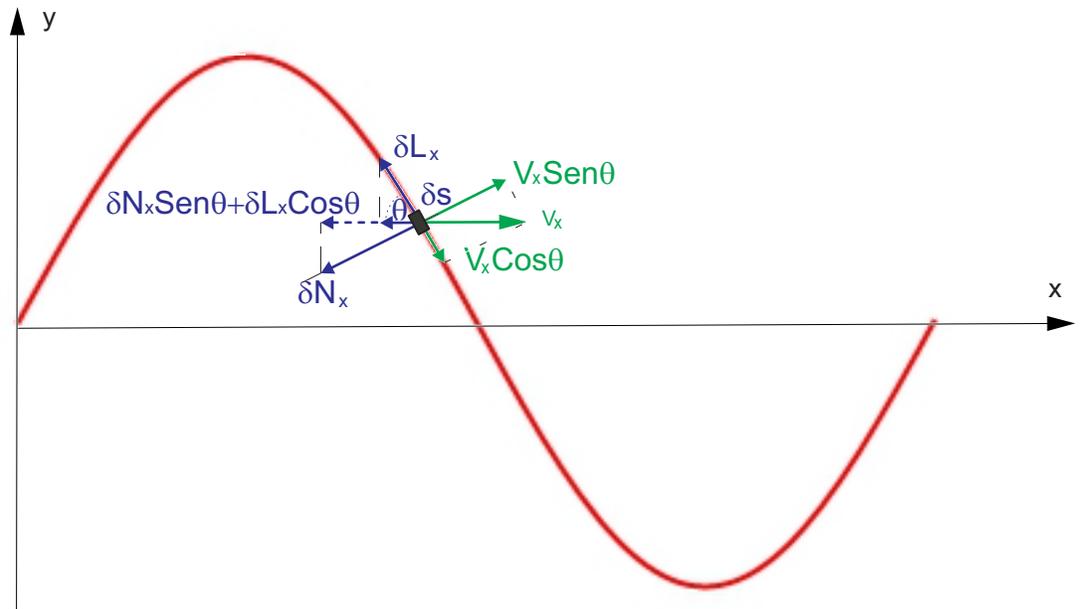
Propulsion of Sea-Urchin Spermatozoa” [25]. En él se describe el movimiento del espermatozoide de un erizo de mar nativo del Mar del Norte (*Psammechinus miliaris*), en el modelo propuesto se consideran las fuerzas ejercidas sobre la cola del espermatozoide partiendo de su movimiento y su interacción con los alrededores, además de determinar la relación que tienen los parámetros del movimiento ondulatorio de la cola, tales como amplitud y frecuencia, con la velocidad de propulsión del espermatozoide. El la TFR el microorganismo es modelado con una cola flexible por la que viaja una onda sinusoidal. Se asume que el cuerpo se desplaza en dirección opuesta a la dirección de onda que viaja por su cola [25]; en el modelo original [25] no considera el movimiento lateral ni el de guiñada. En el modelo el cuerpo es particionado en elementos infinitesimales; cada elemento genera empuje y sufre de arrastre cuando se mueve a través del medio, las fuerzas que actúan sobre cada elemento no son afectadas por las fuerzas que actúan sobre otros elementos, es decir el arrastre y el empuje sobre un elemento son solo el resultado de la interacción de este elemento con el medio. Si integramos la fuerza de cada elemento sobre la longitud total del nadador para un periodo completo, de la onda que viaja sobre la cola, la fuerza neta sobre el cuerpo es calculada, ver figura 2.1. La fuerza neta es igualada a cero para obtener la velocidad de nado promedio. Dado que las fuerzas inerciales son despreciables en el medio granular cuando nos desplazamos a baja velocidad, al igual que en los fluidos a bajo número de Reynolds, además de que la cinemática de un nadador con cola helicoidal puede ser modela como una onda sinusoidal en tres dimensiones, es posible modelar este fenómeno con la TFR, como ya lo han hecho Goldman y sus colaboradores en el caso de locomoción ondulatoria [40].

2.1.1. Formulación de la Teoría de Fuerza Resistiva clásica

Las matemáticas para el modelado de la propulsión de filamentos delgados ondulatorios se describieron por Taylor [58]. Como todo sistema ondulatorio auto propulsado, el movimiento del espermatozoide depende de que los efectos de las fuerzas tangenciales que actúan a lo largo del cuerpo sean compensadas por los efectos de las fuerzas propulsoras que actúan sobre la superficie del cuerpo [24].



(a) Reacciones sobre elemento infinitesimal provocadas por la la velocidad V_x



(b) Reacciones sobre el elemento infinitesimal provocadas por la velocidad V_y

FIGURA 2.1: Representación esquemática de las fuerzas que actúan sobre el elemento diferencial δs : (a) debidas a una velocidad V_y resultado en un empuje $\delta F_y = \delta N_y \text{Sen} \theta - \delta L_y \text{Cos} \theta$, donde δN_y y δL_y son reacciones del agua actuando normal y tangencialmente a la superficie del elemento respectivamente y θ es el ángulo de inclinación del elemento con respecto al eje x , (b) debidas a una velocidad V_x resultando en un arrastre $\delta F_x = \delta N_x \text{Sen} \theta + \delta L_x \text{Cos} \theta$. La fuerza neta δF sobre el elemento δs proviene de los efectos combinados de a y b.

Cualquier parte del cuerpo que al moverse provoque en el agua una reacción en dirección normal a su superficie debe tener un componente de movimiento normal a su superficie, esta reacción tiene una componente de propulsión en la dirección deseada sobre todo el eje de translación de todo el cuerpo [24] además de tener la orientación adecuada.

A continuación se sigue el proceso para aplicar estos principios teóricos al nado de un microorganismo, en un fluido Newtoniano, tal como lo hizo Gray. Es necesario considerar las fuerzas ejercidas en sobre un elemento infinitesimal δ_y debidas a un desplazamiento transversal V_y provocado durante el paso de la onda. La orientación θ de dicho elemento depende de la forma de la onda y de la posición del segmento dentro de ella; la velocidad transversal de los elementos también depende de la forma de la onda y de la velocidad de propagación de la misma V_ω . El desplazamiento transversal V_y tiene dos componentes: el desplazamiento tangencial $V_y \text{Sen}\theta$ y el desplazamiento normal $V_y \text{Cos}\theta$. El agua ofrece resistencia a este desplazamiento y en consecuencia, el desplazamiento V_y provoca reacciones tangenciales y normales en la superficie del elemento. La fuerza dN_y tiene una componente $dN_y \text{Sen}\theta$ actuando hacia adelante en el eje x de propulsión. Este es el componente que contrarresta el arrastre de las fuerzas tangentes a la superficie. Como el elemento es pequeño y la velocidad de desplazamiento es baja, las reacciones provocadas por el agua se consideran directamente proporcionales a la velocidad y viscosidad del medio. Si la velocidad de desplazamiento tangencial del cuerpo es $V_y \text{Sen}\theta$, entonces:

$$\delta L_y = C_L V_y \text{Sen}\theta \delta s \text{ arrastre tangencial} \quad (2.1)$$

$$\delta N_y = C_N V_y \text{Cos}\theta \delta s \text{ fuerza normal} \quad (2.2)$$

donde C_L y C_N son los coeficientes de resistencia para la superficie del elemento en un medio de viscosidad conocida. La fuerza de empuje resultante a lo largo del eje x es:

$$\delta F_x = (C_N - C_L) V_y \text{Sen}\theta \text{ Cos}\theta \quad (2.3)$$

Por tanto, el desplazamiento transversal del elemento produce un impulso hacia adelante a lo largo del eje de propulsión, indicando que el coeficiente de resistencia normal es mayor que el longitudinal. Como el elemento infinitesimal no solo se está moviendo en el eje trasversal, se realiza un análisis análogo en el eje longitudinal considerando que la velocidad es V_x , obteniendo:

$$\delta L_x = C_L V_x \text{Cos}\theta \delta s \quad (2.4)$$

$$\delta N_x = C_N V_x \text{Sen}\theta \delta s \quad (2.5)$$

Por lo que las fuerzas totales actuando sobre el elemento son:

$$\delta L_y = C_L (V_y \text{Sen}\theta - V_x \text{Cos}\theta) \delta s \quad (2.6)$$

$$\delta N_y = C_N (V_y \text{Cos}\theta + V_x \text{Sen}\theta) \delta s \quad (2.7)$$

Las componentes de la fuerza normal y el arrastre tangencial sobre el eje x son: $\delta N \text{Sen}\theta$ y $\delta L \text{Cos}\theta$, respectivamente, por lo que la suma de fuerzas es:

$$\delta F_x = ((C_N - C_L) V_y \text{Sen}\theta \text{Cos}\theta - V_x (C_N \text{Sen}^2\theta + C_L \text{Cos}^2\theta)) \delta s \quad (2.8)$$

$$\delta F = \frac{(C_N - C_L) V_y \text{Tan}\theta - V_x (C_L + C_N \text{Tan}^2\theta)}{1 + \text{Tan}^2\theta} \delta s \quad (2.9)$$

las ecuaciones 2.6 y 2.7 muestran que solo se ejerce empuje positivo si:

$$V_y > V_x \text{Tan}\theta$$

La ecuación 2.9 indica que el empuje hacia adelante solo es posible si:

$$C_N > C_L$$

Durante el movimiento a velocidad constante, el resultado de la fuerza de un elemento al integrar sobre la onda completa es cero; entonces, la velocidad de propulsión

se expresa en términos de la velocidad de la onda si los valores de C_N , C_L y θ son conocidos y si la velocidad de propulsión permanece constante durante todo el ciclo de movimiento del elemento. La posibilidad de aplicar los principios anteriores en un flagelo ondulante delgado fue propuesta en [24]. Si la velocidad transversal de un elemento es $\frac{\delta y}{\delta t}$ y la tangente del ángulo de inclinación es $\frac{\delta y}{\delta x}$, la ecuación 2.9 se escribe como:

$$\delta F = \left(\frac{(C_N - C_L) \frac{\delta y}{\delta t} \frac{\delta y}{\delta x} V_x (C_L + C_N) \frac{\delta y^2}{\delta x}}{1 + \frac{\delta y^2}{\delta x}} \right) \delta s \quad (2.10)$$

entonces el empuje total sobre el flagelo en una longitud de onda $0 \leq x \leq \lambda$ es:

$$\delta F = \int_0^\lambda \delta F$$

Para continuar el análisis, suponemos que el ángulo de inclinación es lo suficientemente pequeño para eliminar los términos $\frac{\delta y^2}{\delta x}$ y que la longitud del flagelo es aproximadamente igual a la longitud de onda. En ese caso la ecuación 2.10 se reduce a:

$$\frac{dF}{dx} = (C_N - C_L) \frac{\delta y}{\delta t} \frac{\delta y}{\delta x} - V_x C_L \quad (2.11)$$

Las ondas generadas por la cola se ajustan a una senoide de la forma:

$$y = R \text{Sen} \frac{2\pi}{\lambda} (x + V_\omega t)$$

donde x es la posición en la dirección del movimiento, y es el desplazamiento medido desde la línea media del organismo, R es la amplitud, λ es la longitud de onda, f la frecuencia de la onda, t el tiempo, y $V_\omega = f\lambda$. Para una velocidad dada V_x . Entonces, la velocidad y el ángulo de inclinación quedan como:

$$V_y = \frac{dy}{dx} = \frac{2R\pi V_\omega}{\lambda} \text{Cos} \frac{2\pi}{\lambda} (x + V_\omega t) \quad (2.12)$$

$$\text{Tan} \theta = \frac{dy}{dx} = \frac{2R\pi}{\lambda} \text{Cos} \frac{2\pi}{\lambda} (x + V_\omega t) \quad (2.13)$$

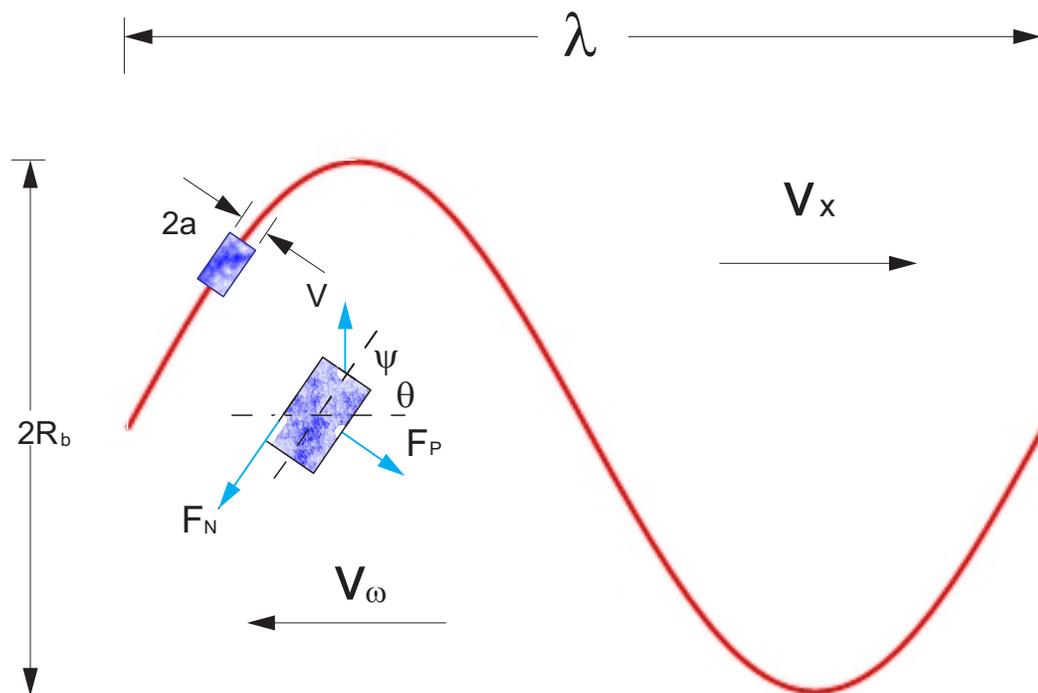


FIGURA 2.2: Diagrama esquemático de la teoría de fuerza resistiva y de un elemento diferencial. Donde V_x es la velocidad de nadado, V_ω velocidad de la onda, F_N fuerza normal, F_P fuerza perpendicular, θ ángulo entre la horizontal y el segmento y ψ ángulo entre el eje del elemento infinitesimal y la velocidad instantánea.

$$\psi = \text{arcTan} \left(\frac{V_y}{V_x} \right) - \theta \quad (2.14)$$

entonces

$$F = \int_0^\lambda dF = \frac{2\pi^2 R^2 V_\omega (C_N - C_L)}{\lambda} - C_L \lambda V_x \quad (2.15)$$

La ecuación 2.15 proporciona el empuje producido por cada onda completa. Cuando un organismo ondulatorio sin cabeza se propulsa por si mismo a una velocidad constante ($V_x = cte$), $F = 0$.

$$\frac{V_x}{V_\omega} = \frac{2\pi^2 R^2}{\lambda^2} \left(\frac{C_N - C_L}{C_L} \right), \quad (2.16)$$

ya que $V_\omega = f\lambda$

$$V_x = \frac{2f\pi^2 R^2}{\lambda} \left(\frac{C_N - C_L}{C_L} \right) \quad (2.17)$$

Considerando que las ondas que viajan en la cola son de gran amplitud la ecuación 2.17 queda como:

$$V_x = \frac{2f\pi^2 R^2}{\lambda} \left(\frac{1}{1 + \frac{4\pi^2 R^2}{\lambda^2}} \right) \quad (2.18)$$

Si consideramos $C_N = 2C_L$ [24]

$$V_x = \frac{2f\pi^2 R^2}{\lambda} \quad (2.19)$$

Tomando en cuenta el arrastre producido por la cabeza como $hC_L a V_x$ donde hC_L es el coeficiente y a es la dimensión lineal de la cabeza y n como el número de ondas presentes en la cola, la ecuación 2.17 queda como:

$$V_x = \frac{2f\pi^2 R^2}{\lambda} \left(\frac{C_N - C_L}{C_L} \right) \left(\frac{1}{1 + \frac{ha}{n\lambda}} \right) \quad (2.20)$$

2.2. Teoría de Fuerza Resistiva granular

Como se mencionó anteriormente la TFR considera que la fuerza normal (F_N) y la fuerza tangencial (F_T) son proporcionales a la componente de velocidad correspondiente, lo que se expresa en las ecuaciones:

$$F_N = C_N V_N$$

$$F_T = C_L V_N$$

como ya sabemos C_N y C_L son coeficientes para la fuerza normal y la fuerza tangencial con un cociente igual a 2 [24]; esta relación solo es valida para nado cuando, $Re \ll 1$. Esta relación de fuerzas no esta definida para el medio granular. El modelo para el medio granular propuesto por Goldman y sus colaboradores en [39] se describe a continuación. El modelo asume que las fuerzas que actúan sobre un elemento infinitesimal son proporcionales al área de la sección transversal $\delta A = 2r\delta s$ ($2r$ es la altura del elemento infinitesimal y δs es la longitud del arco infinitesimal) y esta en función de ψ . La fuerza resultante sobre el elemento en dirección de las $+x$ es:

$$\delta F_x = (P_N \text{Sen}\theta - P_L \text{Cos}\theta) 2r\delta s \quad (2.21)$$

donde P_N y P_L son las fuerzas en el área de la sección transversal normal y tangencial al eje del elemento. El total de las fuerzas que actúan sobre el cuerpo es F_{cx} en la dirección del movimiento es expresada entonces como:

$$F_{cx} = \int_0^\lambda (P_N \text{Sen}\theta - P_L \text{Cos}\theta \sqrt{1 + \text{Tan}^2\theta} 2r dx) \quad (2.22)$$

A pesar de que el ángulo θ de cada elemento cambia con el tiempo, debido a que la integral se realiza sobre toda la longitud de onda, la integral de la ecuación 2.22 es invariante con el tiempo. La ecuación 2.22 considera las fuerzas actuantes sobre el cuerpo pero no sobre la cabeza. Para incluir las fuerzas sobre la cabeza, se usan dos límites: uno en el que se supone una cabeza plana (FH) máximo arrastre y otro donde la cabeza no esta presente (NH) que produce cero arrastre. Para el modelo de FH , el arrastre en la cabeza F_h se descompone en dos componentes ortogonales F_N^T y F_L^T . La fuerza neta sobre la cabeza queda:

$$F_{hx} = F_N^T \text{Sen}\theta - F_L^T \text{Cos}\theta \quad (2.23)$$

Para el modelo de NH las fuerzas de arrastre sobre la cabeza son cero. Para cada ciclo, cada segmento del nadador incluida la cabeza pasan a lo largo de toda la onda que

atraviesa al nadador. Por lo tanto, el tiempo promedio de la fuerza actuando sobre la cabeza \bar{F}_{hx} es igual al promedio espacial:

$$\bar{F}_{hx} = \frac{1}{T} \int_0^T F_{hx} dt = \frac{1}{\lambda} \int_0^\lambda (F_N^T \text{Sen}\theta - F_L^T \text{Cos}\theta) dx \quad (2.24)$$

Combinando el arrastre de la cabeza con las fuerzas que actúan sobre el cuerpo se obtiene la fuerza promedio total sobre el modelo:

$$\bar{F} = \int_0^\lambda \left((P_N(\psi) \text{Sen}\theta - P_L(\psi) \text{Cos}\theta) \sqrt{1 + \text{Tan}^2\theta} + (F_N^T - F_L^T \text{Cos}\theta) / \lambda \right) dx \quad (2.25)$$

De manera análoga como se mencionó en el caso de fluidos a bajo número de Reynold, para una velocidad constante $\bar{F}_x = 0$. La velocidad V_x se puede encontrar si $V_\omega, A, \lambda, P_N(\psi), P_L(\psi), F_N^T$ y F_L^T son conocidos. Gran parte de los esfuerzos previos para modelar la locomoción en medios granulares se enfoca en la obtención experimental de los parámetros antes mencionados [1, 39, 40].

2.3. Teoría de Fuerza Resistiva adaptada a nadadores helicoidales en medio granular

Como se ha mencionado en este capítulo, Goldman y sus colaboradores fueron exitosos en adaptar la TFR al nado en medio granular logrando un buen ajuste entre su modelo y sus resultados experimentales [40]. Partiendo de los trabajos mencionados la parte central de este trabajo es extender esas ideas para un nadador de cola helicoidal rígida que gira libremente, con una velocidad angular constante, en este caso la rotación es impuesta por un campo magnético rotatorio [22], el dispositivo se describe a detalle en el capítulo 3. Las funciones para la fuerza tangencial F_L la fuerza normal F_N , por unidad de longitud, para un cilindro de radio a es:

$$F_N = 2a(C_S \sin \beta_0 + C_F \sin \psi) \quad \text{y} \quad F_L = 2aC_F \cos \psi \quad (2.26)$$

como ya sabemos, ψ es el ángulo entre el cilindro y el vector de la velocidad instantánea. El ángulo β_0 relaciona la inclinación del cilindro con la fricción del medio, definiéndose como: $\tan\beta_0 = \cot\gamma_0 \text{Sen}\psi$, donde γ_0 es el ángulo de reposo del medio granular. La fracción de volumen de las partículas ϕ , se define como el porcentaje de volumen ocupado por los granos entre el volumen total, este parámetro afecta de manera significativa el comportamiento del medio granular. Por lo que el parámetro ϕ es determinante en la respuesta del medio granular, sin embargo ϕ es considerado con las constantes C_S y C_F , ya que ambas depende de ϕ . Es decir C_S y C_F son parámetros que capturan la densidad de partículas del medio, evaluado por ϕ y el ángulo de reposo γ_0 [39]. Las unidades de C_S y C_F son $[kg/s^2]$. El helicoide se expresa matemáticamente como: $\mathbf{r} = [x + V_x t, R \cos(kx - \omega t), R \sin(kx - \omega t)]$ donde R es el radio exterior del helicoide, k es el número de onda, ω es la velocidad de rotación y V_x en la velocidad del helicoide en la dirección x . Considerando que la inclinación del cilindro, ψ , esta dada por $\sin \psi = V_N / ||V||$, reescribimos las fuerzas normal y tangencial como:

$$F_N = \frac{2a}{\sqrt{V_x^2 + R^2\omega^2}} \left(\frac{C_S}{\sqrt{\sin^2 \psi + \tan^2 \gamma_0}} + C_F \right) V_N \quad (2.27)$$

$$F_L = \frac{2aC_F}{\sqrt{V_x^2 + R^2\omega^2}} V_T$$

donde V_N y V_L son las velocidades normal y tangencial en el cilindro. Si consideramos que el helicoide esta compuesto por cilindros infinitesimales, proyectamos la ecuación 2.27, sobre el eje en dirección x . Para obtener la suma de todas las fuerzas en x , integramos.

$$F_x = \int_0^{L_T} (F_L \hat{\mathbf{t}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_x + F_N \hat{\mathbf{n}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_x) ds, \quad (2.28)$$

donde L_T es la longitud del helicoide y $ds = dx / \cos \theta$, donde en este caso θ es el ángulo del helicoide. Si consideramos un helicoide auto propulsado sin cabeza, la velocidad V_x , se encuentra igualando la fuerza neta, $F_x = 0$ y resolviendo la integral de la ecuación 2.28. Después de hacer algo de álgebra la velocidad normalizada del nadador $V_* =$

$V_x/(\omega R)$, se expresa de manera implícita como:

$$\begin{aligned}
 & V_*^4 \left[\Gamma^2 \tan^4 \theta - \tan^2 \theta \sec^2 \theta - \sec^4 \theta \tan^2 \gamma_0 \right] \\
 & - 2V_*^3 \left[\Gamma^2 \tan^3 \theta + \tan \theta \sec^2 \theta \right] \\
 & + V_*^2 \left[\Gamma^2 \tan^2 \theta \sec^2 \theta - \sec^2 \theta - \sec^4 \theta \tan^2 \gamma_0 \right] \\
 & - 2V_* \left[\Gamma^2 \tan^3 \theta \right] + \Gamma^2 \tan^2 \theta = 0.
 \end{aligned} \tag{2.29}$$

donde $\Gamma = C_S/C_F$.

Por supuesto que es posible obtener una ecuación explícita para V_x sin embargo la ecuación resultante no es manejable, ya que se compone de más de 1000 términos, además la velocidad normalizada V_* , es adecuada para la comparación con los resultados experimentales como se verá en el capítulo 5.

