

**Movimento de Candidatus
Magnetoglobus multicellularis em baixo
número de Reynolds sob ação de um
campo magnético oscilante**

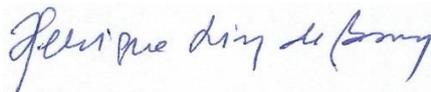
Arthur Moreira da Rocha
Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Dissertação submetida ao
Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
para obtenção do título de Mestre em Física

**“MOVIMENTO DE MAGNETOGLOBUS MULTICELLULARIS EM BAIXO
NÚMERO DE REYNOLDS SOB A AÇÃO DE UM CAMPO MAGNÉTICO
OSCILANTE”**

ARTHUR MOREIRA DA ROCHA

Dissertação de Mestrado em Física, apresentada
no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas do
Ministério da Ciência, Tecnologia, Inovações e
Comunicações. Fazendo parte da banca
examinadora os seguintes professores:



Henrique Gomes de Paiva Lins de Barros – Presidente/Orientador/CBPF



Fernanda de Ávila Abreu – UFRJ



Alberto Passos Guimarães Filho – CBPF

Rio de Janeiro, 11 de dezembro de 2020.

Dedico este trabalho aos meus pais José Guilherme da Rocha e Josélia Suett Moreira da Rocha, ao meu irmão Gustavo Moreira, ao meu namorado Erick Brandão e ao meu orientador Dr. Henrique Lins de Barros, que foram de grande importância no desenvolvimento do trabalho e me deram todo suporte necessário.

Movimento de *Candidatus Magnetoglobus multicellularis* em baixo número de Reynolds sob ação de um campo magnético oscilante

Resumo

No presente trabalho, estudou-se um modelo para a determinação do momento magnético do organismo chamado *Candidatus Magnetoglobus multicellularis*, em baixo número de Reynolds sob ação de um campo magnético oscilante. Esse modelo aborda a hidrodinâmica a baixo número de Reynolds, onde o equilíbrio é dado pelo balanço entre os torques viscoso e magnético para desenvolver as equações de movimento. O objetivo desse trabalho é estudar um método que determine o momento magnético do organismo com maior precisão sem utilizar modelos estatísticos, visando ao melhor ajuste da curva da trajetória teórica produzida em comparação com a experimental observada. Mostrase um estudo do comportamento da trajetória teórica em função das variáveis para melhor entendimento na manipulação dos parâmetros, com uso do já existente modelo teórico da volta em U como método de comparação de resultados, mostrando uma precisão maior na determinação dos momentos magnéticos estudados.

Palavras-chave: Momento magnético. *Candidatus Magnetoglobus multicellularis*. Baixo número de Reynolds. Campo magnético oscilante. Volta em U.

Dissertação: Moviment of *Candidatus Magnetoglobus multicellularis* in low Reynolds number under action of oscillating magnetic field

Abstract

In this work, we studied a model to set the magnetic moment of an organism called *Candidatus Magnetoglobus multicellularis* in low Reynolds number, under the action of oscillating magnetic field. This model addresses the hydrodynamics in low Reynolds number, where the equilibrium is given by balance between the viscous and magnetic torques to develop the movement equations. The goal of this work is to study a method that determines the magnetic moment of the organism with better accuracy without using statistic models, aiming for the better fit of the curve from the theoretical trajectory produced in comparison to that experimentally observed. We present a study of the theoretical trajectories' behaviour according to the variables to a better understanding on the parameters manipulation, using the already existent U-turn's theoretical model to compare the results, showing improved accuracy in determining magnetic moments. Key-words: Magnetic Moment. *Candidatus Magnetoglobus multicellularis*. Low Reynolds number. Oscillating magnetic field. U-turn.

Agradecimentos

Agradeço aos meus pais, José Guilherme e Josélia Suett, juntamente ao