La ecuación 2.29 se resuelve numéricamente, para valores dados de R , ω y θ asumiendo que C_S y C_F son conocidos. Para este trabajo usamos los valores reportados por [39] tanto los valores de alto y bajo nivel de empaquetamiento. Las predicciones de este modelo son mostradas en el capítulo 5 donde son comparadas con los resultados experimentales.

Como se muestra en la figura 3.1, los robots tienen una cabeza cilíndrica, la cual nos permite aplicarles el torque magnético, la cabeza esta alineada perpendicularmente a la dirección del movimiento. Esta cabeza solo genera arrastre, el modelo que considera la cabeza del nadador se presenta a continuación. Para realizar comparaciones cualitativas entre las predicciones del modelo teórico y los resultados experimentales de forma cualitativa es necesario considerar el efecto de la cabeza. Para considerar el efecto de la cabeza la ecuación 2.28 se modifica añadiendo el arrastre producido por la cabeza F_h , resultando en:

$$F_x = \int_0^{L_T} (F_T \hat{\mathbf{t}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_x + F_N \hat{\mathbf{n}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_x) ds + \int_0^{L_h} F_h dx. \tag{2.30}$$

donde $F_h = F_N \sin \theta_h - F_T \cos \theta_h$. En nuestro caso, la cabeza es un cilindro de longitud L_h con su eje alineado perpendicularmente a la dirección de desplazamiento del nadador, en x ; entonces, $\theta_h = 90^\circ$. La TFR considera al flagelo como una colección de pequeños

cilindros, por esta razón usamos un modelo similar para considerar el arrastre producido por los cabeza considerándolas como contribuciones adicionales de F_N y F_L tomando en cuenta las diferencias de tamaño.

Las principales diferencias para modelar el arrastre de la cabeza es que el diámetro del cilindro $D_h/2$, en vez de $2a$, y la longitud es L_h . Además el ángulo de inclinación de la cabeza del cilindro es $\theta = 90^\circ$. Considerando la nueva ecuación de balance de fuerza 2.30 y la expresiones para las fuerzas longitudinales y normales 2.27. La ecuación 2.31 considera el efecto del arrastre de la cabeza, y de nueva cuenta se expresa de forma implícita y normalizada.

$$\begin{aligned}
& V_*^4 \left\{ \Gamma^2 \tan^4 \theta - \tan^2 \theta \sec^2 \theta - \sec^4 \theta \tan^2 \gamma_0 \right. \\
& \quad \left. + 2L_* \sec \theta [\Gamma^2 \tan^3 \theta - \tan^2 \theta - \sec^2 \theta \tan^2 \gamma_0] - L_*^2 [\tan^2 \theta + \sec^2 \theta \tan^2 \gamma_0] \right\} \\
& - 2V_*^3 \left\{ \Gamma^2 \tan^3 \theta + \sec^2 \theta \tan \theta + L_* \tan \theta \sec \theta [2 + \Gamma^2] + L_*^2 \tan \theta \right\} \\
& + V_*^2 \left\{ \Gamma^2 \tan^2 \theta \sec^2 \theta - \sec^2 \theta - \sec^4 \theta \tan^2 \gamma_0 \right. \\
& \quad \left. + 2L_* \sec \theta [\Gamma^2 \tan^2 \theta - 1 - \sec^2 \theta \tan^2 \gamma_0] + L_*^2 [\Gamma^2 \sec^2 \theta - \sec^2 \theta \tan^2 \gamma_0 - 1] \right\} \\
& - 2V_* [\Gamma^2 \tan^3 \theta + L_* \Gamma^2 \tan \theta \sec \theta] + \Gamma^2 \tan^2 \theta = 0.
\end{aligned} \tag{2.31}$$

donde

$$L_* = \frac{L_h D_h}{L_T a}.$$

Es importante notar que la ecuación 2.29 se recobra si $L_* = 0$.

2.4. Modelo para la Fuerza normal y Torque

En este trabajo se aplican los principios de la TFR para obtener los modelos para el calculo de la fuerza normal FN producida por la rotación del helicoides y el torque T necesario para ejercer esta rotación, ver figura 2.3.

En este caso las restricciones son diferentes a las presentes en el modelo de la TFR, como es evidente en la descripción de los experimentos donde se obtienen los resultados

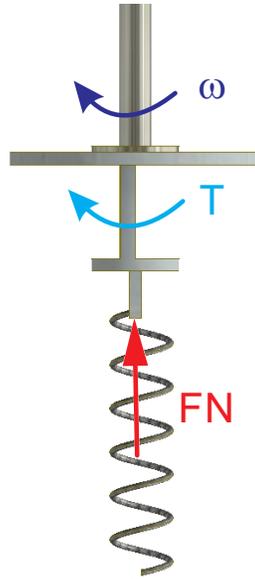


FIGURA 2.3: Representación esquemática de la fuerza normal y el torque.

experimentales para estas dos variables, ver capítulo 3.

Siendo las expresiones para la fuerza normal FN producida por la rotación:

$$FN = \Gamma \left(\frac{2\pi R^2 \omega}{\frac{2\pi R}{\tan\theta} \sqrt{\frac{1}{1+\tan\theta} + \tan^2\gamma_0}} \right) \quad (2.32)$$

y para el torque T necesario para rotar:

$$T = \frac{C_F R^3 \omega \left(1 + \tan^2\theta + \frac{\Gamma}{\sqrt{\frac{1}{1+\tan\theta} + \tan^2\gamma_0}} \right)}{\sqrt{1 + \tan^2\theta} \sqrt{R\omega^2}} \quad (2.33)$$

donde de nueva cuenta $\Gamma = C_s/C_F$ y γ_0 es el ángulo de reposo del medio granular. No se profundiza en estos modelos ya que son una primera aproximación que hasta el momento presentan un éxito limitado.

Capítulo 3

Arreglo experimental y métodos

Los experimentos realizados para este trabajo se dividen en dos tipos principalmente. El primero en que los helicoides se consideran nadadores, ya que al rotar se desplazan dentro de un medio en específico ya sea medio granular (esferas de vidrio o semillas de mostaza) o un fluido (gel o glucosa diluida); el segundo tipo de experimentos los helicoides son fijados a la estructura de un reómetro para medir las fuerzas y el torque que estos producen al rotar.

3.1. Arreglo experimental

3.1.1. Nadadores y helicoides

En los experimento de nado se busca evaluar la influencia de los distintos parámetros geométricos que poseen los nadadores helicoidales; por lo que se diseñaron y fabricaron una serie de robots helicoidales. El helicoide tiene tres parámetros geométricos: el diámetro, el ángulo y la longitud de onda, estos tres parámetros están relacionados por la ecuación $\tan \theta = 2\pi R/\lambda$, donde θ es el ángulo del helicoide, λ es la longitud de onda y R es el radio. Para el diseño de los nadadores se mantuvo uno de los tres parámetros geométricos fijo, mientras los otros dos varían. La cabeza de los nadadores es un imán permanente de neodimio. En la figura 3.1 se muestra un esquema del nadador.

Se tienen tres casos, *Caso i* longitud de onda constante, *Caso ii* ángulo constante y *Caso iii* diámetro constante. Todos los nadadores se fabricaron con alambre de acero inoxidable de diámetro $2a = 0.052[mm]$. Con el objetivo de comparar los resultados, la longitud

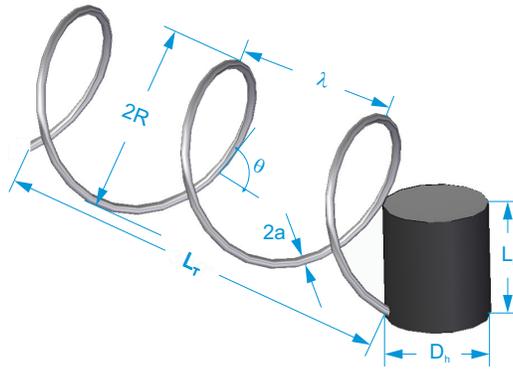


FIGURA 3.1: Representación esquemática de los nadadores con cabeza magnética. Donde λ es la longitud de onda, θ es el ángulo y $2R$ es el diámetro, L_T es el largo de del helicoide, $2a$ es el diámetro del alambre. Además D_h y L_h son el diámetro y el largo de la cabeza.

del alambre del helicoide se mantiene constante para cada caso. Las características geométricas de este grupo de nadadores se muestran en la Tabla 3.1. La representación

	Robot	$2R_b$ [mm]	λ [mm]	θ [°]	L_T [mm]	L_w [mm]
Caso <i>i</i>	D5P20	4.2	20.3	33.2	100.00	127.15
	D8P20	8.2	19.9	51.76	78.70	127.15
	D11P20	10.5	20.3	58.39	66.64	127.15
	D17P20	16.6	20.3	68.73	46.13	127.15
Caso <i>ii</i>	D5P6	5.5	6.6	69.09	18.88	52.90
	D7P8	7.0	7.7	70.70	17.48	52.90
	D9P10	11.0	12.2	70.50	17.66	52.90
	D11P13	12.0	11.9	72.48	15.92	52.90
	D15P14	14.9	14.1	73.23	15.26	52.90
Caso <i>iii</i>	D11P6	11.3	5.6	81.04	16.51	106.00
	D11P12	11.0	11.4	71.74	33.21	106.00
	D11P20	11.0	19.9	60.06	52.90	106.00
	D11P29	11.3	26.7	53.05	63.72	106.00
	D11P41	8.5	40.2	33.59	88.30	106.00
	D11P60	10.5	60.1	28.76	92.92	106.00
	D11P95	8.3	95.0	15.35	102.21	106.00

CUADRO 3.1: Parámetros geométricos de los nadadores. *Caso i* longitud de onda λ es constante, *Caso ii* cuando el ángulo θ es constante finalmente cuando el diámetro $2R_b$ no cambia.

esquemática de los nadadores utilizados se muestran en la figura 3.2.

Una vez determinada la influencia de los parámetros: diámetro, ángulo y longitud de

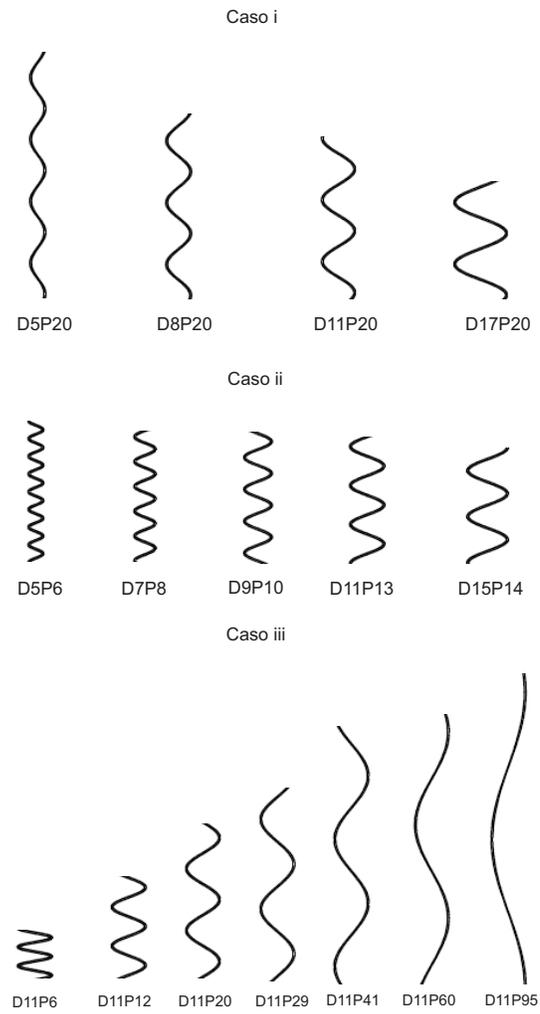


FIGURA 3.2: Esquema de los nadadores utilizados en el estudio de la influencia de los parámetros geométricos en el nado helicoidal.

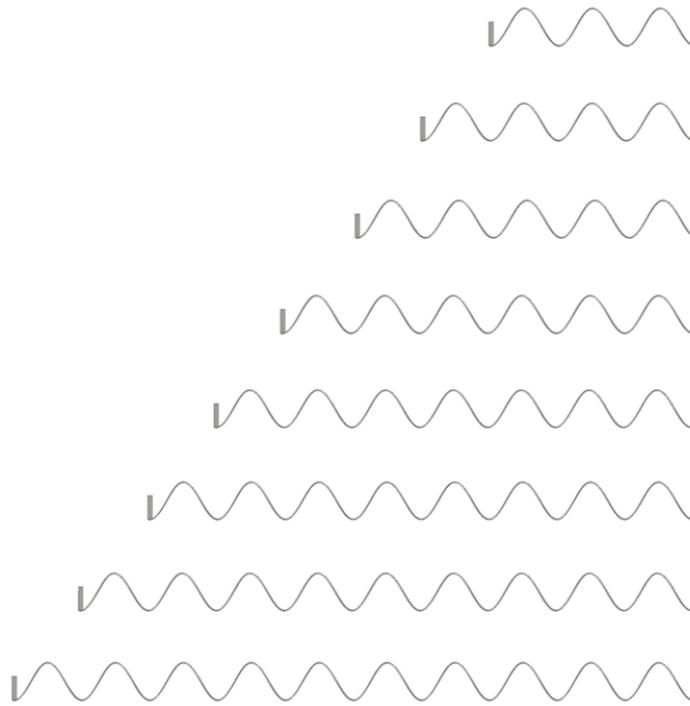


FIGURA 3.3: Esquema de los nadadores utilizados en los experimentos para cuantificar la influencia del largo de los nadadores.

onda de los helicoides, se realizó otro grupo de experimentos en los que se evalúa la influencia de la longitud del helicoide. En este grupo de experimentos los tres parámetros, con valores de: diámetro $2R = 8.2[mm]$, longitud de onda $\lambda = 7.6[mm]$ y ángulo del helicoide $\theta = 70^\circ$ se mantienen fijos. Con el fin de cuantificar solo la influencia del largo se considera el número de vueltas de cada helicoide variando entre 3 y 10 vueltas para los experimentos de nado y de 1 a 10 vueltas para la medición de fuerza normal y torque.

En la Tabla 3.2 se muestran las características geométricas de este grupo de helicoides mientras que la representación esquemática se ilustra en la figura 3.3.

Robot	Número de vueltas	L[mm]	L[mm]
1N	1	7.6	26.87
2N	2	15.2	53.74
3N	3	22.8	80.6
4N	4	30.4	107.4
5N	5	38.0	134.3
6N	6	45.6	161.1
7N	7	53.2	188.0
8N	8	60.8	214.8
9N	9	68.4	241.7
10N	10	76.0	268.5

CUADRO 3.2: Parámetros geométricos de los nadadores con R , λ y θ constantes

3.1.2. Medio granular

Los experimentos en medio granular se realizaron usando cuentas de vidrio con distintos diámetros, semillas de mostaza. El medio experimental más usado fue el compuesto por cuentas de vidrio con un diámetro 0.375 ± 0.125 mm; en este medio se realizaron experimentos de nado además de las mediciones de torque y fuerza en todos los helicoides. La influencia del tamaño de grano se analiza usando cuentas de vidrio con diferentes diámetros, por otro lado se realizaron experimentos con semillas de mostaza para observar la influencia de la rugosidad del medio en la velocidad de nado. Las características de los seis medios son mostradas en la Tabla 3.3. Las cuentas son relativamente suaves, y su ángulo de reposo γ_o , es de $24.5^\circ \pm 1.5^\circ$. La figura 3.4 imágenes típicas de las esferas de vidrio y las semillas de mostaza utilizadas.

Tipo	Diámetro [mm]	Ángulo de reposo γ_o , [grados]	Densidad ρ_p , [kg/m ³]	Factor de empaquetamiento [-]
Vidrio	0.375 ± 0.125	24.5 ± 1.5	2500	0.60
Vidrio	0.6 ± 0.15	23.4 ± 1.8	2500	0.60
Vidrio	1.5 ± 0.15	23.8 ± 2.0	2500	0.59
Vidrio	2.0 ± 0.2	24.9 ± 1.8	2500	0.59
Vidrio	3.0 ± 0.25	25 ± 1.2	2500	0.58
Mostaza	2.2 ± 0.29	32.4 ± 1.7	242.2	0.65

CUADRO 3.3: Características de los granos usados en los experimentos.



(a) Esferas de vidrio

(b) Semillas de mostaza

FIGURA 3.4: Medios granulares utilizados: (a) cuentas de vidrio, (b) semillas de mostaza.

3.1.3. Fluidos

Los fluidos evidencian como el largo del helicoide afecta de forma diferente la velocidad de nado en el caso del medio granular y de los fluidos newtonianos, por tal motivo solo se realizaron experimentos con los helicoides mostrados en la Tabla 3.2.

Los fluidos fueron: gel de cabello comercial y una solución de 85 % glucosa $N^{\circ}43$ y agua al 15 %. La propiedades físicas de los dos fluidos se indican en la Tabla 3.4

Fluido	densidad kg/m^3	viscosidad cP
Solución de glucosa	1357	8250
Gel	990	59530

CUADRO 3.4: Propiedades físicas de los fluidos experimentales

3.1.4. Bobina de Helmholtz Rotatoria

El dispositivo que permite rotar un campo magnético fue diseñado por Godínez [22], consta de una bobina de Helmholtz conectada a un motor eléctrico de velocidad variable que permite fijar la velocidad de rotación. El campo magnético de la cabeza de los nadadores se acopla al campo generado por la bobina por lo que la velocidad de rotación es la misma que la de la bobina. El dispositivo se presenta en la figura 3.5. El espacio de trabajo esta restringido por un contenedor de $70 \times 70 \times 40 \text{ mm}^3$ que se encuentra en medio de la bobinas.

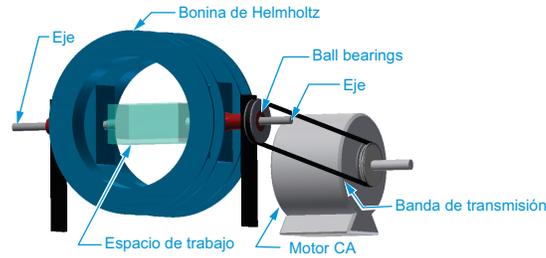


FIGURA 3.5: Representación esquemática del dispositivo que permite rotar la bobina Helmholtz.

3.1.5. Reómetro Granular

El torque necesario para rotar los helicoides a velocidades dadas y la fuerza normal producida por la rotación se midieron usando el Reómetro MCR-302 fabricado por Anton Paar, en conjunto con el módulo de polvos del mismo.

Con el objetivo de montar los helicoides en el reómetro se diseñó e imprimió en 3D un adaptador que permitió fijar los helicoides a la flecha del reómetro, en la figura 3.6 se ilustra el reómetro con el módulo de polvos y el adaptador.

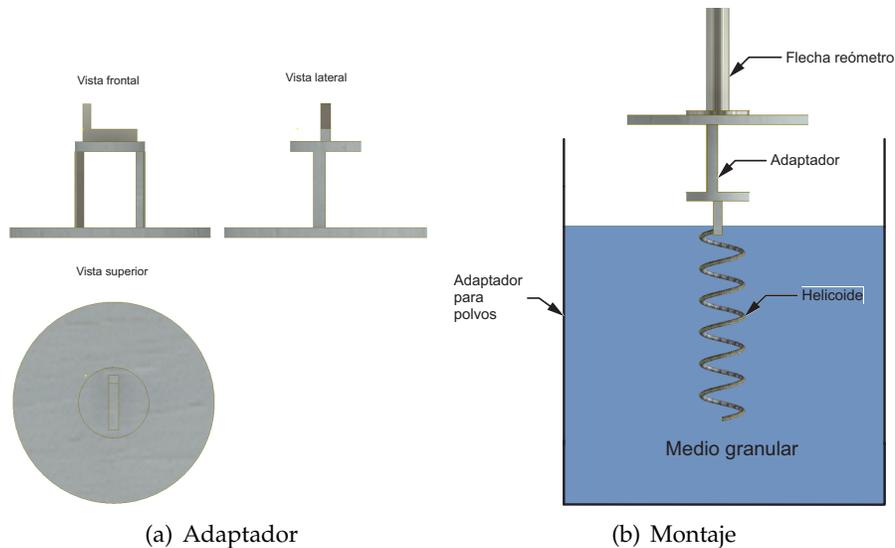


FIGURA 3.6: Representación esquemática del arreglo experimental para mediciones de Fuerza Normal y Torque. a) Vistas del adaptador impreso en 3D, b) Montaje experimental.

3.2. Procedimiento experimental

3.2.1. Metodología en los experimentos de nado

Se llena un recipiente con el medio granular, el nadador es colocado sobre el medio, se empuja hacia abajo hasta que queda completamente sumergido alcanzando una profundidad de $2R$, ver figura 3.7 a continuación se coloca una placa de acrílico sobre el medio granular. Se realizaron experimentos sin placa y con placas de distintas rugosidades y en todos los casos las mediciones se mantuvieron dentro del rango de incertidumbre. Cuando los experimentos se realizaron sin placa el nadador tiende a salir del medio granular. Atribuimos esta tendencia de “flotación” al gradiente de presión estática dentro del medio granular, este fenómeno no es estudiado en este trabajo. Posteriormente, se fija una velocidad de rotación en la bobina, entre 50 y 300 *rpm* con saltos de 50 *rpm*, se energiza la bobina. El nadador comienza a girar a la misma velocidad que la bobina lo que provoca un movimiento hacia adelante, el experimento es filmado en alta definición y los vídeos son analizados posteriormente utilizando el software tracker 4.9. El esquema experimental se muestra en la figura 3.8, las figuras 3.9 y 3.10 muestran capturas de vídeos típicos, tomados para la medición de la velocidad de nado en medio granular, en 3.10 se observa la pantalla de trabajo de Tracker; en este software tomamos un punto en específico del nadador y lo seguimos mientras el helicoides rota, después de seguir el nadador durante varias revoluciones se obtiene una gráfica de distancia en función del tiempo la cual nos permite obtener la velocidad fácilmente.

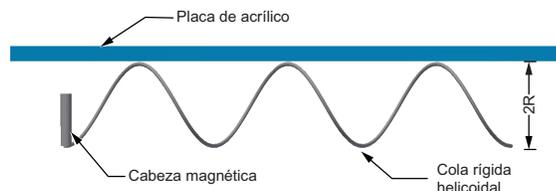


FIGURA 3.7: Esquema del nadador dentro del medio granular con la placa de acrílico.

Los experimentos de nado en fluidos fueron realizados con el mismo procedimiento experimental, con una única diferencia. En este caso el nadador es colocado en el centro

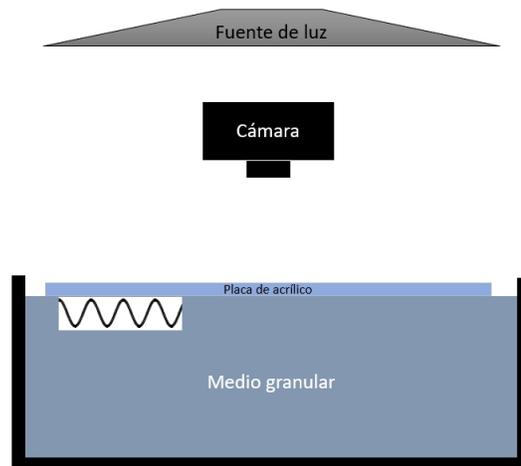


FIGURA 3.8: Esquema del procedimiento experimental.



FIGURA 3.9: Captura de vídeo obtenido para determinar la velocidad de desplazamiento dentro del medio granular

del fluido aprovechando la flotabilidad neutra del nadador, y el vídeo fue filmado desde el lateral del contenedor.

3.3. Mediciones de Fuerza Normal y Torque

Las mediciones del torque requerido para rotar el helicoide dentro del medio granular y la fuerza normal producida por el helicoide fueron realizados únicamente en dos medios granulares: cuentas de vidrio con $d = 0.375 \pm 0.125$ y semillas de mostaza, sus propiedades se muestran en la tabla 3.3 y se ilustran en la figura 3.4. En estos experimentos se usaron los nadadores del *caso iii* de la Tabla 3.1 y todos los de la Tabla 3.2 en ambos caso se consideraron helicoides sin cabeza. Para cada helicoide el procedimiento

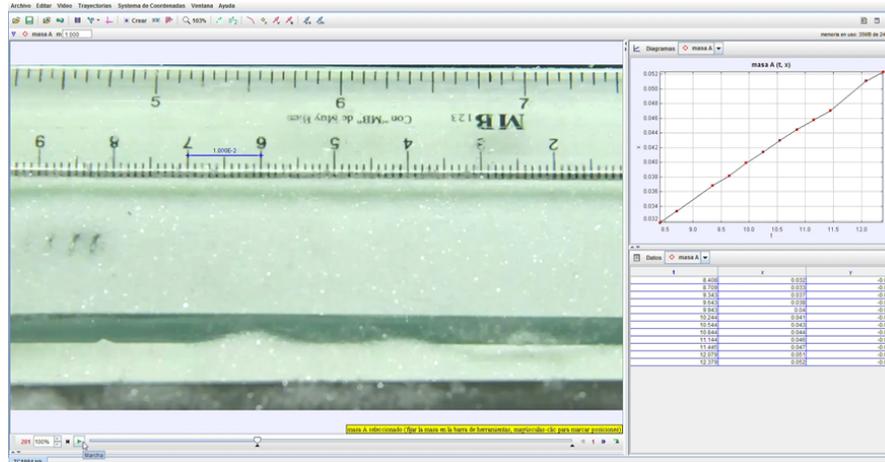


FIGURA 3.10: Pantalla de procesamiento de vídeos en Tracker

experimental es el mismo y se describe a continuación: el flagelo es montado en la flecha del reómetro mediante el adaptador como se muestra en la figura 3.5 (b). Entonces el medio granular es fluidizado con inyección de aire para empujar el helicoide hasta ser cubierto completamente por el medio, la fluidización además de facilitar el ingreso del helicoide también elimina la memoria del grano. Posteriormente, la flecha comienza a rotar con velocidades definidas entre 50 y 300 [rpm] con saltos de 50 [rpm], estas son las mismas velocidades con las que se realizaron los experimentos de nado. La fuerza normal y el torque son registrados en tiempo real por el equipo, la prueba continúa hasta que las mediciones se estabilizan, el tiempo promedio es de 30 minutos dependiendo de la geometría. Finalmente se procesan los datos.

Capítulo 4

Resultados experimentales

En este capítulo los resultados de los dos tipos de experimentos realizados para este trabajo: nado y mediciones de fuerza normal y torque se analizan.

4.1. Velocidad de nado

Los experimentos de nado se dividen en cuatro partes: 1) Efecto de la geometría, donde se evalúa la velocidad para los tres grupos de nadadores mostrados en la tabla 3.1, usando cuentas de vidrio con diámetro de $0.375 \pm 0.125[mm]$; 2) Influencia del tamaño de grano, en donde se mide la velocidad de algunos de los robots del grupo *iii* nadando en cuentas de vidrio con los distintos diámetros mostrados en la Tabla 3.3. 3) Efecto de la fricción interna de grano, en esta subsección se mide la velocidad de los helicoides del grupo *iii* en granos de mostaza. Finalmente 4) Influencia del largo del nadador, donde se obtiene la velocidad de nado de los helicoides, de tres o más vueltas, mostrados en la figura 3.1, con las mismas partículas usadas para determinar la influencia de la geometría.

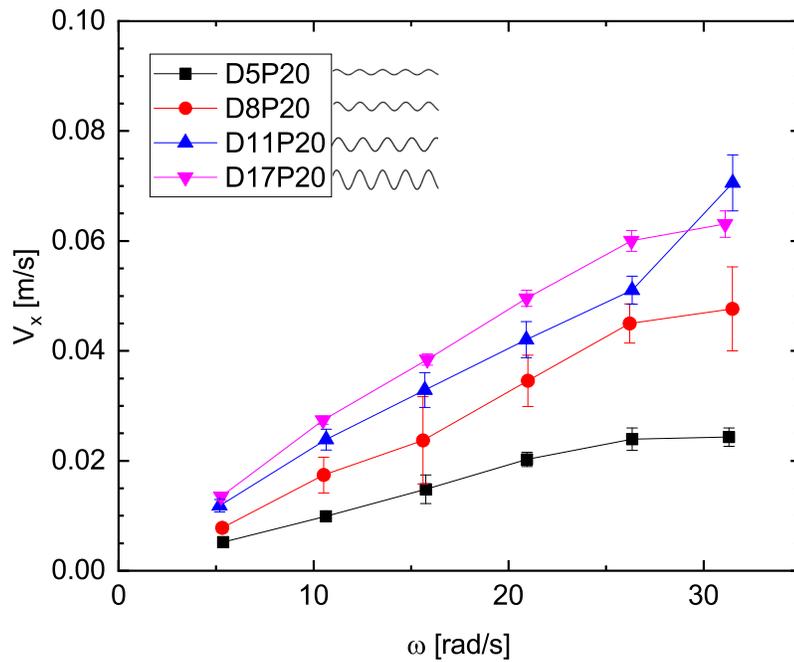
En todos los experimentos se encontró una relación lineal entre la velocidad angular del nadador ω y la velocidad de desplazamiento V_x . En las gráficas mostradas en esta sección la velocidad lineal esta en función de la frecuencia y en algunos casos como función del ángulo del helicoides θ , con el objetivo de evidenciar la influencia de la geometría en ambos casos.

4.1.1. Efecto de la geometría

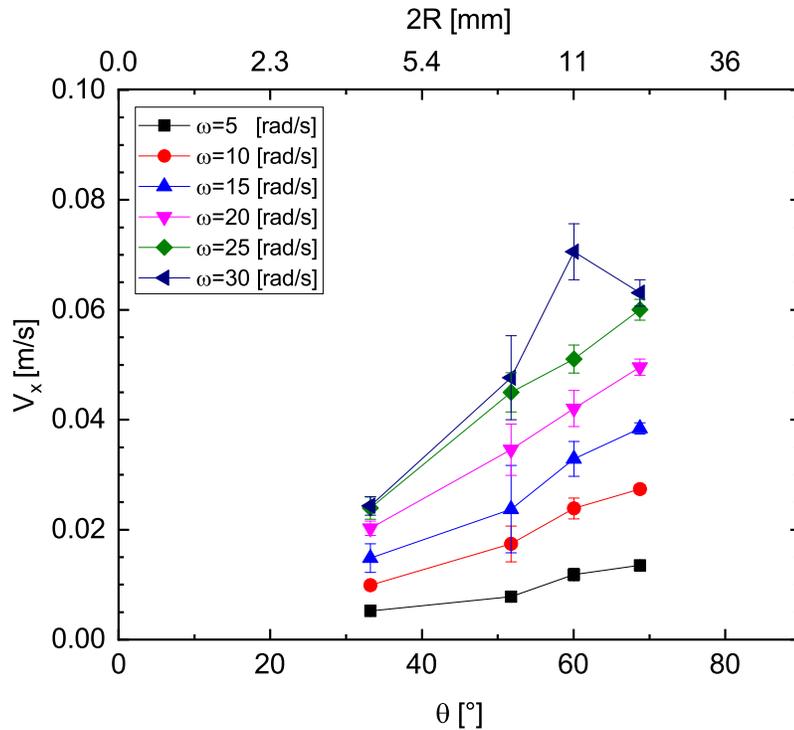
La figura 4.1 muestra la velocidad de nado para los helicoides del caso *i*, en función de la frecuencia 4.1 (a) y en función del ángulo 4.1 (b). Como en todos los casos para un nadador dado la velocidad lineal V_x se incrementa conforme la velocidad de rotación ω aumenta, por otro lado conforme el ángulo del helicoides θ crece la velocidad también aumenta, notando que en este caso el ángulo del helicoides θ tiene valores de entre 35 y 70 grados. En la figura 4.1 (a) se observa que el nadador *D17P20* es el más rápido de este grupo, este nadador es el de mayor diámetro $2R$ y mayor ángulo del helicoides θ , por otro lado el más lentos es el *D5P20* que conscientemente tiene el ángulo del helicoides θ y el diámetro menor. Los resultados del caso *ii* son mostrados en las figuras 4.2 (a) y 4.2 (b), en función del tiempo y en función del ángulo del helicoides respectivamente. En este caso tenemos 5 nadadores con el mismo ángulo de helicoides θ mientras que los parámetros que varían son el diámetro $2R$ y la longitud de onda λ . Este caso es interesante ya que como el ángulos se mantiene constante la forma del helicoides simplemente se escala. Como en el caso *i* la velocidad lineal V_x se incrementa con la velocidad de rotación ω . Como se observa en la gráfica 4.2 (a) el nadador más rápido es el *D15P14* y el más lento el *D5P6*, correspondiendo el de mayor y menor diámetro $2R$ respectivamente. Dado que el ángulo θ es constante la gráfica 4.2 (b) no aporta información relevante.

El los casos *i* y *ii* queda de manifiesto que la velocidad aumenta conforme el diámetro $2R$ del nadador también aumenta, por lo que el caso *iii* en el que este parámetro se mantiene constante, la influencia de la geometría se observa con mayor claridad.

Las gráficas mostradas en la figura 4.3 corresponden a los resultados experimentales del caso *iii*. En 4.3 (a) la velocidad lineal V_x esta en función de la velocidad de rotación ω , de nueva cuenta se presenta una relación lineal entre estos dos parámetros. Como $2R$ es constante la influencia de θ y λ puede discernirse con mayor facilidad. Los robots *D11P20* y *D11P29* son los más veloces del grupo, con valores para λ de 19.9 y 26.7 mm, con valores para θ de 60.06° y 53.05° respectivamente, estos valores se encuentra en el centro del rango usado en estos experimentos, y representan las condiciones geométricas óptimas para el nado. Por otro lado es interesante notar que los robots más

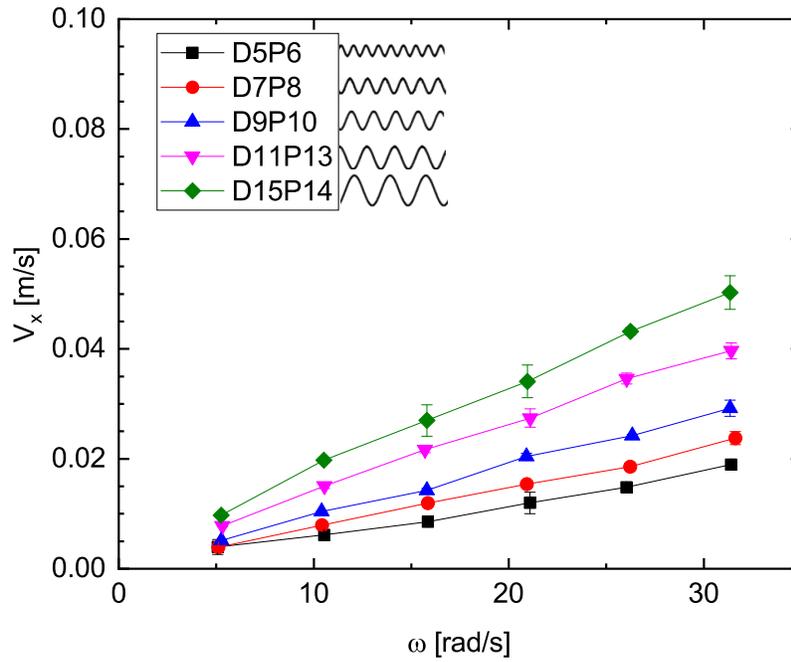


(a) Caso (i), Velocidad en función del la frecuencia.

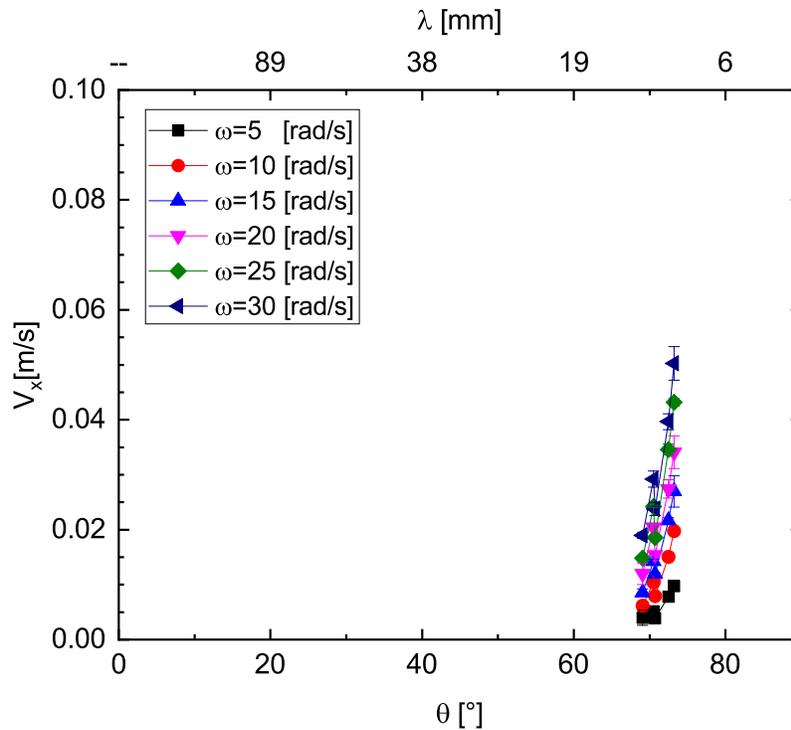


(b) Caso (i), Velocidad en función del ángulo del helicoide.

FIGURA 4.1: Velocidad de nado, para los helicoides del caso *i* donde $\lambda = 20 \text{ mm}$ en partículas con diámetro de 0.325 mm . (a) en función de la velocidad de rotación ω (b) en función del ángulo del helicoide θ (o alternativamente como función de la longitud de onda λ).



(a) Caso (ii), Velocidad en función de la frecuencia.



(b) Caso (ii), Velocidad en función del ángulo del helicoides.

FIGURA 4.2: Velocidad de nado, para los helicoides del caso *ii* donde θ es constante en partículas con diámetro de 0.325 mm. (a) en función de la velocidad de rotación ω (b) en función del ángulo del helicoides θ (o alternativamente como función de la longitud de onda λ).

lentos son el *D11P6* y el *D11P95* los valores geométricos de este par de nadadores se encuentran en los extremos de acuerdo a la Tabla 3.1, teniendo el valor más grande y el más pequeño, en el grupo, para θ respectivamente. En la figura 4.3 (b) la influencia del ángulo del helicoides se muestra claramente. Para una velocidad de rotación dada, el nadador con un ángulo de aproximadamente $\theta \approx 55^\circ$ será el más rápido. Este valor es cercano al valor medio para θ . Es importante notar que el nadador con el ángulo del helicoides más pequeño (robot *D11P95*, $\theta = 15.35^\circ$) a pesar de que rota libremente, sin importar la velocidad de rotación, a penas se desplaza aún en periodos largos. Para los casos extremos ($\theta = 0^\circ$ ó $\theta = 90^\circ$), no se espera observar nado, ya que cuando el ángulo se aproxima a 0° el helicoides se convierte en un alambre recto y cuando el ángulo es cercano a 90° el cuerpo del helicoides es básicamente un cilindro hueco, en ambos casos no se genera empuje.

4.1.2. Influencia del tamaño de grano

Recientemente, el tamaño de la partícula se identifica como un parámetro importante en la generación de arrastre [32]. Con el objetivo de evaluar la influencia del tamaño de la partícula en la velocidad de nado, se realizaron experimentos con algunos de los nadadores del caso *iii* con cuentas de vidrio con distintos tamaños, ver Tabla 3.3. Los resultados graficados en las figuras 4.4 y 4.5 donde se muestra la velocidad de nado como función de la velocidad de rotación ω para partículas de 5 tamaños distintos: 0.375mm , 0.6mm , 1.5mm , 2mm y 3mm , debido a que todas las partículas son del mismo material y forma, la fricción producida es similar. A pesar de que, en algunos casos, el tamaño de partícula es mayor que el diámetro del alambre del helicoides $2a$ e incluso en algunos casos más grande que el diámetro $2R$, la velocidad de nado no se ve afectada de forma significativa por el diámetro de la partícula. En todos los experimentos se observa un ligero incremento de la velocidad de nado cuando el tamaño de grano se incrementa. Cuando el tamaño de la partícula se incrementa 8 veces, la velocidad de nado solo aumenta aproximadamente en un 40%.

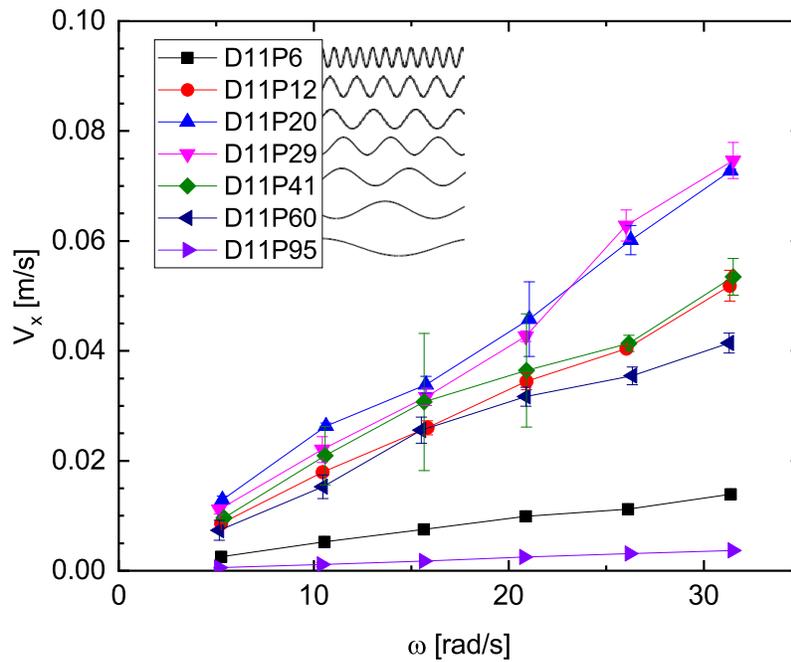
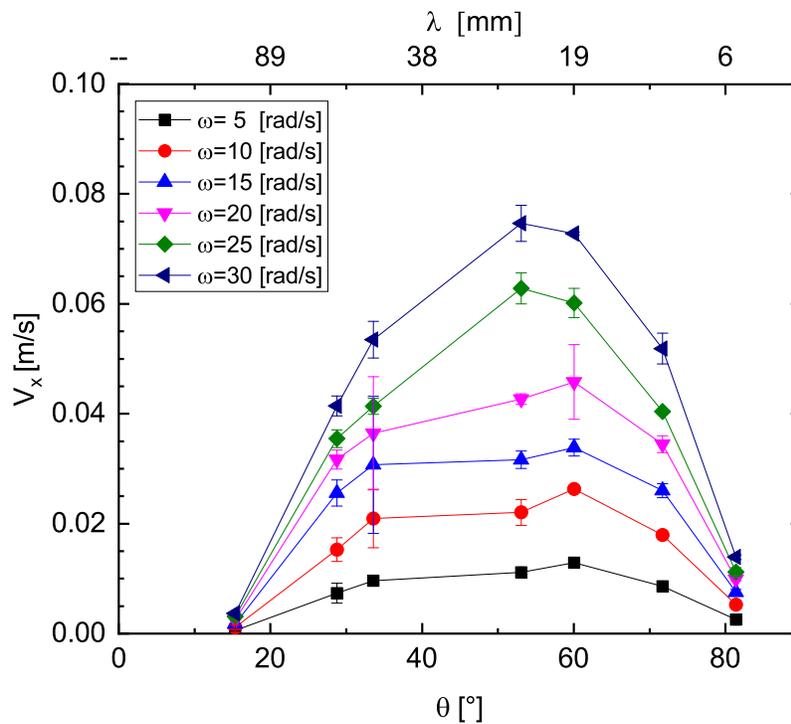
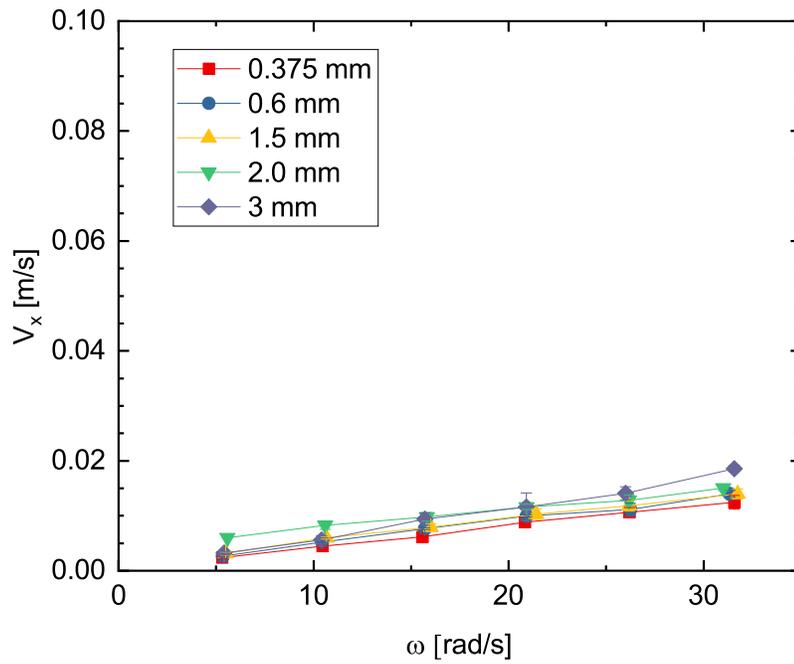
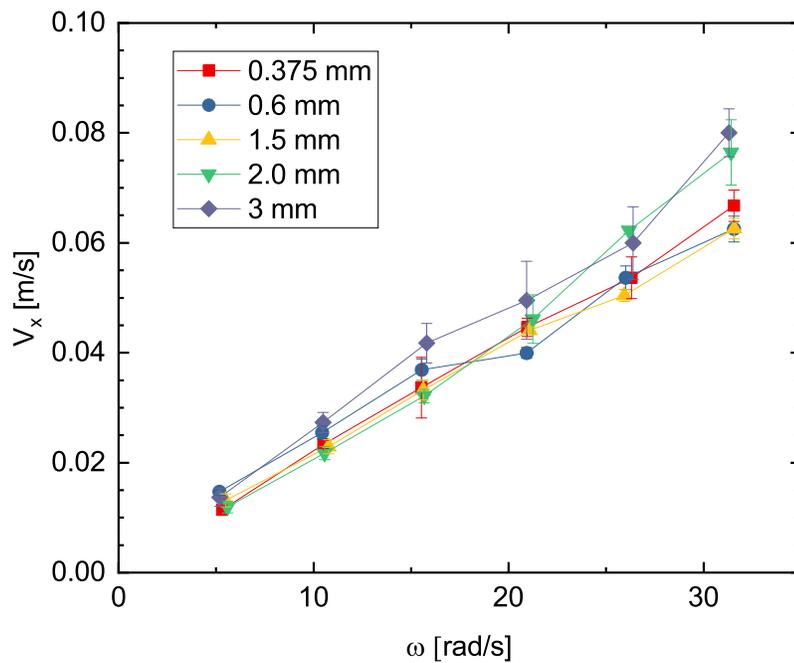
(a) Caso *iii*, $2R$ es constante.(b) Caso *iii*, $2R$ es constante.

FIGURA 4.3: Velocidad de nado para el caso *iii* con partículas de 0.325 mm de diámetro. (a) velocidad de nado como función de la velocidad de rotación ω , (b) como función del ángulo del helicoides θ (o alternativamente como función de la longitud de onda λ .)

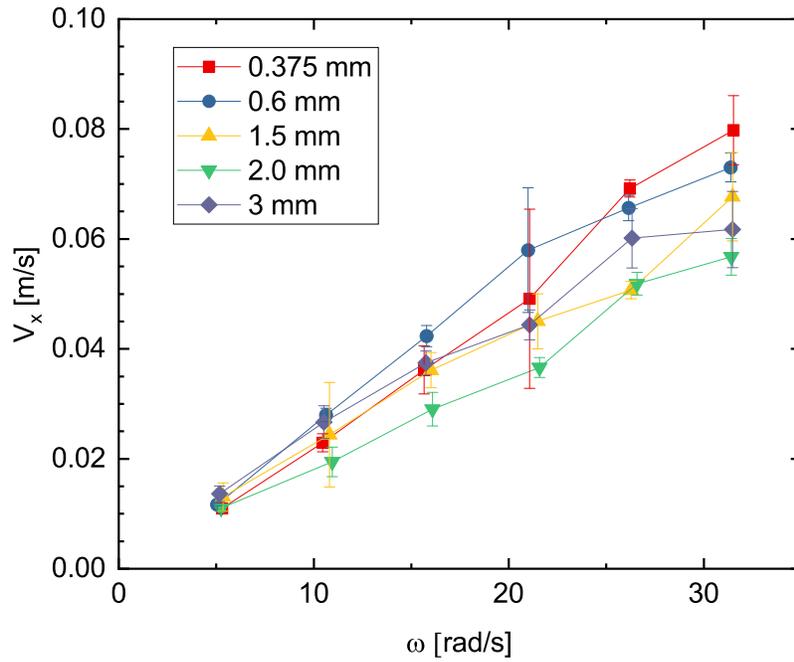


(a) Nadador D11P6.

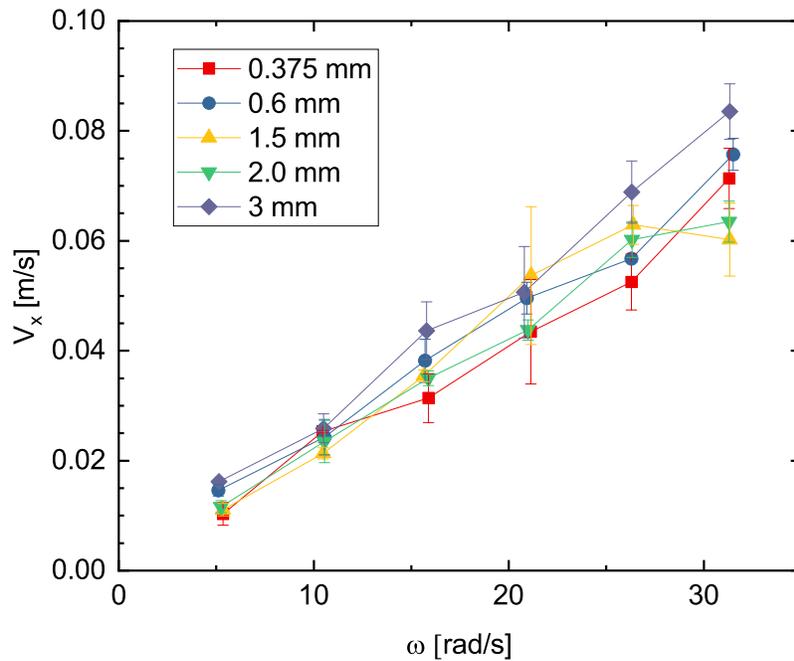


(b) Nadador D11P20.

FIGURA 4.4: Velocidad de nado, en función de la frecuencia ω , para un robot dado en esferas de 5 distintos diámetros: 0.375mm , 0.6mm , 1.5mm , 2mm y 3mm . (a) Para el robot D11P6, (b) Para el robot D11P20.



(a) Nadador D11P41.



(b) Nadador D11P60.

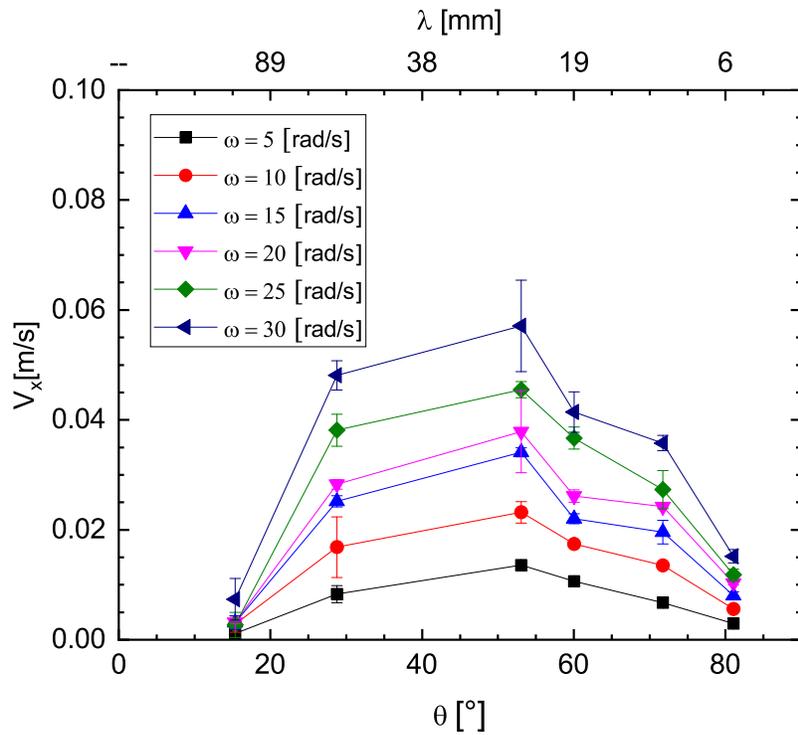
FIGURA 4.5: Velocidad de nado, en función de la frecuencia ω , para un robot dado en esferas de 5 distintos diámetros: 0.375mm , 0.6mm , 1.5mm , 2mm y 3mm . (a) Para el robot D11P41, (b) Para el robot D11P60.

4.1.3. Efecto de la fricción interna del grano

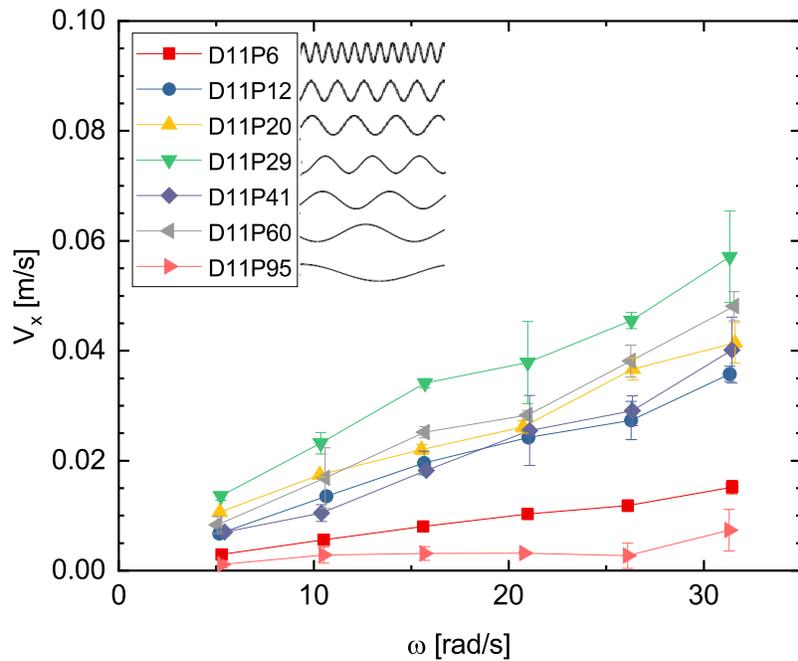
La fricción interna del material es un parámetro que se tiene de forma explícita en el modelo de la TFR para la velocidad de nado como se observa en la ecuación 2.31, se realizaron experimentos con granos con ángulos de reposo que presentan diferencias significativas. Para cuantificar el efecto de la fricción interna del grano, solo los nadadores del caso *iii* fueron usados en los experimentos. Las pruebas fueron realizadas en semillas de mostaza. El diámetro promedio de las partículas es de $2.2[mm]$, cercano a unos de los diámetros usados en las esferas de vidrio. La cualidad importante de las semillas en este caso es su rugosidad, ver figura 3.4, además de que su ángulo de reposo es un 30 % mayor. Los resultados de estos experimentos se despliegan en la figura 4.6. En 4.6 (a) la velocidad nado es función de la velocidad angular del helicoides, y en 4.6 (b) es función del ángulo del helicoides. Debido a que el tamaño de las partículas no afecta de manera significativa la velocidad de nado, ver figuras 4.4 y 4.5 estas velocidades se comparan directamente con las gráficas 4.3 (a) y (b). En ambos casos se observa la misma tendencia cuantitativa para las semillas de mostaza: la velocidad de nado aumenta con la frecuencia y hay un ángulo óptimo que maximiza la velocidad al rededor de los 50° . La diferencia principal que se encontró para este tipo de grano, es que la velocidad de nado es menor si la comparamos con la medida en las esferas de vidrio, para todos los casos. El decremento en la velocidad es de aproximadamente un 40 % con respecto a los experimentos usando como medio las cuentas de vidrio. Es evidente entonces que la velocidad de nado disminuye cuando el ángulo de reposo del medio se incrementa.

4.2. Influencia del largo del nadador

En pruebas preliminares, no reportadas en este trabajo, se observo empíricamente que la velocidad de nado aumenta conforme se incrementa la longitud del helicoides en medio granular, este resultado es contra intuitivo ya que el largo del nadador no esta presente en el modelo de TFR, cuando se consideran nadadores sin cabeza, y en el modelo con cabeza esta solo agrega arrastre, como se observa en las ecuaciones 2.29 y 2.30.



(a) Velocidad de nado en función de la velocidad de rotación en mostaza.



(b) Velocidad de nado en función del ángulo del helicoide en mostaza.

FIGURA 4.6: Velocidad de nado para los nadadores del caso *iii*, usando como medio experimental semillas de mostaza (a) Velocidad en función de la frecuencia, (b) Velocidad de nado en función del ángulo del helicoide.

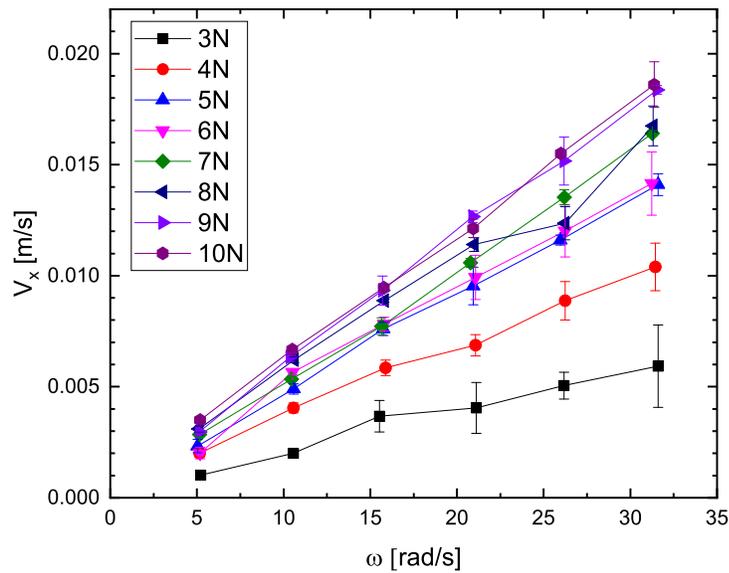


FIGURA 4.7: Velocidad de nado, con robots de distintas longitudes usando esferas de vidrio como medio experimental.

En este caso, no solo se realizaron experimentos en medio granular, además se utilizaron dos fluidos de trabajo, gel y solución de glucosa y agua. Los nadadores utilizados son los mostrados en la tabla 3.2 con más de 3 vueltas. En primer lugar se muestran los resultados en medio granular, en este caso cuentas de vidrio de 0.325 ± 0.015 [mm]. Como en experimentos anteriores se encontró una relación lineal entre la velocidad y la velocidad de rotación. Estos resultados se muestran en la figura 4.7. Se observa que hay un aumento significativo de velocidad para nadadores de entre 3 y 5 vueltas, para nadadores con un mayor número de vueltas el aumento de velocidad es menor.

En las figuras 4.8 y 4.9 se muestran los resultados de la velocidad de nado en gel, y en una solución de glucosa con agua, respectivamente. En estos no se observa un aumento consistente de la velocidad del nadador conforme aumenta el número de vueltas, tampoco se observan los saltos presentes entre 3 y 5 vueltas en el medio granular.

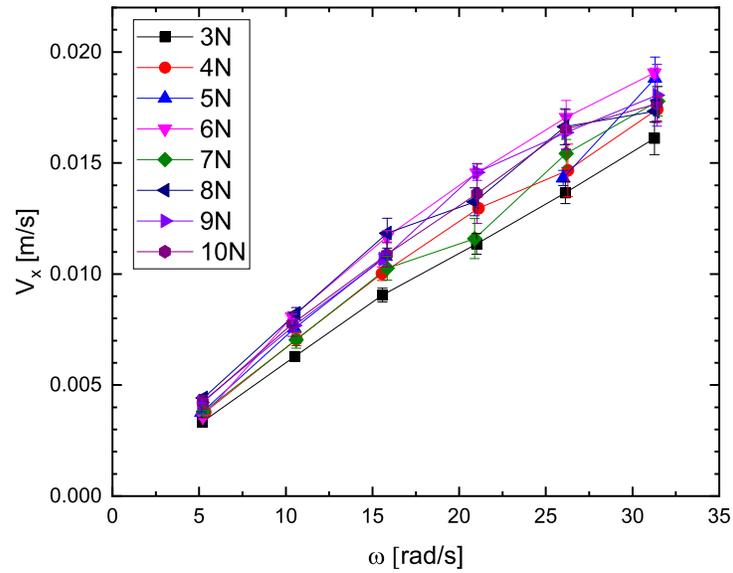


FIGURA 4.8: Velocidad de nado, con robots de distintas longitudes usando gel para el cabello como medio experimental.

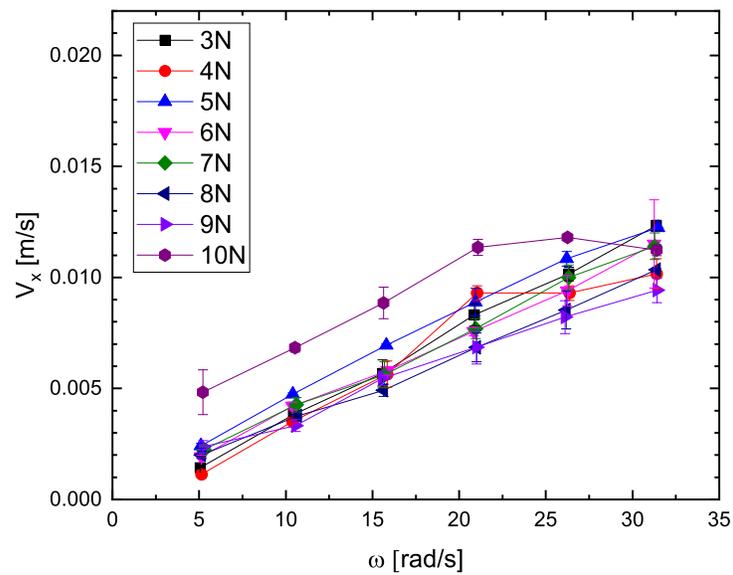


FIGURA 4.9: Velocidad de nado, con robots de distintas longitudes usando glucosa diluida con agua como medio experimental.

4.3. Mediciones de torque y fuerza normal para nadadores sin cabeza

En esta sección, los resultados de las pruebas de medición de fuerza normal y el torque necesario para rotar un helicoide en medio granular (esferas de vidrio con un diámetro de $0.325 \pm 0.125mm$). En estos experimentos se busca analizar la influencia tanto de la geometría como del largo, por tal motivo las pruebas se realizaron con los helicoides del caso *iii* mostrados en la Tabla 3.1 para el estudio de la influencia del ángulo del helicoide y la longitud de onda, y todos los helicoides enumerados en la Tabla 3.2.

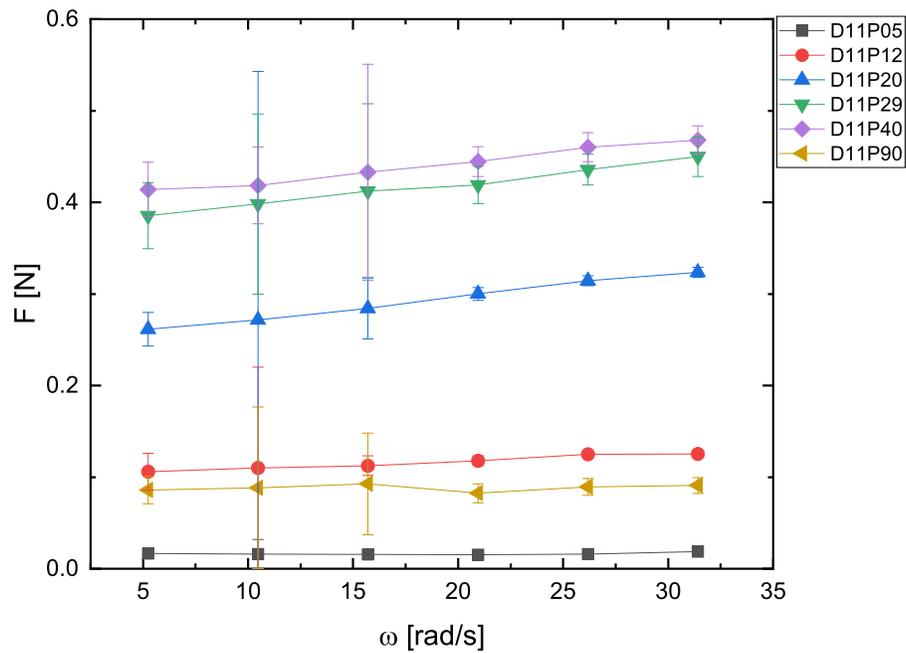
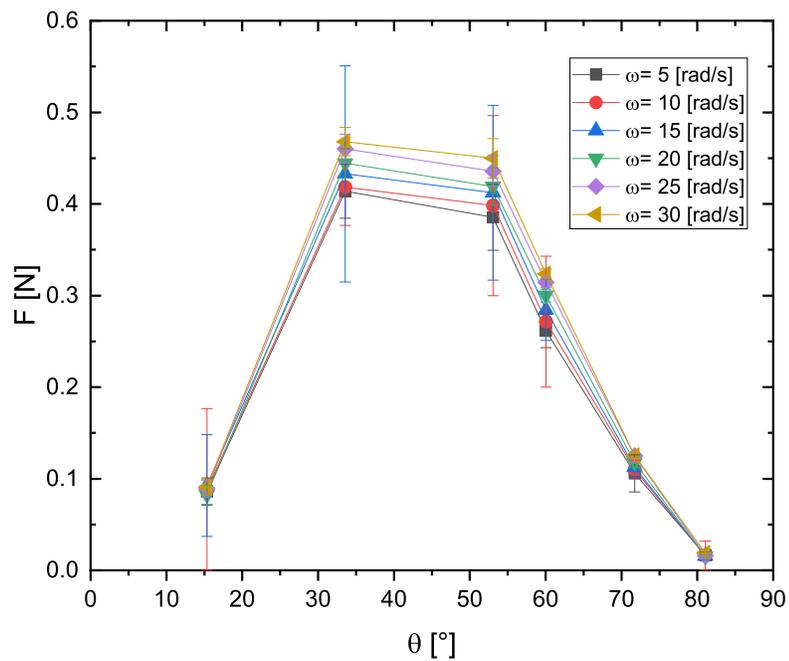
4.3.1. Fuerza Normal FN

Los resultados de las mediciones de fuerza para los nadadores del caso *iii* de la Tabla 3.1 se muestran en la figura 4.10, en (a) en función de la frecuencia y en (b) en función del número de vueltas del helicoide. En (a) de la figura 4.10 se observa que la fuerza aumenta ligeramente conforme la frecuencia aumenta para los nadadores *D11P40*, *D11P29* y *D11P20*, para los nadadores *D11P05*, *D11P12* y *D11P20* no se observa este incremento. Si graficamos la fuerza normal en función del ángulo del helicoide, figura 4.10 (b) se observa un comportamiento similar al de la figura 4.3 por lo que esperaríamos un máximo alrededor 50° sin embargo, en este grupo de experimentos no contamos con el nadador *D11P60*. En la figura 4.11 se muestran los resultados de la fuerza normal, en el inciso (a) observamos la fuerza normal del helicoide al girar a diferentes velocidades de rotación, estas velocidades coinciden con las velocidades a las que se hicieron los experimentos de nado. En este caso, se observa que la velocidad es constante para el rango de frecuencia mostrado, además se observa que la fuerza se incrementa significativamente entre los nadadores con un número de vueltas de entre 3 y 6 vueltas, el incremento es significativamente menor en helicoides con menos de 3 vueltas o más de 6 vueltas. En el inciso (b) de la misma figura la fuerza esta en función del número de vueltas del helicoide, esta gráfica muestra como la fuerza normal aumenta significativamente cuando el helicoide

tiene entre 3 y 6 vueltas, después de este punto el aumento en la fuerza normal respecto al número de vueltas es mucho menor e incluso pareciera que después de 9 vueltas disminuye.

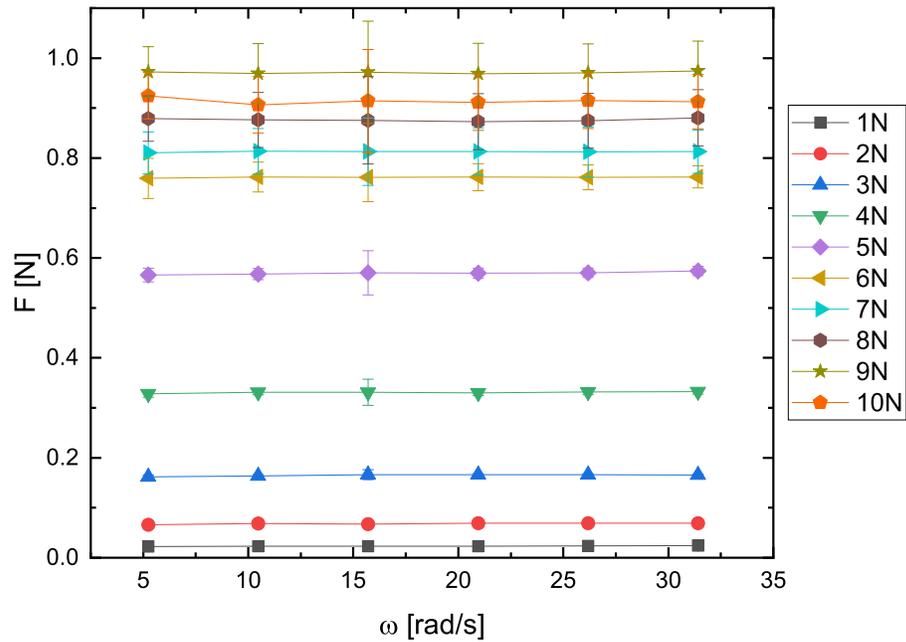
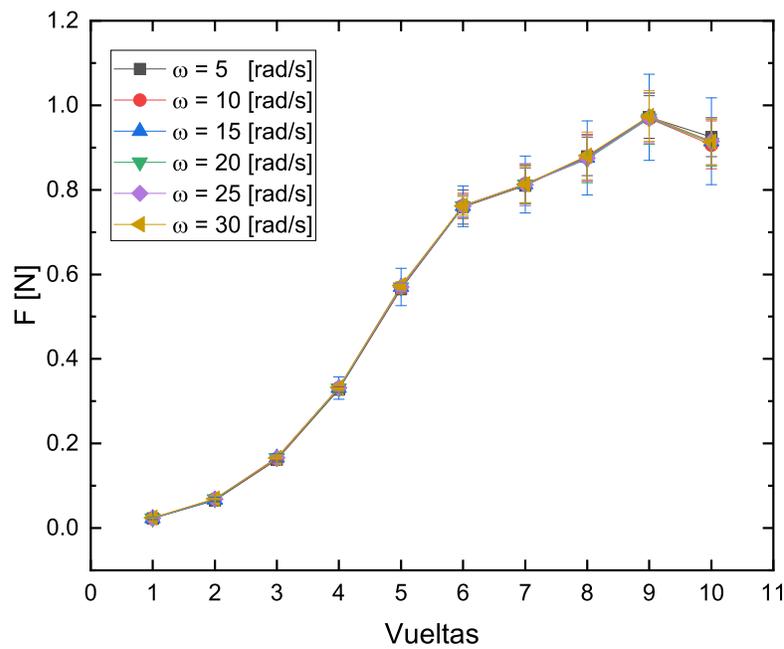
4.3.2. Torque necesario

Los resultados experimentales para la medición del torque requerido para los nadadores de la Tabla 3.1 se presentan en la figura 4.13 en (a) en función de la frecuencia, y en (b) en función del ángulo del helicoide. Las imágenes referidas muestran el mismo comportamiento que el descrito para la Fuerza normal producida por el giro, es decir, el torque aumenta marginalmente conforme la frecuencia aumenta para algunos helicoides, aunque parece prácticamente constante con respecto a este parámetro. Cuando se gráfica el torque como función del ángulo de helicoide el comportamiento es similar al de la velocidad. La figura 4.12 muestra los resultados experimentales de la medición del torque para rotar el helicoide en el medio granular indicado. Como se observa en las gráficas 4.12 (a) y 4.12 (b) el torque tiene el mismo comportamiento que la fuerza normal. Es decir el torque es prácticamente independiente de la frecuencia y se observa que aumenta significativamente para nadadores de entre 3 y 6 vueltas después de 6 vueltas el incremento es menor y para el helicoide de 10 vueltas disminuye.

(a) Fuerza normal en función de la velocidad de giro ω .

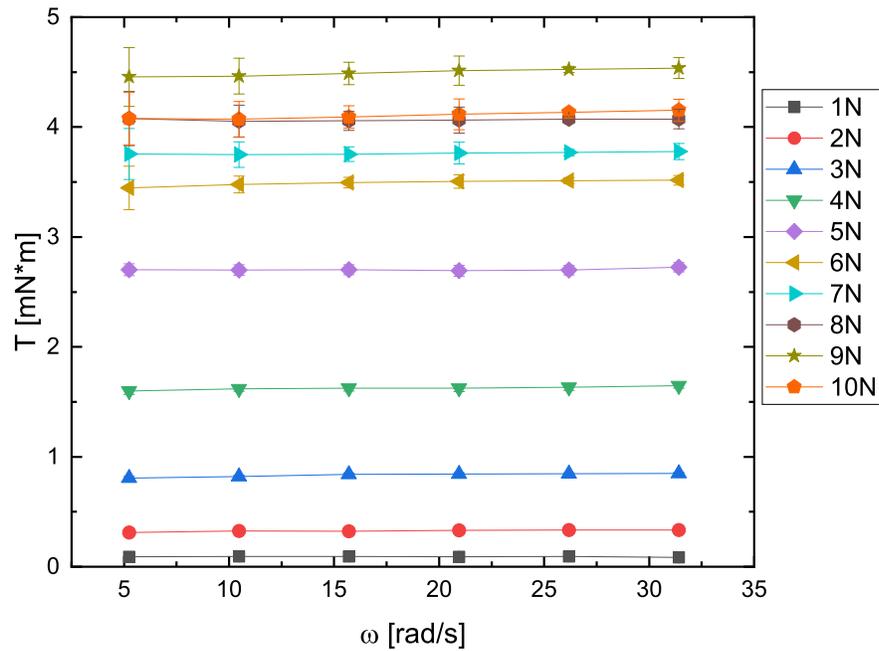
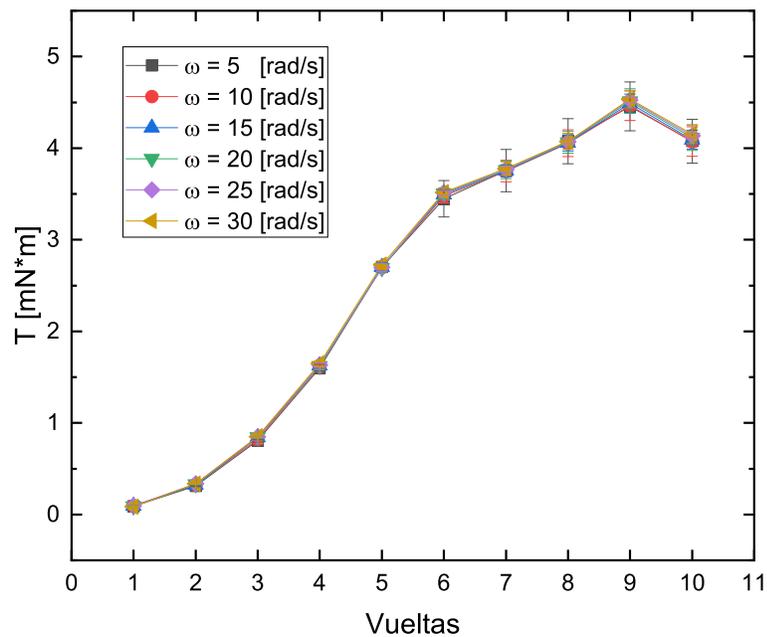
(b) Fuerza normal en función del número de vueltas del helicoides.

FIGURA 4.10: Fuerza normal producida por la rotación del helicoides para los helicoides mostrados en la tabla 3.2. En (a) en función de la frecuencia y (b) en función del número de vueltas del helicoides.

(a) Fuerza normal en función de la velocidad de giro ω .

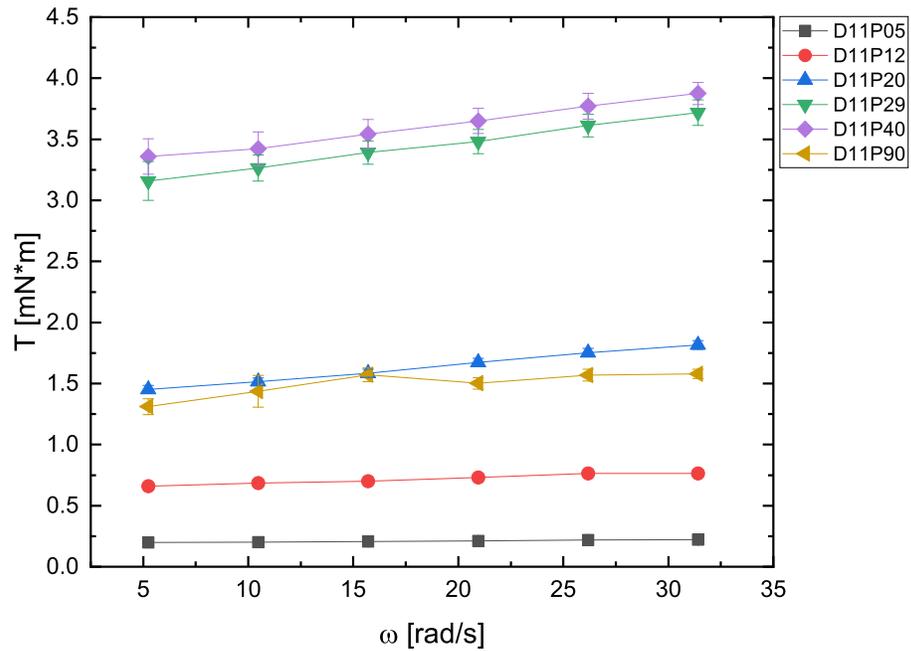
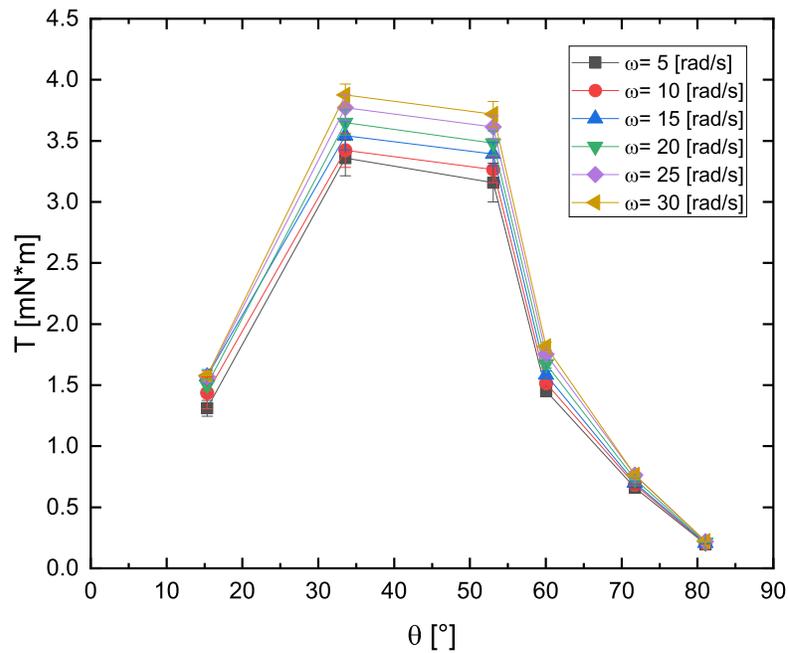
(b) Fuerza normal en función del número de vueltas del helicoides.

FIGURA 4.11: Fuerza normal producida por la rotación del helicoides para los helicoides mostrados en la tabla 3.2. En (a) en función de la frecuencia y (b) en función del número de vueltas del helicoides.

(a) Torque en función de la velocidad de giro ω .

(b) Torque en función del número de vueltas del helicoides.

FIGURA 4.12: Torque necesario para hacer rotar el helicoides, para los helicoides mostrados en la tabla 3.2. En (a) en función de la frecuencia y (b) en función del número de vueltas del helicoides.

(a) Torque en función de la velocidad de giro ω .

(b) Torque en función del número de vueltas del helicoides.

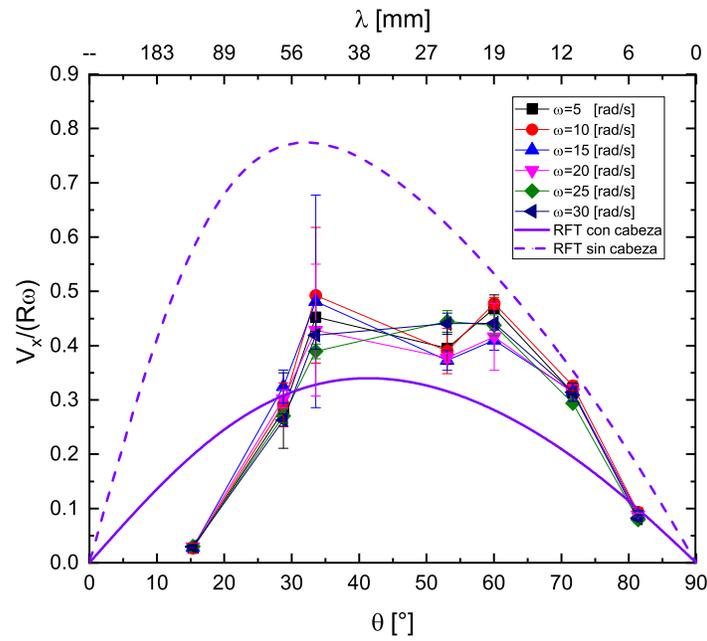
FIGURA 4.13: Torque necesario para hacer rotar el helicoides, para los helicoides mostrados en la tabla 3.2. En (a) en función de la frecuencia y (b) en función del numero de vueltas del helicoides.

Capítulo 5

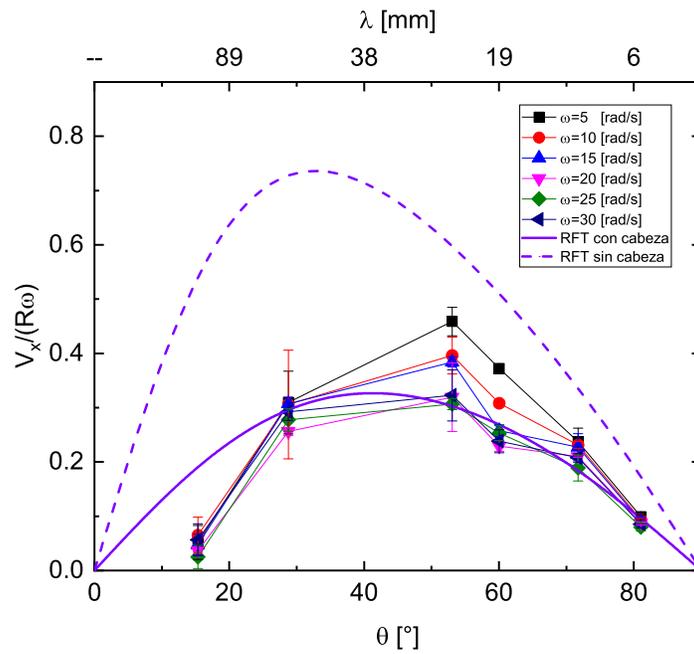
Análisis de resultados

5.1. Análisis de resultados de nado

A partir de los resultados de los experimentos de nado, mostrados en el capítulo 4, encontramos los parámetros que afectan la velocidad de nado. Para la Teoría de Fuerza Resistiva adaptada al medio granular, que se describe en el capítulo 3; el empuje que permite el desplazamiento hacia adelante es producida por la rotación del helicoide. La velocidad de nado del helicoide incrementa de manera lineal con ωR . La discusión de los resultados en este capítulo se centra en el caso *iii* ya que, aunque los tres casos brindan la misma información la forma en que se presenta en el caso *iii* ofrece mayor claridad. Las figuras 5.1 (a) y 5.1 (b) muestran que la velocidad de nado para el caso *iii* normalizado con ωR usando como medio esferas de vidrio y semillas de mostaza respectivamente. Con los resultados mostrados de esta manera es claro que existe un ángulo al cual la velocidad es máxima, alrededor de los 55° para los dos tipos de partículas. El valor $V_x/\omega R$ representa la relación entre la velocidad hacia adelante y la velocidad tangencial en el extremo de la hélice. Otro modo de analizar los resultados es calculando la eficiencia de onda [53], este parámetro compara la velocidad de desplazamiento del helicoide y la velocidad de onda $\omega\lambda$. Un valor de $V_x/\omega\lambda$ cercano a 1 sería equivalente a la velocidad de un tornillo penetrando un medio idealmente no deformable. En otras palabras, el nadador se movería tan rápido como la onda inducida por la forma del helicoide. Las figuras 5.2 (a) y 5.2 (b) muestran la velocidad de nado normalizado en este caso con $\omega\lambda$, es decir la eficiencia de onda, para esferas de vidrio y semillas



(a) Esferas de vidrio



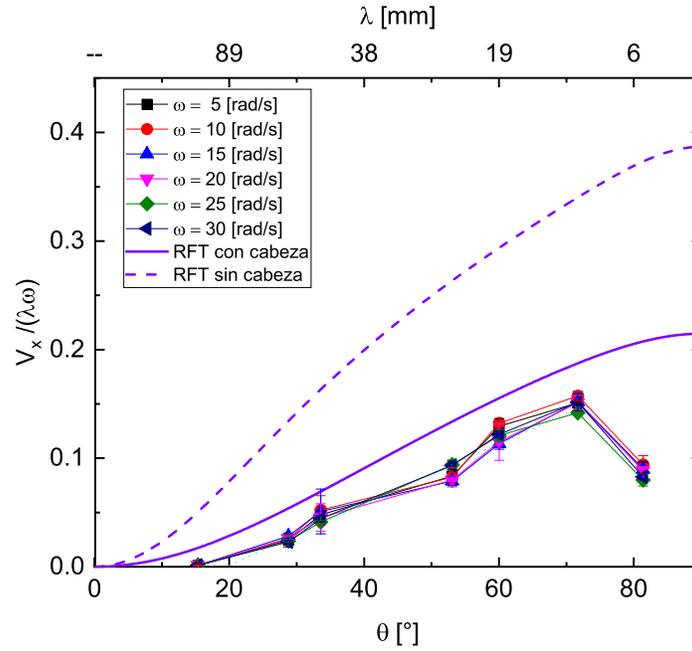
(b) Semillas de mostaza

FIGURA 5.1: Velocidad normalizada como función del ángulo para los nadadores del caso *iii* normalizada con ωR ; (a) Nadando en esferas de vidrio y (b) Nadando en semillas de mostaza; las líneas muestran la predicción de la teoría fuerza resistiva: las líneas sólidas para el modelo con cabeza (ecuación 2.28), las líneas punteadas representan el modelo sin cabeza (ecuación 2.30).

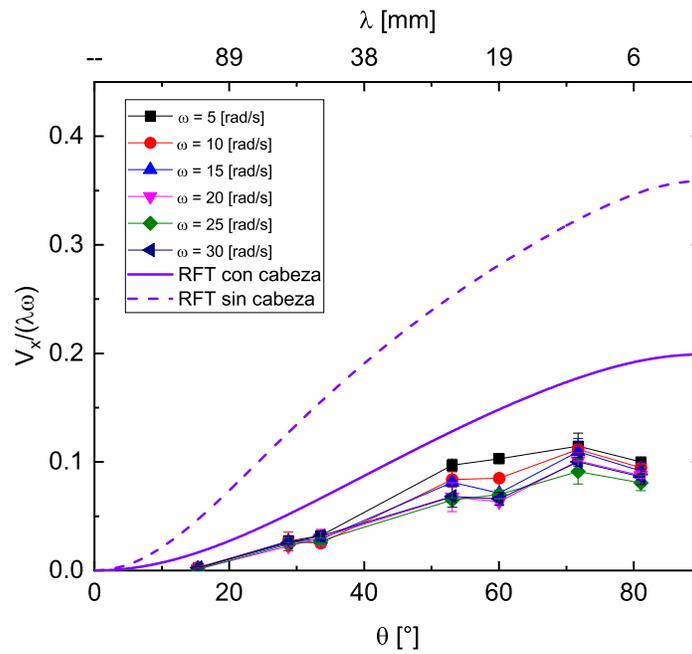
de mostaza respectivamente. De nueva cuenta los resultados experimentales caen en una sola banda. Esto no es de sorprender ya que sabemos que la velocidad escala con ω y R es constante para el caso *iii*. Este nuevo escalado también muestra robustez ya que varía en cada nadador. La eficiencia de onda muestra para todos los experimentos por debajo del 15% siendo ligeramente menor para nadadores desplazándose a través de las semillas de mostaza y en ambos casos menor a la reportada en nado en fluidos a bajo número de Reynolds. Es importante resaltar que el ángulo del helicoides en el cual se encuentra el máximo de la normalización con ω es diferente al que encontramos cuando normalizamos con ωR . En este caso, el ángulo en el cual la eficiencia de onda tiene su valor máximo es cercano a los 70° para ambos tipos de partículas. El modelo no muestra un máximo ya que sigue aumentando hasta los 90° , sin embargo esto no tiene sentido físico ya que cuando el ángulo del helicoides este cerca de este valor el nadador se transformaría en un cilindro hueco y no produciría empuje.

5.2. Comparación con la Teoría de Fuerza Resistiva

Como se discutió anteriormente, es posible encontrar una ecuación implícita para determinar la velocidad de nado del robot helicoidal en medio granular. El modelo incluye las ideas descritas en [40], para calcular las fuerzas tanto de empuje como de arrastre sobre el nadador. En este trabajo esta idea se extiende para el caso de una cola helicoidal rígida. El modelo indica que, en concordancia con los resultados experimentales, que la velocidad de nado escala con ωR . Adicionalmente, la velocidad de nado también es afectada por el ángulo del helicoides θ , el ángulo de reposo del material, γ_0 y el cociente Γ , como se muestra en la ecuación 2.28. En la figura 5.3 compara las velocidades medidas de los nadadores y los calculados usando el modelo; para el caso *iii* considerando los dos medios utilizados, esferas de vidrio y semillas de mostaza. Vale la pena notar que las predicciones del modelo consideran los efectos de la cabeza, ecuación 2.30. Para estos cálculos se considero un valor de $\Gamma = 1.82$ considerando la condición de factor de empaquetamiento bajo de acuerdo a [40]. Las mediciones experimentales y las predicciones ajustan tanto cualitativamente como cuantitativamente. En ambos casos,

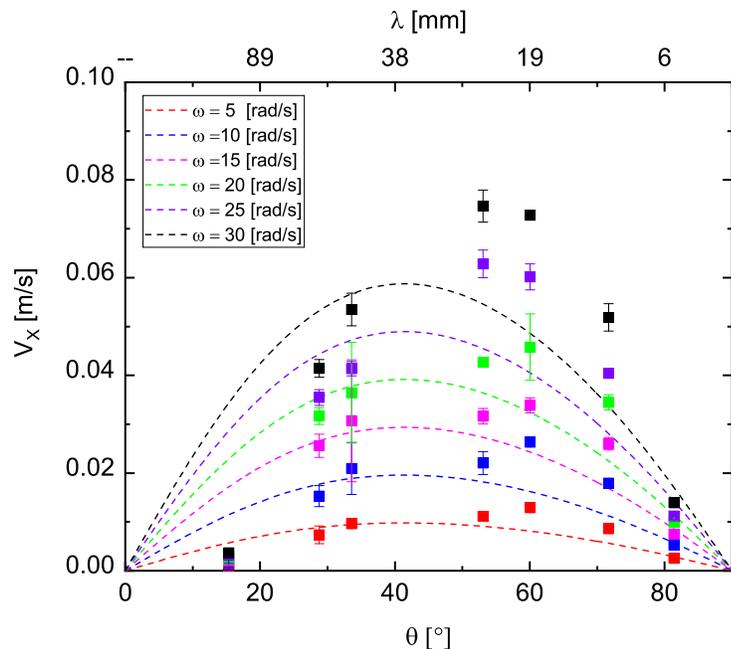


(a) Esferas de vidrio

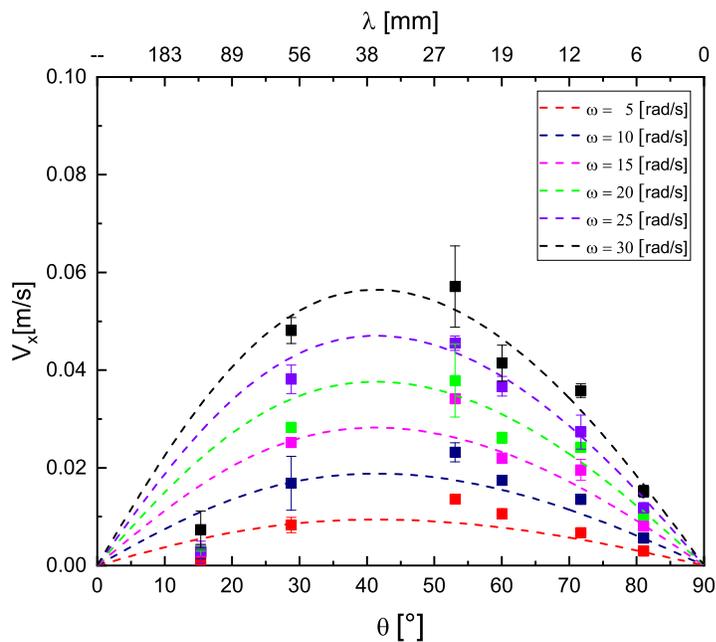


(b) Semillas de mostaza

FIGURA 5.2: Velocidad normalizada como función del ángulo para los nadadores del caso *iii* normalizada con ω ; (a) Nadando en esferas de vidrio y (b) Nadando en semillas de mostaza; las líneas muestran la predicción de la teoría fuerza resistiva: las líneas sólidas para el modelo con cabeza (ecuación 2.28), las líneas punteadas representan el modelo sin cabeza (ecuación 2.30).



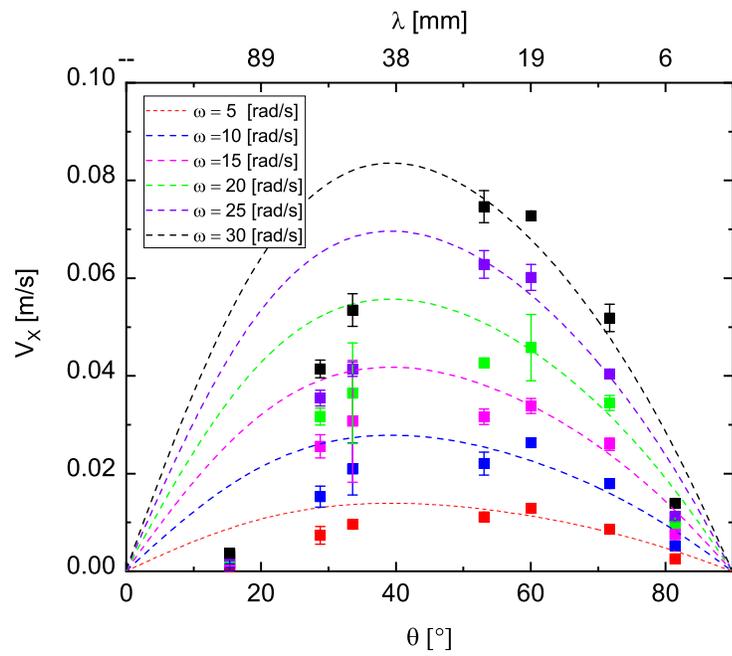
(a) Esferas de vidrio



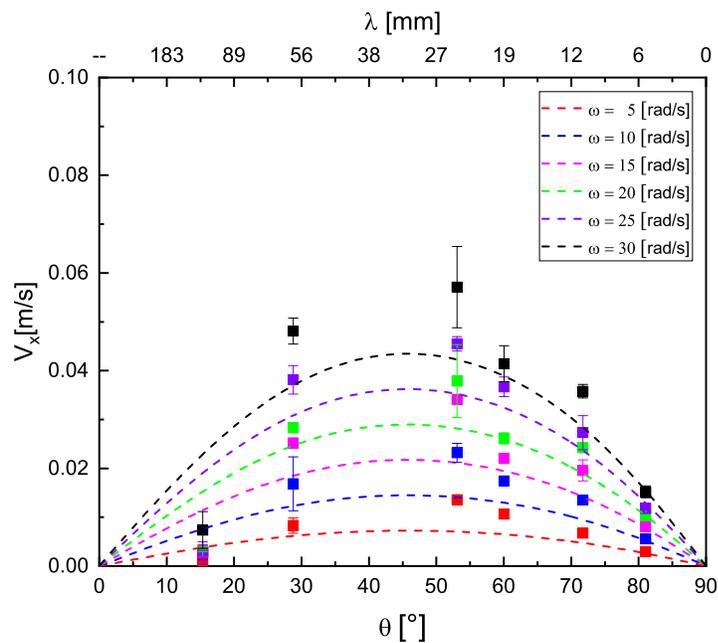
(b) Semillas de mostaza

FIGURA 5.3: Comparación directa de la velocidad en función del ángulo del helicoides y la longitud de onda para diferentes velocidades de rotación. Las líneas punteadas muestran los resultados de la ecuación 2.30 que toma en cuenta el arrastre de la cabeza. Cada color, símbolo y líneas corresponde a diferentes velocidades angulares ω . Comparación directa entre los valores de velocidad experimental y los calculados con la TFR.

se muestra un incremento lineal de la velocidad con ω y existe un ángulo en el cual la velocidad es máxima. Las predicciones subestiman los resultados experimentales, en alrededor de un 30 % pero solo para ángulos de helicoide grandes, para el caso de esferas de vidrio. Otra diferencia entre los experimentos y la predicción es que el máximo de la velocidad aparece con diferentes valores de ángulo del helicoide, mientras que experimentalmente este ángulo es de alrededor de 55° , mientras que para el modelo el máximo se presenta cerca de los 30° . El modelo también predice que la velocidad de nado es menor para ángulos de reposo mayores, en concordancia con los experimentos los cuales muestran una variación de 16 %. Para las líneas mostradas en la figura 5.3 se usaron los valores Γ reportados en [40]. Si consideramos Γ como un parámetro libre entonces la predicción teórica se ajuste mejor variando en un 30 %. Para las esferas de vidrio y las semillas de mostaza encontramos valores de $\Gamma = 0.989$ y $\Gamma = 2.454$, respectivamente. Por claridad estas líneas se muestran por separado en la figura 5.4. Estos valores difieren a los reportados en [40], pero retienen el mismo orden de magnitud. Partiendo de que el escalado tanto con ωR u $\omega \lambda$, muestran que los datos experimentales colapsan en una línea, es natural realizar una comparación con las variables normalizadas. El modelo, como se muestra en la ecuación 2.28 y 2.30. Escala con ωR . Las líneas punteadas en las figuras 5.1 y 5.2 muestran las predicciones del modelo con y sin cabeza para nadadores helicoidales, (Ecuaciones 2.30 y 2.28, respectivamente). Cuando el efecto de la cabeza no se incluye, la predicción es mayor que los resultados experimentales, como se podría esperar. Cuando el efecto de la cabeza es considerado, las diferencias entre las mediciones experimentales y las predicciones del modelo son menores al 15 %. La principal diferencia entre los experimentos y el modelo, normalizado con ωR , es el ángulo al cual la máxima velocidad se alcanza. Usando la normalización con ω , las mediciones experimentales muestran un máximo además, el modelo presenta un crecimiento monótono hasta $\theta = 90^\circ$, por lo que para este valor de ángulo del helicoide se obtiene un valor distinto a cero. Para la eficiencia de onda, los valores del modelo son superiores a las mediciones experimentales, pero capturan el incremento de la eficiencia de onda conforme se incrementa el ángulo del helicoide. Sin embargo el modelo no captura el



(a) Esferas de vidrio



(b) Semillas de mostaza

FIGURA 5.4: Comparaciones: velocidad en función del ángulo del helicoide y la longitud de onda para diferentes velocidades de rotación. Las líneas punteadas muestran los resultados de la ecuación 2.30 usando los valores de $\Gamma = 0.989$ y $\Gamma = 2.454$ para las esferas de vidrio y semillas de mostaza respectivamente

ángulo al cual la eficiencia de onda es máxima. En el caso de este trabajo decidimos comparar nuestros resultados con el modelo propuesto por Darbois Texier [13] considerando el caso de nadador sin fuerza externa. Para este caso, de la velocidad normalizada con R esta dada por:

$$\frac{V_x}{\omega R} = \frac{C_n/C_t - 1}{\tan \theta + \frac{C_n/C_t}{\tan \theta}}. \quad (5.1)$$

donde C_n y C_t son los coeficientes de arrastre normal y tangencial respectivamente. Considerando que $C_n/C_t = 1.6$, siguiendo el procedimiento descrito en [13], y usando los parámetros de nuestro experimento, la predicción usando este modelo puede ser obtenida rápidamente para propósitos de comparación. A pesar de que su modelo concuerda en general con los resultados experimentales, el valor de la velocidad normalizada es menor a pesar de que el modelo no considera los efectos de la cabeza, si se tomara en cuenta este efecto la predicción sería todavía menor. Sin embargo, la predicción se ajusta razonablemente bien a las mediciones experimentales. Un aspecto importante de la predicción en [13] es que el ángulo del helicoides en el cual la velocidad es máxima es más próximo al valor experimental que el predicho por el modelo de la TFR. Si consideramos $C_n/C_f = 2.7$ el modelo se ajusta a nuestros resultados. Vale la pena hacer notar que este valor es diferente al que le correspondería de acuerdo a [13], sin embargo el valor varía poco. La línea punteada en la figura 5.5 muestra la predicción de este modelo. Finalmente, dado el buen ajuste entre el modelo y los experimentos, ahora variamos los valores de los parámetros en el modelo para investigar su efecto en la predicción. De hecho es posible obtener una solución explícita para cualquiera de las ecuaciones 2.28 y 2.30 resolviendo analíticamente el polinomio de cuarto orden presente en las ecuaciones, sin embargo escribir esta ecuación es completamente impracticable dada su longitud. Por esta razón se usa el software Mathematica. Una desventaja de esta estrategia es que la influencia de los distintos parámetros no es evidente. En la figura 5.6 (a) el modelo se muestran en términos de $V_x/\omega R$ y en la figura 5.6 (b) en términos de la eficiencia de onda. Hay varios grupos de líneas: la gruesa y la delgada, corresponde a cuando se toma en cuenta el efecto de la cabeza y cuando no, respectivamente. Claramente, el

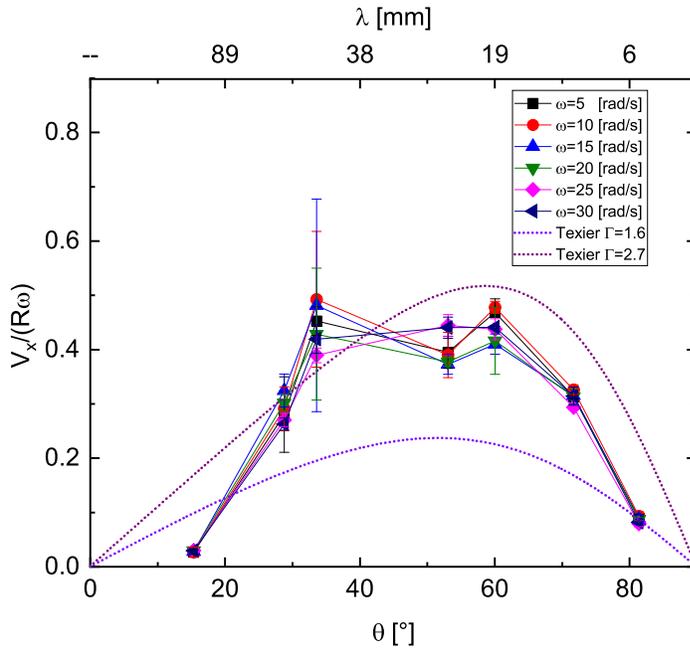


FIGURA 5.5: Comparación de la velocidad normalizada con ωR , entre los datos experimentales y el modelo propuesto por [13], considerando el valor propuesto en [13] $\Gamma = 1.6$; y dejando Γ libre y ajustando su valor con los resultados experimentales obteniendo $\Gamma = 2.7$.

comportamiento es similar; ya que la cabeza solo agrega arrastre, la velocidad normalizada decrece cuando el efecto de la cabeza es tomado en cuenta. Las líneas continuas, en tres diferentes colores, muestran el efecto de variar el ángulo de reposo del medio. El modelo predice un decremento en la velocidad de nado cuando el ángulo de reposo γ_0 decrece, lo que concuerda con los resultados experimentales. Por último ya que el modelo está basado en el hecho de que los valores de C_s y C_F son conocidos y constantes, es interesante cambiar estos valores. Considerando las mediciones de Maladen et al [40] para valores de bajo y alto factor de empaquetamiento del medio granular que lleva a dos valores para Γ , $\Gamma_{LP} = 1.85$ y $\Gamma_{HP} = 1.05$. Cuando el valor de Γ decrece, corresponde a un medio más compactado por lo que la velocidad de nado se reduce.

Note que un valor pequeño de Γ indica menos arrastre, lo que reduce la habilidad de la hélice de producir empuje, por lo que la velocidad disminuye. En este experimento el factor de empaquetamiento permaneció constante en todos los experimentos, por lo que no es posible hacer comparaciones.

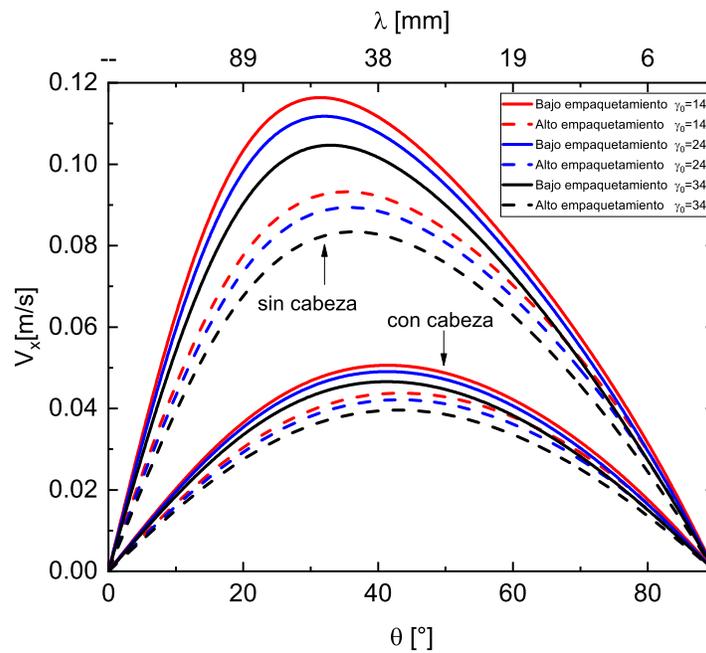
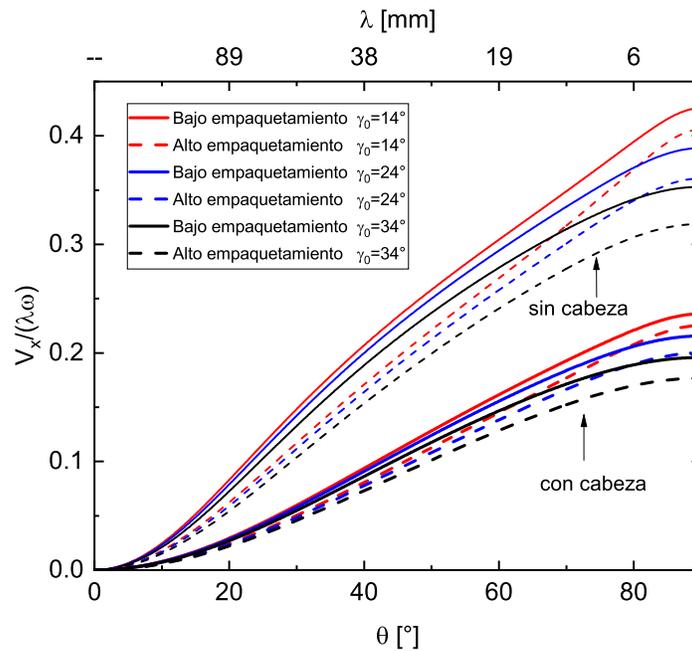
(a) Normalizado con ωR (b) Normalizado con ω

FIGURA 5.6: (a) Velocidad en función del ángulo del helicoides, θ , y (b) longitud de onda λ . Predicciones del modelo de la TFR, ecuaciones 2.28 y 2.30, considerando dos valores para Γ , además de factor de empaquetamiento bajo (líneas punteadas) y alto factor de empaquetamiento (líneas sólidas, considerando tres diferentes ángulos de reposo).

5.3. Influencia del largo de helicoide en el nado en medio granular

El análisis se realiza en función del número de vueltas de los nadadores para facilitar el manejo e interpretación de los datos experimentales, ya que es más intuitivo manejar el número de vueltas que el largo total del helicoide L_T . El largo L_T se relaciona con el número de vueltas con la expresión $L_T = N \lambda \cos \theta$, como ya sabemos λ es la longitud de onda, θ el ángulo del helicoide y N el número de vueltas del nadador.

En la figura 5.7 se muestra la velocidad de nado normalizada con ωR , para los nadadores mostrados en la tabla 3.2, desplazándose en tres diferentes medios: esferas de vidrio, gel para el cabello y glucosa diluida con agua, las líneas punteadas corresponden a un ajuste monomolecular para cada caso según el color de los datos experimentales. Para el caso de la glucosa observamos que esta velocidad normalizada se mantiene prácticamente constante sin importar el número de vueltas, de hecho el ajuste presenta una pendiente cero en todo el intervalo. Para el caso del gel existe un ligero incremento de alrededor del 10 % entre las 3 y las 10 vueltas por lo que podríamos considerarlo prácticamente constante; en contraste con el comportamiento en estos dos medios en el nado en medio granular observamos un incremento significativo cuando tenemos entre 3 y 5 vueltas siendo el incremento de alrededor del 100 %, la gráfica también muestra que la velocidad normalizada, de nueva cuenta, dobla su valor entre las 5 y las 10 vueltas; dado el comportamiento después de las 8 vueltas podemos predecir que la velocidad tiende a un máximo cuyo valor es cercano al de la velocidad normalizada cuando $N = 10$. Es curioso que en el medio granular el efecto del largo del helicoide sea más marcado que en los fluidos en los que se trabajó, por el momento solo podemos especular la causa.

En la figura 5.8 se observan los resultados experimentales de la velocidad normalizados con ωR comparados con la predicción de la TFR, en este caso se presentan tanto el modelo que no considera la cabeza 2.28 como el que si la considera 2.30, como se aprecia y supondríamos cuando no consideramos la cabeza la TFR mantiene un valor constante sin importar L_T , manteniendo un valor al constante equivalente al que tenemos experimentalmente para nadadores entre 4 y 5 vueltas. En el caso del modelo de la TFR se

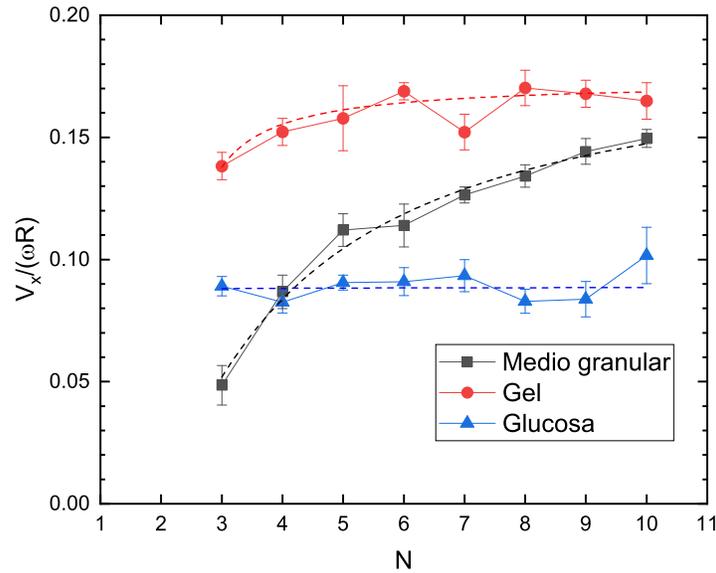


FIGURA 5.7: Comparación de la velocidad normalizada con ωR , de nadadores desplazándose en tres diferentes medios: esferas de vidrio, gel para el cabello y glucosa diluida. Velocidad normalizada en función del número de vueltas. Las líneas punteadas representa el ajuste monomolecular para cada medio

calculo la velocidad normalizada para nadadores con una sola vuelta, se observa que el modelo predice correctamente el comportamiento de la velocidad normalizada aumentado conforme aumenta el número de vueltas, el modelo falla en capturar el drástico aumento que se observa experimentalmente entre las 3 y las 5 vueltas además de que subestima ligeramente el resultado. Por otro lado si aumentáramos el número de vuelta, supondríamos que el máximo se presentaría antes para los resultados experimentales que lo estimado por la teoría.

La figura 5.9 muestra la velocidad normalizada pero en este caso la normalización no es solo con ωR si no que además tomamos en cuenta el número de vueltas por lo que el escalado se realiza con $N\omega R$. Esta normalización representa la velocidad V_* que aporta cada vuelta del helicoide. Como se observa en la figura 5.9 la velocidad V_* por vuelta del helicoide aumenta entre las 3 y las 5 vueltas después de este punto decrece de manera lineal, así el número óptimo de vueltas del helicoide para el nado en medio granular es entre 4 y 5 coincidentemente este es el número de vueltas que tiene la cola la

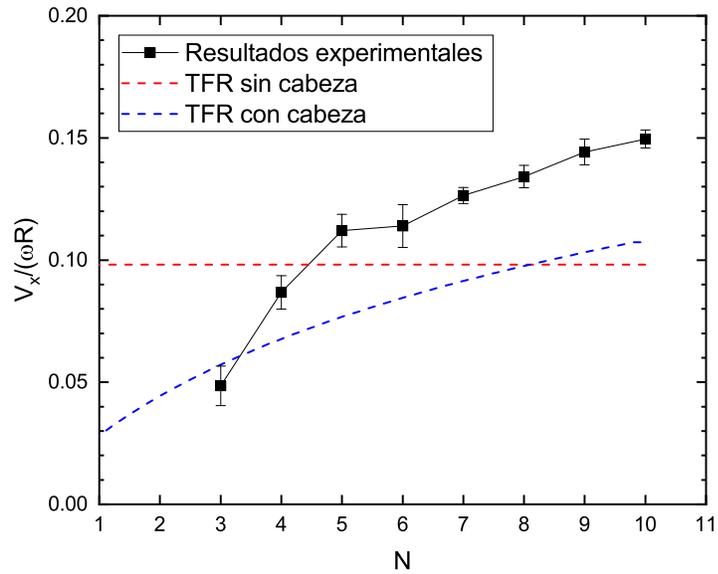


FIGURA 5.8: Velocidad normalizada con ωR en función del número de vueltas del helicoide, para nado en medio granular. Comparando: en negro los resultados experimentales, en rojo el modelo de la TFR sin considerar la cabeza y en azul el modelo TFR considerando la cabeza del nadador.

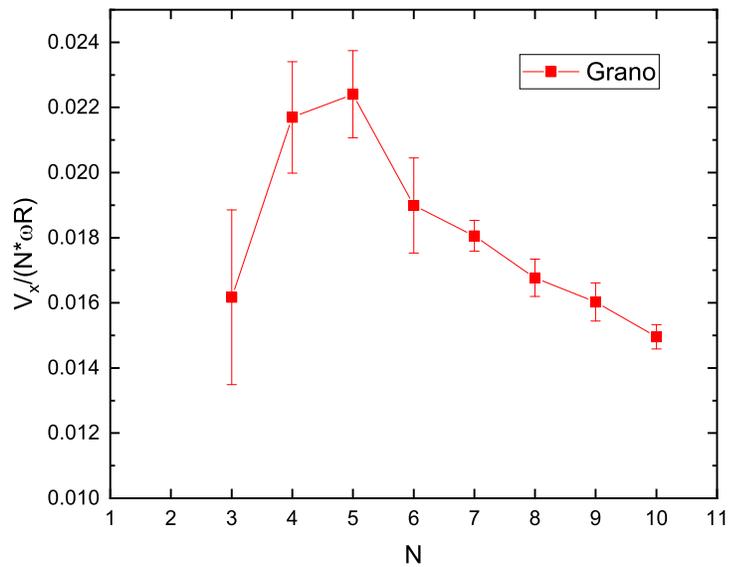


FIGURA 5.9: Velocidad normalizada con $N\omega R$ en función del número de vueltas del helicoide.

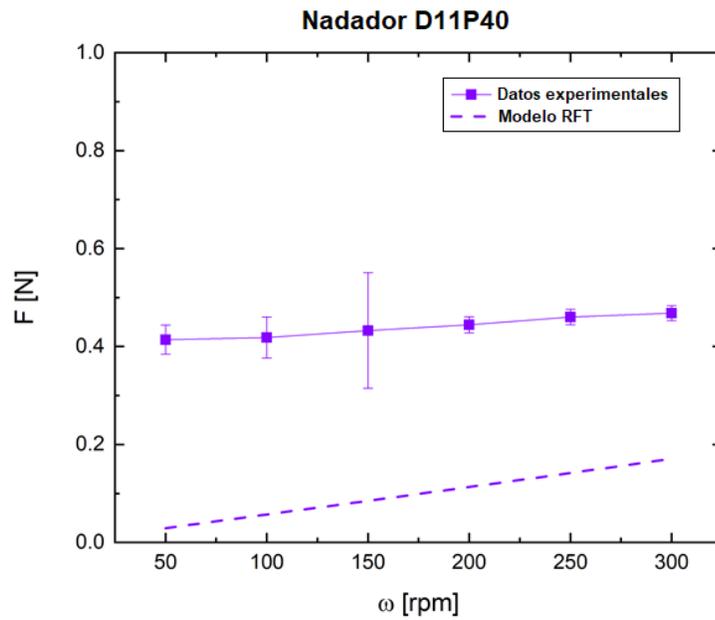
bacteria *E. coli* [7], bacteria que sirvió de inspiración para el desarrollo de este trabajo.

5.4. Fuerza y Torque

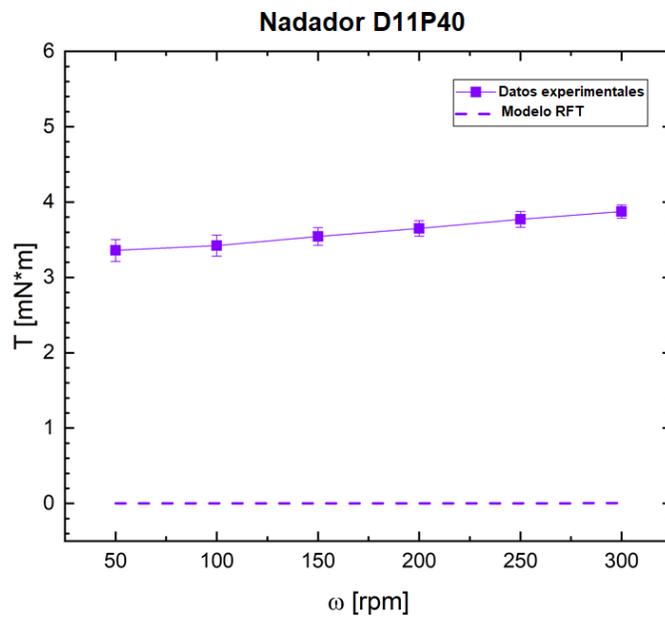
Como se mencionó en el capítulo 2 se intentó desarrollar un modelo basado en los principios de la TFR para calcular la fuerza normal FN y el torque en las condiciones descritas en el capítulo 3, obteniendo las ecuaciones 2.32 y 2.33, para la fuerza y el torque respectivamente. Hasta el momento los modelos siguen en desarrollo y no tiene un buen ajuste. Para facilitar el análisis dividimos las mediciones de Fuerza Normal y Torque en dos casos el primero cuando hablamos de los nadadores del caso *iii* la tabla 3.1 y el segundo para los nadadores la tabla 3.2. Para el primer caso, solo se muestra la comparación entre los datos experimentales y la predicción del modelo basado en la TFR en función de la velocidad de giro; ver figura 5.10.

En las figuras 5.10 (a) y (b), se realiza la comparación para la fuerza normal y el torque respectivamente, en ambos casos los modelos fallan en predecir el comportamiento, además de estar varios ordenes de magnitud abajo de los resultados experimentales. Estos fallos se repiten para todos los nadadores del caso *iii* de la tabla 3.1, por simplicidad solo se muestran los resultados para el nadador *D11P40*. En el segundo caso, analizamos los resultados para los nadadores de la tabla 3.2, los resultados experimentales se muestran en función del número de vueltas. En la figura 5.11 se observa claramente que tanto la fuerza normal FN y el torque tiene el mismo comportamiento.

Es importante notar que la velocidad normalizada V_* se comporta de manera cualitativa igual que el torque y la fuerza normal, como se observa en la figura 5.12, esto implica que estos dos parámetros pueden ser escalados para recuperar la velocidad V_* . Este fenómeno también se observa cuando comparamos la velocidad con el torque y la fuerza en función del ángulo del helicoides.



(a) Comparación Fuerza Normal FN



(b) Comparación Torque

FIGURA 5.10: Comparación entre resultados experimentales y el modelo TFR para: (a) la fuerza normal y (b) el toque; ambos en función de la velocidad angular y solo para el nadador D11P40

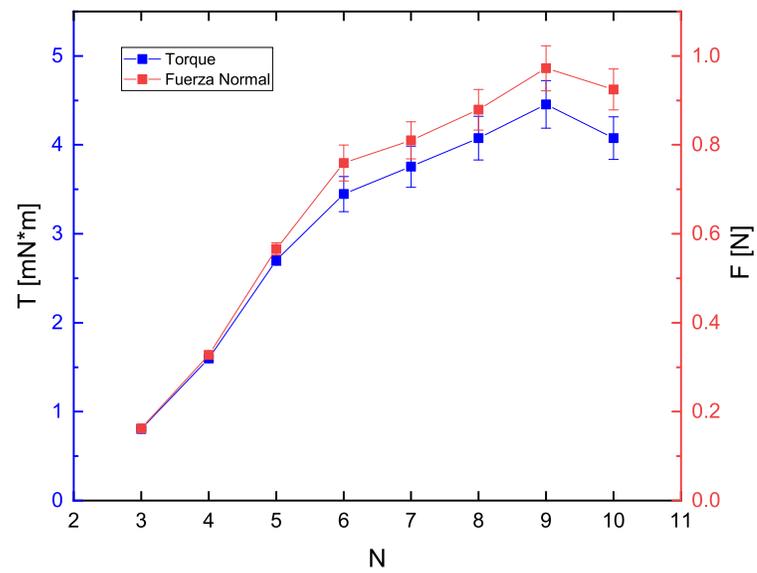
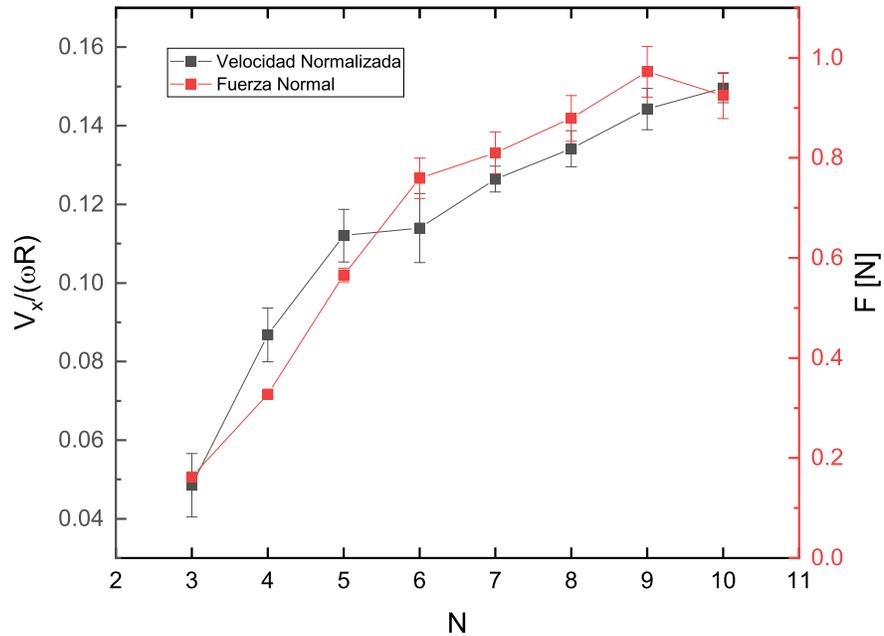
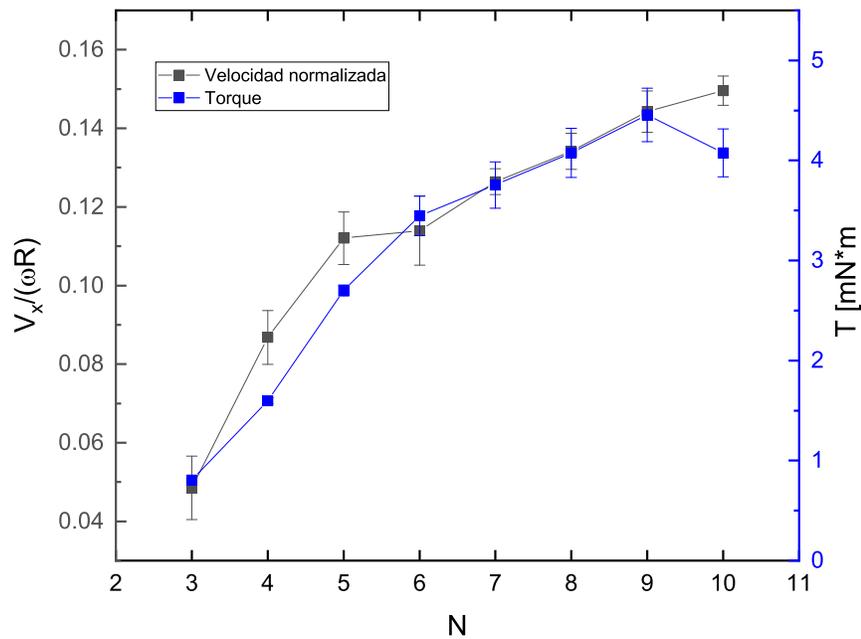


FIGURA 5.11: Torque y fuerza normal en función del número de vueltas del helicoides.



(a) Velocidad normalizada y fuerza normal en función del número de vueltas



(b) Velocidad normalizada y torque en función del número de vueltas del helicoido

FIGURA 5.12: Comparación cualitativa entre la velocidad normalizada V_* y la fuerza normal (a); y el torque (b). En función del número de vueltas.

Capítulo 6

Conclusiones

La movilidad de un nadador helicoidal autopropulsado en medio granular fue estudiada experimentalmente. Las características geométricas para el óptimo desempeño de nado fueron obtenidas para los nadadores en medio granular. Adicionalmente, se encontró que la velocidad de nado es afectada por: la velocidad de rotación ω , longitud de onda λ , ángulo del helicoide θ y el radio del helicoide R . También se encontró que la rugosidad de las partículas reduce la velocidad de nado, sin embargo no fue posible variar significativamente este parámetro en los experimentos realizados. En contraste, si fue posible cambiar significativamente el tamaño de las partículas, en este caso la velocidad de nado apenas fue afectada. Usando la TFR granular y extendiéndola para considerar nadadores de cola helicoidal rígida desarrollamos un modelo para la velocidad de nado cuyas predicciones muestran un buen ajuste con los resultados experimentales. El modelo solo tiene un parámetro libre Γ . Este modelo captura correctamente la magnitud y el comportamiento de la velocidad experimental, sin embargo no concuerda en capturar dos aspectos: el primero involucra las condiciones mínimas para el movimiento y el segundo se refiere al ángulo en que se presenta la velocidad máxima. En este trabajo encontramos que para ángulos de helicoide pequeños, a pesar de que el nadador rota sobre su eje a una velocidad angular constante no existe movimiento hacia adelante, por lo que existe un umbral para el ángulo del helicoide. Por otro lado, los experimentos muestran que para un ángulo del helicoide de aproximadamente 55° la velocidad normalizada $V_x/\omega R$ tiene un máximo, en contraste la TFR predice que el máximo se presenta cuando el valor del ángulo del helicoide es de aproximadamente de 30° . La

eficiencia de onda alcanza un máximo experimentalmente cuando el ángulo del helicoide es cercano a 70° , sin embargo el modelo no muestra un máximo para la eficiencia de onda. Las razones de estas diferencias se analizarán en un trabajo futuro. Se encontró que la velocidad de nado se afecta por lo largo del nadador, en medio granular. En los experimentos en glucosa y gel la velocidad es afectada mínimamente sin importar el largo del nadador, este resultado es predicho por la TFR tradicional para nadadores sin cabeza. Los resultados experimentales muestran que en medio granular la velocidad crece significativamente cuando el nadador tiene entre tres y cinco vueltas, después de las seis vueltas la velocidad se estabiliza. El modelo de la TFR que considera la cabeza presenta un ajuste adecuado capturando su comportamiento, sin embargo lo subestima ligeramente. Encontramos que el número óptimo de vueltas del helicoide es de entre 4 y 5, que es el mismo número de vueltas que presenta la cola de la bacteria E.Coli. Las mediciones de Fuerza normal y torque exhiben resultados inesperados ya que en ambos casos los experimentos muestran que estas dos variables varían poco sin importar el valor de la velocidad de rotación, esto contradice lo propuesto en la TFR. Sin embargo los resultados para la Fuerza normal y el torque tienen el mismo comportamiento que la velocidad para los casos en que estas variables están en función del ángulo del helicoide y en función del número de vueltas. Hasta el momento nos ha sido imposible realizar un modelo usando los principios de la TFR que se ajuste adecuadamente a los valores experimentales de la Fuerza Normal y el torque.

A pesar de lo evasivo que nos ha resultado el modelo de la fuerza normal y el torque, las mediciones de estos dos parámetros nos han permitido trabajar el desarrollo de una expresión en función del ángulo del helicoide para obtener valores puntuales para Γ .

Los datos presentados en este trabajo contribuyen a la discusión actual sobre la locomoción en medio granular además de validar el modelo de la TFR granular.

Apéndice A

Publicaciones y congresos

A continuación se enumeran las publicaciones y las participación en congresos que se realizaron durante el desarrollo de este trabajo.

Se publico un articulo en Physical Review Fluids que fue acreedor de la distinción de Editor's Suggestion.

- Valdés, Rogelio, Ángeles, Verónica, de la Calleja, Elsa and Zenit, Roberto; *“Self-propulsion of a helical swimmer in granular matter”*; Phys. Rev. Fluids; Volume 4; Issue 8; pp 084302; Year 2019; DOI 10.1103/PhysRevFluids.4.084302; URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevFluids.4.084302>.

Los congresos y talleres en los que se presento este trabajo son:

- Rogelio Valdés, Melany Hunt, Roberto Zenit; *“Experimental measurements of the torque and normal force on a helix rotating in a granular material”*; 72nd Annual Meeting of the APS Division of Fluids Dynamics; Session H04: Granular Flows 1. 23-26 noviembre 2019; Seattle, WA.
- Jose Valdes, Roberto Zenit, Elsa de la Calleja, Veronica Angeles; *“The self-propulsion of helical Swimmer in Granular Matter”*; Engineering Mechanics Institute Conference 2019; 18-21 Julio; Pasadena, CA.
- Rogelio Valdés, Roberto Zenit; *“Helical locomotion in granular matter”*; 1st Workshop on Bioinspired Geotechnics; 19-22 Junio 2019; Monterey, CA.

- R. Valdés, V. Ángeles, E. de la Calleja, R. Zenit; ***“The self-propulsion of helical Swimmer in Granular Matter”***; 70th Annual Meeting of the American Physical Society Division of Fluids Dynamics; 19-21 noviembre 2017; Denver, CO.

A demás durante el desarrollo de esta tesis se participo en otros proyectos que permitieron presentar el trabajo:

- FA Godinez, R Mayén, E. Guzmán, R. Valdés, O. Chávez, M. Navarrete, C. Palacios, R. Montoya; ***“Induced Corrosion by Transient Cavitation in a Biomimetic Mechanical Device”***; 6th Cavitation and Multiphase Flows Workshop; 24-27 Junio 2019; Chania, Crete.

PHYSICAL REVIEW FLUIDS 4, 084302 (2019)

Editors' Suggestion

Self-propulsion of a helical swimmer in granular matter

Rogelio Valdés, Verónica Angeles, Elsa de la Calleja, and Roberto Zenit^{*}
*Instituto de Investigaciones en Materiales, Universidad Nacional Autónoma de México,
Apartado Postal 70-360, Ciudad Universitaria, Distrito Federal 04510, México*

 (Received 16 December 2018; published 13 August 2019)

The motion of helicoidal swimmers moving in a pool filled with a granular medium is studied experimentally. The horizontal displacement through granular beads is measured considering geometrical modifications of the swimmer, the size, and frictional properties of the media. We found three main parameters which affect the swimming performance: the diameter, the wavelength, and the angle of the helix. The swimming speed scales with the rotation speed, ωR . The size of particles does not affect the swimming speed significantly; the swimming speed is reduced when the particle's angle of repose increases. It was found that a maximum swimming speed is achieved when the helix angle is close to 55° . The experimental data are compared with predictions of the granular resistive force theory, which was extended to be applicable for a swimmer with a rigid helical tail, leading to good agreement.

DOI: [10.1103/PhysRevFluids.4.084302](https://doi.org/10.1103/PhysRevFluids.4.084302)

I. INTRODUCTION

The locomotion of living organisms has been extensively studied in the fluid mechanics community for centuries [1]. The interaction of moving body parts and a fluid environment gives rise to both thrust and drag forces which, under the correct conditions, produce locomotion. While flying and swimming (both at low and large Reynolds numbers) are well understood for the case of Newtonian fluids [2], locomotion in more complex media has not been studied extensively and, in consequence, remains poorly understood. In particular, digging through granular materials is a frequently observed strategy in nature [3]: it is used by many animals to feed, move, and escape predators. The challenge to understand motion in such complex media is that granular matter can behave in significantly different manners, as a solid or as a fluid [4], even in the same flow. Therefore, a general constitutive equation does not exist. There have been significant recent advances, in particular for the case of dense granular flows [5,6]; however, wide acceptance and validation are still needed.

Locomotion in granular media has drawn significant attention by the community. Goldman and collaborators, in a series of seminal contributions [7–12], have studied the undulatory motion of organisms in sand, such as the sandfish lizard (*Scincus scincus*). Using a state-of-the-art x-ray camera, they were able to visualize the motion of the lizard as it burrowed itself into a bed of particles. The organism performed a very distinct motion: while displacing into sand, it moved in a sideways undulatory motion with constant frequency and amplitude. With these observations they conjectured that the motion resembled that of microorganisms at low Reynolds numbers. Hence, they took the classical resistive force theory (RFT) for low Reynolds locomotion [13] and adapted it to be compatible with the physics of granular matter [7]. They found good agreement between the observations and the predictions of the granular resistive force theory [8]. However, further

^{*}zenit@unam.mx

27/9/2019 APS -72nd Annual Meeting of the APS Division of Fluid Dynamics - Event - Experimental measurements of the torque and normal force ...

Bulletin of the American Physical Society

72nd Annual Meeting of the APS Division of Fluid Dynamics
Saturday–Tuesday, November 23–26, 2019; Seattle, Washington

Session H04: Granular Flows I

8:00 AM–10:23 AM, Monday, November 25, 2019
Room: 203

Abstract: H04.00011 : Experimental measurements of the torque and normal force on a helix rotating in a granular material
10:10 AM–10:23 AM

[Preview Abstract](#)

[← Abstract](#)

Authors:

Rogelio Valdez
(Universidad Nacional Autonoma de Mexico)

Melany Hunt
(California Institute of Technology)

Roberto Zenit
(Brown University)

The torque and the normal force produced by a helix rotating in granular matter were measured experimentally. The experiments were conducted using the rheometer, with a powder cell, for a wide range of rotational speeds. Two granular media were considered: mustard seeds and glass beads with diameter 0.203 mm. The experiments considered changes in the geometry of the helix. For a first set of tests, seven helices with the same total length but with different helix angle and wavelength were considered. For the second group, ten helices with the same geometric shape but with different numbers of turns, from 1 to 9, were used. The results show that torque and normal force are strongly dependent on the helical geometry. A maximum normal force is reached when the helix angle is around 55 degrees while the peak for the torque occurs when the helix angle is close to 40 degrees. In both cases, the measurements are nearly independent on the rotational speed of the helix. Both force and torque increase linearly with the number of coil turns for small number of coils; however, in contrast to what may be expected for a viscous fluid, the increase is not linear when the number of coils is larger than 3. Comparisons with calculations from granular resistive force theory will be presented.

This site uses cookies. To find out more, read our Privacy Policy.

27/9/2019

Submissions | Engineering Mechanics Institute Conference 2019 | Ex Ordo

My Submissions

931 Submissions

All of your reviewed submissions are listed below. Click on the title of each submission.

Engineering Mechanics Institute Conference 2019

[Blog](#) · [Support](#)

[Back to List](#)

Accepted	Title	X
	The Self-Propulsion of a Helical Swimmer in Granular Matter	
Authors		
1. Mr. Jose Valdes - Universidad Nacional Autonoma de Mexico		
2. Dr. Roberto Zenit - Universidad Nacional Autonoma de Mexico		
3. Dr. Elsa de la Calleja - Universidad Nacional Autonoma de Mexico		
4. Ms. Veronica Angeles - Universidad Nacional Autonoma de Mexico		
Abstract		
<p>The motion of helicoidal swimmers moving in a pool filled with granular medium is studied experimentally. The horizontal displacement through granular beads is measured considering geometrical modifications of the swimmer, the size and frictional properties of the media. We found three main parameters which affect the swimming performance: the body diameter, the wave length, and the helix angle. The swimming speed scales with the rotation speed, Ω. The size of particles does not affect the swimming speed significantly; the swimming speed is reduced when the particle's angle of repose increases. It was found that a maximum swimming speed is achieved when the helix angle is close to 55 degrees. The experimental data are compared with predictions of the granular resistive force theory, which was extended to be applicable for a swimmer with a rigid helical tail. The agreement was satisfactory.</p>		
Topic Areas		
<input type="radio"/> MS#3. Bio-inspired burrowing, drilling and excavation		
Submission Date	Is It a Student Paper?	
15th Feb 2019, 8:57am PST	Yes	
Decision	Latest Update	
Oral	14th Jun 2019, 9:52am PDT	
Submission ID		
1319		
Review Summary		
Chair Feedback		
No comments provided.		

27/9/2019 APS -72nd Annual Meeting of the APS Division of Fluid Dynamics - Event - Experimental measurements of the torque and normal force ...

Bulletin of the American Physical Society

72nd Annual Meeting of the APS Division of Fluid Dynamics
Saturday–Tuesday, November 23–26, 2019; Seattle, Washington

Session H04: Granular Flows I

8:00 AM–10:23 AM, Monday, November 25, 2019
Room: 203

Abstract: H04.00011 : Experimental measurements of the torque and normal force on a helix rotating in a granular material
10:10 AM–10:23 AM

[Preview Abstract](#)

[← Abstract](#)

Authors:

Rogelio Valdez
(Universidad Nacional Autonoma de Mexico)

Melany Hunt
(California Institute of Technology)

Roberto Zenit
(Brown University)

The torque and the normal force produced by a helix rotating in granular matter were measured experimentally. The experiments were conducted using the rheometer, with a powder cell, for a wide range of rotational speeds. Two granular media were considered: mustard seeds and glass beads with diameter 0.203 mm. The experiments considered changes in the geometry of the helix. For a first set of tests, seven helices with the same total length but with different helix angle and wavelength were considered. For the second group, ten helices with the same geometric shape but with different numbers of turns, from 1 to 9, were used. The results show that torque and normal force are strongly dependent on the helical geometry. A maximum normal force is reached when the helix angle is around 55 degrees while the peak for the torque occurs when the helix angle is close to 40 degrees. In both cases, the measurements are nearly independent on the rotational speed of the helix. Both force and torque increase linearly with the number of coil turns for small number of coils; however, in contrast to what may be expected for a viscous fluid, the increase is not linear when the number of coils is larger than 3. Comparisons with calculations from granular resistive force theory will be presented.

This site uses cookies. To find out more, read our Privacy Policy.



Helical locomotion in granular matter

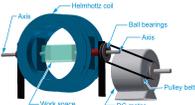
Rogelio Valdés and Roberto Zenit
Universidad Nacional Autónoma de México



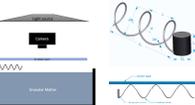
Abstract

The influence of geometrical parameters for helical swimmer was determinate experimentally in granular matter. The experimental data are compared with the granular Resistive Force Theory (RFT) extended to be applicable for helical swimmers with a rigid tail in granular matter.

Experimental Set up



- Several magnetic helical swimmers were designed and tested.
- Two groups were considered: Keeping 2R fixed. Increasing the numbers of coil from 3 to 12.
- To make the swimmers rotate at a prescribed rate, a rotating Helmholtz coil was used (Godínez; 2012).
- Different granular media were used, glass beads and mustard seeds.



Results

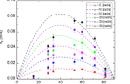


Fig. 1. 2R constant swimmers, speed as a function of helix angle and wavelength.

- Lines show the prediction using adapted RFT with an experimental $C_s/C_f=0.98$.
- C_s and C_f are parameters that capture the characteristics of granular matter.

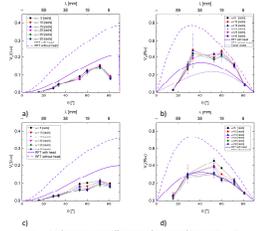


Fig. 2. In left column wave efficiency as functions of helix angle. Right column $\ln(R/\lambda)$ as a function of helix angle. On top results for glass beads in the bottom for mustard seeds.

- The figures shows a comparison with RFT taking into account or not the head of the swimmers.
- The RFT is accurate to predict the general tendency and is in the same magnitude order as the experiments.
- For highest helix angle we find an unpredict down.
- For b) Texier model was added.

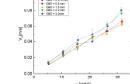


Fig. 3. Speed as functions of rotational speed for a swimmer.

- The wave efficiency increases as the number of coil increase until 8 coils.
- After 8 coils wave efficiency is keeping almost constant.

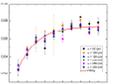


Fig. 4. Wave efficiency as a function of the number of coils, for 11 swimmers.

Discussion

- For helical swimmer with a rigid tail, we develop this implicit equation:

$$V_s^2 [\Gamma^2 \tan^2 \theta - \tan^2 \theta \sec^2 \theta - \sec^4 \theta \tan^2 \gamma_0] - 2V_s^2 [\Gamma^2 \tan^2 \theta + \tan^2 \theta \sec^2 \theta] + V_s^2 [\Gamma^2 \tan^2 \theta \sec^2 \theta - \sec^2 \theta \tan^2 \gamma_0] - 2V_s [\Gamma^2 \tan^2 \theta] + \Gamma^2 \tan^2 \theta = 0,$$
 where $V^*=V/(\omega R)$, $\Gamma=C_s/C_f$.
- Comparison between granular RFT and experimental data shows a satisfactory agreement.
- Experimental data clearly collapses into a single band, indicating that the speed indeed scales with ωR and $\omega \lambda$.
- Wave efficiency reach their maximum when the helix angle is about 70° .
- The maximum value for ωR is located around 55° for both types of particles.
- The size for glass bead does not affect the swimmer speed significantly.
- The speed decreases when the swimmer is immersed in a media with a largest angle of repose.

Conclusion

- The mobility of free helical swimmer was studied experimentally.
- We found the most efficiently value for helix angle and coils number for helical swimmers in granular media.

Acknowledgements

CONACYT



Induced Corrosion by Transient Cavitation in a Biomimetic Mechanical Device

F A Godínez, PhD¹; R Mayén, PhD¹; E Guzmán, PhD¹; R Valdés, PhD¹; O Chávez, PhD²; M Navarrete, PhD¹; C Palacios, PhD¹; R Montoya, PhD¹

¹Universidad Nacional Autónoma de México, ²Instituto Tecnológico de Chihuahua



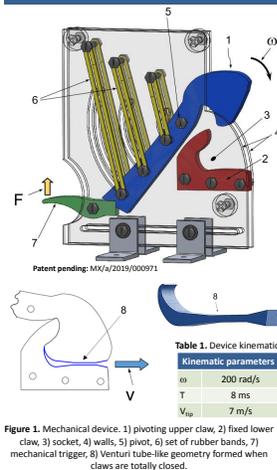
Abstract

A mechanical device that mimics the rapid closure of the pistol shrimp claw was used to conduct electrochemical experiments to elucidate the effect of hydrodynamic cavitation on the corrosion of aluminum and steel samples. Chronoamperometric curves show significant current changes associated with variations in localized dissolved O_2 concentration.

Introduction

Snapping shrimps (Family Alpheidae) have one over-sized claw that can grow to be half the size of their entire body [1]. When this claw is closed rapidly, a cavitation front forms and collapses to produce a loud snap [2]. Recently, we fabricated and tested a mechanical device (which basically consists of a pivoting upper claw, a fixed lower claw and a socket) that both mimics the fast closure of the snapping shrimp claw and generates cavitating flows [3]. In the above work, the device kinematics and some cavitation structures were visualized using a high-speed video camera. In the present study, we carried out experiments with the biomimetic device to: 1) measure the velocity fields applying the PIV technique, and 2) detect corrosion events on metallic samples located in the interior surface of the lower claw when the upper one closes down. The results of this investigation are of great value in fields as accelerated corrosion in ducts, tribo-corrosion and chemical effects of hydrodynamic cavitation in Venturi reactors.

Mechanical device



High-speed flow visualization

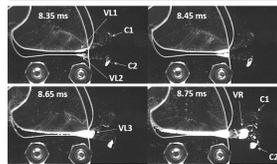


Figure 2. High speed photographic sequence showing the cavitating flow induced by the motion of the upper claw. Some cavitation structures are observed: vapor lobes (VL1, VL2, VL3), counter-rotating travelling vortices (C1, C2), a cavitating vortex ring (VR). Videos were taken with a sampling frequency of 40, 000 fps, and exposure time 10 μ s.

PIV measurements

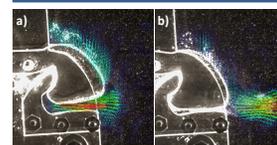


Figure 3. Velocity fields. a) During the upper claw closure, b) after the total closing of the claws. Images were taken at 500 fps. The maximum measured speeds are around 5 m/s.

Electrochemical results

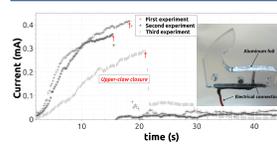


Figure 4. Anodic polarization in Al. The inset shows a working electrode mounted on the lower claw.

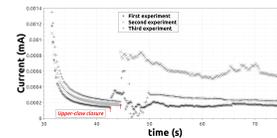


Figure 5. Cathodic polarization in Al.

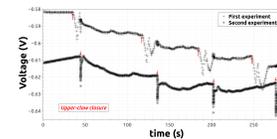


Figure 6. Open circuit potential.

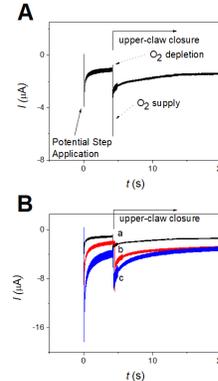


Figure 7. Chronoamperometric curves of the carbon steel sample. A) typical current response; B) comparative of 3 consecutive tests.



Figure 8. A) Top-view of lower-claw; carbon-steel working (WE) electrode and platinum counter (CE) electrode. B) pits observed on WE surface after testing; C) side-view of the lower-claw.

Discussion

During anodic polarization, the rate of reaction $Al \rightarrow Al^{3+} + 3e^-$ decreases almost to zero after the closure of the biomimetic device due to the entrance of dissolved O_2 .

The supply of O_2 by the closure of the biomechanical device, produces an increase (100-400 percent) of the rate of reaction $2H_2O + O_2 + 4e^- \rightarrow 4OH^-$ during the cathodic polarization.

In an open circuit test the closure of the mechanical device modifies anodically the corrosion potential (almost 20mV) making more active the electrode surface.

For the steel sample, instantaneous current changes point to a possible depletion of oxygen and subsequent dragging of the gas by the turbulent fluid-flow. Changes in the steady state current are possible indicators of pit formation on the WE surface.

Conclusions

- Findings confirm that using electrochemical techniques allows studying the corrosion behavior of a metallic surface inside the duct formed by the device.
- The main mechanism that explains the results is associated with the extra dissolved O_2 supplied during the closure of the biomimetic system.

Contact

Francisco Godínez, Rodrigo Montoya, Enrique Guzmán
Universidad Nacional Autónoma de México
Email: fgodinez@gmail.com; rmontoya@unam.mx
iguzman@ingen.unam.mx
Website: www.punta.unam.mx

Acknowledgments

The authors would like to acknowledge the financial support from the Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica PAPIIT-UNAM (no. TA100119 and no. TA100318) and the Global Challenges Research Fund (GCRF) for the project entitled 'Collaboration between City, University of London and UNAM in multi-phase flows'.

References

- Behrmann, D.A., Lillo, A., Eggleston, D.B. (2016). The Curious Anaxos! Behavior of Coaxial Snapping Shrimp: Temporal Patterns of Snapping Shrimp Sound in Sub-Fossil Oxygen Reef Habitats. *PLoS ONE*, 11(1).
- Verdick, M., Schmitt, S., Pfeiffer von Riv, A., Luthke, D. (2005). How snapping shrimp snap? Through cavitation bubbles. *Science*. American Association for the Advancement of Science, 308.
- Goldberg, R., Nauman, M., Chavan, C., Guzik, E. (2015). Transient Cavitation by Quick Closing Phoenix. Proceedings of the 10th International Symposium on Cavitation (ICAO2015), Joseph Katz, ASME, New York, 6 pp.

Bibliografía

- [1] H. Askari y K. Kamrin. «Intrusion rheology in grains and other flowable materials». En: *Nature Mat.* 15 (ago. de 2015), pág. 1274. DOI: [10.1038/nmat4727](https://doi.org/10.1038/nmat4727). URL: <https://doi.org/10.1038/nmat4727>.
- [2] T. Atsumi y col. «Effect of viscosity on swimming by the lateral and polar flagella of *Vibrio alginolyticus*». En: *J. Bacteriol.* 178 (1996), págs. 5024-5026.
- [3] W. Baumgartner y col. «The sandfish's skin: Morphology, chemistry and reconstruction». En: *J. Bionic Eng.* 4.1 (2007), págs. 1-9. ISSN: 2543-2141. DOI: [10.1016/S1672-6529\(07\)60006-7](https://doi.org/10.1016/S1672-6529(07)60006-7). URL: [https://doi.org/10.1016/S1672-6529\(07\)60006-7](https://doi.org/10.1016/S1672-6529(07)60006-7).
- [4] A. Bejan y J. H. Marden. «Unifying constructal theory for scale effects in running, swimming and flying». En: *J EXP BIOL* 209.2 (2006), págs. 238-248. ISSN: 0022-0949. DOI: [10.1242/jeb.01974](https://doi.org/10.1242/jeb.01974). eprint: <https://jeb.biologists.org/content/209/2/238.full.pdf>. URL: <https://jeb.biologists.org/content/209/2/238>.
- [5] H. C. Berg. *E. Coli in Motion*. Springer, New York, 2004, pág. 135.
- [6] C. S. Breed, M. J. Grolier y J. F. McCauley. «Morphology and distribution of common 'sand' dunes on Mars: Comparison with the Earth». En: *J. Geophys. Res. Solid Earth* 84.B14 (1979), págs. 8183-8204. DOI: [10.1029/JB084iB14p08183](https://doi.org/10.1029/JB084iB14p08183). eprint: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/JB084iB14p08183>. URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JB084iB14p08183>.
- [7] S. Chattopadhyay y col. «Swimming efficiency of bacterium *Escherichiacoli*». En: *P NATL ACAD SCI USA* 103.37 (2006), págs. 13712-13717. ISSN: 0027-8424. DOI:

- 10.1073/pnas.0602043103. eprint: <https://www.pnas.org/content/103/37/13712.full.pdf>. URL: <https://www.pnas.org/content/103/37/13712>.
- [8] S. Childress. *Mechanics of Swimming and Flying*. Cambridge Studies in Mathematical Biology. Cambridge University Press, 1981. DOI: [10.1017/CB09780511569593](https://doi.org/10.1017/CB09780511569593).
- [9] N. Cohen y J. Boyle. «Swimming at low Reynolds number: A beginners guide to undulatory locomotion». En: *Contemp. Phys.* 51 (mar. de 2010), págs. 103-123. DOI: [10.1080/00107510903268381](https://doi.org/10.1080/00107510903268381).
- [10] I. Crawford. «Lunar Resources: A Review». En: *Prog. Phys. Geogr.* 39 (abr. de 2015), págs. 137-167. DOI: [10.1177/0309133314567585](https://doi.org/10.1177/0309133314567585).
- [11] A. Crespi y A. J. Ijspeert. «Online Optimization of Swimming and Crawling in an Amphibious Snake Robot». En: *IEEE T ROBOT* 24.1 (2008), págs. 75-87.
- [12] J. O. Dabiri y col. «Flow patterns generated by oblate medusan jellyfish: field measurements and laboratory analyses». En: *J EXP BIOL* 208.7 (2005), págs. 1257-1265. ISSN: 0022-0949. DOI: [10.1242/jeb.01519](https://doi.org/10.1242/jeb.01519). eprint: <https://jeb.biologists.org/content/208/7/1257.full.pdf>. URL: <https://jeb.biologists.org/content/208/7/1257>.
- [13] B. Darbois-Textier, A. Ibarra y F. Melo. «Helical Locomotion in a Granular Medium». En: *Phys. Rev. Lett.* 119 (6 2017), pág. 068003. DOI: [10.1103/PhysRevLett.119.068003](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.068003).
- [14] M. H. Dickinson y K. G. Gotz. «UNSTEADY AERODYNAMIC PERFORMANCE OF MODEL WINGS AT LOW REYNOLDS NUMBERS». En: *J EXP BIOL* 174.1 (1993), págs. 45-64. ISSN: 0022-0949. eprint: <https://jeb.biologists.org/content/174/1/45.full.pdf>. URL: <https://jeb.biologists.org/content/174/1/45>.
- [15] E.G. Drucker y G.V. Lauder. «Locomotor forces on a swimming fish: three-dimensional vortex wake dynamics quantified using digital particle image velocimetry». En: *J EXP BIOL* 202.18 (1999), págs. 2393-2412. ISSN: 0022-0949. eprint: <https://>

- jeb.biologists.org/content/202/18/2393.full.pdf. URL: <https://jeb.biologists.org/content/202/18/2393>.
- [16] J. Eldredge. «Numerical simulations of undulatory swimming at moderate Reynolds number». En: *BIOINSPIR BIOMIM* 1 (ene. de 2007), S19-24. DOI: [10.1088/1748-3182/1/4/S03](https://doi.org/10.1088/1748-3182/1/4/S03).
- [17] C. Ellington. «The novel aerodynamics of insect flight: Applications to micro-air vehicles». En: *J EXP BIOL* 202 (ene. de 2000), págs. 3439-48.
- [18] E. Fontaine y col. «Wing and body motion during flight initiation in *Drosophila* revealed by automated visual tracking». En: *J EXP BIOL* 212 (jun. de 2009), págs. 1307-23. DOI: [10.1242/jeb.025379](https://doi.org/10.1242/jeb.025379).
- [19] Y. Forterre y O. Pouliquen. «Flows of Dense Granular Media». En: *Annu. Rev. Fluid Mech.* 40.1 (2008), págs. 1-24. DOI: [10.1146/annurev.fluid.40.111406.102142](https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.40.111406.102142).
- [20] L. Fritz-Olaf. «Aerial locomotion in flies and robots: kinematic control and aerodynamics of oscillating wings». En: *ARTHROPOD STRUCT DEV* 33.3 (2004). Arthropod Locomotion Systems: from Biological Materials and Systems to Robotics, págs. 331 -345. ISSN: 1467-8039. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.asd.2004.05.003>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1467803904000295>.
- [21] O. Gat y O. Kenneth. «Optimal Swimming at Low Reynolds Numbers». En: *Phys. Rev. Lett.* 93 (nov. de 2004), pág. 186001. DOI: [10.1103/PhysRevLett.93.186001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.186001).
- [22] F. A. Godínez, O. Chavez y R. Zenit. «Note: Design of a novel rotating magnetic field device». En: *Rev. Sci. Instrum* 83.6 (2012).
- [23] S. Gomez y col. «Helical propulsion in shear-thinning fluids». En: *J. Fluid Mech* 812 (nov. de 2016).
- [24] J. Gray. «Undulatory Propulsion». En: *J. Cell Sci.* s3-94.28 (1953), págs. 551-578. ISSN: 0021-9533. eprint: <https://jcs.biologists.org/content/s3-94/28/551.full.pdf>. URL: <https://jcs.biologists.org/content/s3-94/28/551>.

- [25] J. Gray y G. J. Hancock. «The Propulsion of Sea-Urchin Spermatozoa». En: *J. Exp. Biol.* 32.4 (1955), págs. 802-814.
- [26] J. Gray y H. W. Lissmann. «THE LOCOMOTION OF NEMATODES.» En: *J EXP BIOL* 41 (1964), págs. 135-154.
- [27] Z. V. Guo y L. Mahadevan. «Limbless undulatory propulsion on land». En: *P NATL ACAD SCI USA* 105.9 (2008), págs. 3179-3184. ISSN: 0027-8424. DOI: [10.1073/pnas.0705442105](https://doi.org/10.1073/pnas.0705442105). eprint: <https://www.pnas.org/content/105/9/3179.full.pdf>. URL: <https://www.pnas.org/content/105/9/3179>.
- [28] A.E. Hosoi y D. I. Goldman. «Beneath Our Feet: Strategies for Locomotion in Granular Media». En: *Annu. Rev. Fluid Mech.* 47.1 (2015), págs. 431-453. DOI: [10.1146/annurev-fluid-010313-141324](https://doi.org/10.1146/annurev-fluid-010313-141324).
- [29] D. Hu y col. «The mechanics of slithering locomotion». En: *P NATL ACAD SCI USA* 106 (jul. de 2009), págs. 10081-5. DOI: [10.1073/pnas.0812533106](https://doi.org/10.1073/pnas.0812533106).
- [30] B. C. Jayne y G. V. Lauder. «Speed effects on midline kinematics during steady undulatory swimming of largemouth bass, *Micropterus salmoides*». En: *J EXP BIOL* 198.2 (1995), págs. 585-602. ISSN: 0022-0949. eprint: <https://jeb.biologists.org/content/198/2/585.full.pdf>. URL: <https://jeb.biologists.org/content/198/2/585>.
- [31] B.C. Jayne y M.W. Daggy. «The effects of temperature on the burial performance and axial motor pattern of the sand-swimming of the Mojave fringe-toed lizard *Uma scoparia*». En: *J EXP BIOL* 203.7 (2000), págs. 1241-1252. ISSN: 0022-0949. eprint: <https://jeb.biologists.org/content/203/7/1241.full.pdf>. URL: <https://jeb.biologists.org/content/203/7/1241>.
- [32] K. Kamrin. «Handbook of Materials Modeling: Applications: Current and Emerging Materials». En: ed. por W. Andreoni y S. Yip. New York, USA: Springer International Publishing, 2018. Cap. Quantitative Rheological Model for Granular Materials: The Importance of Particle Size. DOI: [10.1007/978-3-319-50257-1_148-1](https://doi.org/10.1007/978-3-319-50257-1_148-1).

- [33] Kamimura S. Kato N. «Bio-mechanisms of Swimming and Flying». En: *Springer Sci. Rev.* 1 (2007). ISSN: 978-4-431-73380-5.
- [34] G. V. Lauder y E. G. Drucker. «Forces, Fishes, and Fluids: Hydrodynamic Mechanisms of Aquatic Locomotion». En: *Physiology* 17.6 (2002), págs. 235-240. DOI: [10.1152/nips.01398.2002](https://doi.org/10.1152/nips.01398.2002). eprint: <https://doi.org/10.1152/nips.01398.2002>. URL: <https://doi.org/10.1152/nips.01398.2002>.
- [35] E. Lauga y T. R. Powers. «The hydrodynamics of swimming microorganisms». En: *Rep. Prog. Phys.* 72.9 (2009), págs. 096601-096637.
- [36] M. J. Lighthill. «Large-amplitude elongated-body theory of fish locomotion». En: *PROY SOC B-BIOL SCI* 179.1055 (1971), págs. 125-138. DOI: [10.1098/rspb.1971.0085](https://royalsocietypublishing.org/doi/pdf/10.1098/rspb.1971.0085). eprint: <https://royalsocietypublishing.org/doi/pdf/10.1098/rspb.1971.0085>. URL: <https://royalsocietypublishing.org/doi/abs/10.1098/rspb.1971.0085>.
- [37] H. Liu y K. Kawachi. «A Numerical Study of Undulatory Swimming». En: *J. Comput. Phys.* 155.2 (1999), págs. 223 -247. ISSN: 0021-9991. DOI: <https://doi.org/10.1006/jcph.1999.6341>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0021999199963416>.
- [38] R. D. Maladen y col. «Granular lift forces predict vertical motion of a sand-swimming robot». En: *2011 IEEE International Conference on Robotics and Automation*. 2011, págs. 1398-1403. DOI: [10.1109/ICRA.2011.5980301](https://doi.org/10.1109/ICRA.2011.5980301).
- [39] R. D. Maladen y col. «Mechanical models of sandfish locomotion reveal principles of high performance subsurface sand-swimming». En: *J. Roy. Soc. Interface* 8.62 (2011), págs. 1332-45.
- [40] R. D. Maladen y col. «Undulatory swimming in sand: subsurface locomotion of the sandfish lizard». En: *Science* 325.5938 (2009), págs. 314-8.
- [41] A. R. McNeill. «Principles of Animal Locomotion.» En: *J. Mammal.* 85 (jun. de 2003), págs. 583-584. DOI: [10.1644/1383962](https://doi.org/10.1644/1383962).

- [42] J. G. Mitchell. «The Energetics and Scaling of Search Strategies in Bacteria». En: *Amer. Naturalist* 160.6 (2002), págs. 727-740.
- [43] R. Mittal y col. «Locomotion with flexible propulsors: II. Computational modeling of pectoral fin swimming in sunfish». En: *BIOINSPIR BIOMIM* 1 (ene. de 2007), S35-41. DOI: [10.1088/1748-3182/1/4/S05](https://doi.org/10.1088/1748-3182/1/4/S05).
- [44] H. Miyamoto y col. «Regolith Migration and Sorting on Asteroid Itokawa». En: *Science* 316 (mayo de 2007), págs. 1011-1014. DOI: [10.1126/science.1134390](https://doi.org/10.1126/science.1134390).
- [45] J. Nauen y G. Lauder. «Quantification of the wake of rainbow trout (*Oncorhynchus mykiss*) using three-dimensional stereoscopic digital particle image velocimetry». En: *J EXP BIOL* 205 (nov. de 2002), págs. 3271-9.
- [46] B. J. Nelson, I. K. Kaliakatsos y J. J. Abbott. «Microrobots for Minimally Invasive Medicine». En: *ANNU REV BIOMED ENG.* 12.1 (2010). PMID: 20415589, págs. 55-85. DOI: [10.1146/annurev-bioeng-010510-103409](https://doi.org/10.1146/annurev-bioeng-010510-103409). eprint: <https://doi.org/10.1146/annurev-bioeng-010510-103409>. URL: <https://doi.org/10.1146/annurev-bioeng-010510-103409>.
- [47] Z. Peng, O.S. Pak y G. J. Elfring. «Characteristics of undulatory locomotion in granular media». En: *Phys. Fluids* 28.3 (2016), pág. 031901. DOI: [10.1063/1.4942895](https://doi.org/10.1063/1.4942895). eprint: <https://doi.org/10.1063/1.4942895>. URL: <https://doi.org/10.1063/1.4942895>.
- [48] Z. Peng y col. «Propulsion via flexible flapping in granular media». En: *Phys. Rev. E* 96 (1 2017), pág. 012907. DOI: [10.1103/PhysRevE.96.012907](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.96.012907).
- [49] R. Pfeifer, M. Lungarella y F. Iida. «Self-Organization, Embodiment, and Biologically Inspired Robotics». En: *Science* 318 (dic. de 2007), págs. 1088-93. DOI: [10.1126/science.1145803](https://doi.org/10.1126/science.1145803).
- [50] P. Richard y col. «Slow relaxation and compaction of granular systems». En: *Nat. Mater.* 4.2 (2005), págs. 121-128. ISSN: 1476-4660. DOI: [10.1038/nmat1300](https://doi.org/10.1038/nmat1300). URL: <https://doi.org/10.1038/nmat1300>.

- [51] S. Riedel y B. Field. *2010 Summary of Grain Entrapments in the United States*. Inf. téc. Purdue University, 2011.
- [52] B. R. Robertson y col. «Mucispirillum schaedleri gen. nov., sp. nov., a spiral-shaped bacterium colonizing the mucus layer of the gastrointestinal tract of laboratory rodents». En: *Int. J. Syst. Evol. Microbiol.* 55 (2005), págs. 1199-1204.
- [53] B. Rodenborn y col. «Propulsion of microorganisms by a helical flagellum». En: *Proc. Natl. Acad. Sci. U S A* 110.5 (2013), E338-47.
- [54] M. Shigematsu y col. «Spirochaete-like swimming mode of *Campylobacter jejuni* in a viscous environment». En: *J. Med. Microbiol.* 47 (1998), págs. 521-526.
- [55] T. Shimada y col. «Swimming in granular media». En: *Phys. Rev. E* 80 (2 2009), pág. 020301. DOI: [10.1103/PhysRevE.80.020301](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.80.020301).
- [56] W. Shyy y col. «Recent progress in flapping wing aerodynamics and aeroelasticity». En: *PROG AEROSP SCI* 46.7 (oct. de 2010), págs. 284-327. DOI: [10.1016/j.paerosci.2010.01.001](https://doi.org/10.1016/j.paerosci.2010.01.001).
- [57] J. Slonaker y col. «General scaling relations for locomotion in granular media». En: *Phys. Rev. E* 95 (5 2017), pág. 052901. DOI: [10.1103/PhysRevE.95.052901](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.95.052901). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.95.052901>.
- [58] G. I. Taylor. «The action of waving cylindrical tails in propelling microscopic organisms». En: *Proc. RSL. Series A. Math. and Phy. Sci.* 211.1105 (1952), págs. 225-239. DOI: [10.1098/rspa.1952.0035](https://doi.org/10.1098/rspa.1952.0035). eprint: <https://royalsocietypublishing.org/doi/pdf/10.1098/rspa.1952.0035>. URL: <https://royalsocietypublishing.org/doi/abs/10.1098/rspa.1952.0035>.
- [59] «The Dynamics of Legged Locomotion: Models, Analyses, and Challenges». En: *SIAM REV* 48.2 (2006), págs. 207-304. ISSN: 00361445. URL: <http://www.jstor.org/stable/20453796>.
- [60] L. Van Griethuijsen y col. «Vortex wakes of birds: recent developments using digital particle image velocimetry in a wind tunnel». En: *ANIM BIOL* 56.4 (2006),

- págs. 535 -549. URL: https://brill.com/view/journals/ab/56/4/article-p535_8.xml.
- [61] T. Wei, M. Russell y S. Hutchison. «The Fluid Dynamics of Competitive Swimming». En: *Annu. Rev. Fluid Mech.* 46.1 (2014), págs. 547-565. DOI: [10.1146/annurev-fluid-011212-140658](https://doi.org/10.1146/annurev-fluid-011212-140658). eprint: <https://doi.org/10.1146/annurev-fluid-011212-140658>. URL: <https://doi.org/10.1146/annurev-fluid-011212-140658>.
- [62] C. White. «The energetics of burrow excavation by the inland robust scorpion, *Urodacus yaschenkoi* (Birula, 1903)». En: *AUST J ZOOLOGY* 49 (ene. de 2001). DOI: [10.1071/Z000076](https://doi.org/10.1071/Z000076).
- [63] T. N. Zhang y D. I. Goldman. «The effectiveness of resistive force theory in granular locomotion». En: *Phys. Fluids* 26.10 (2014).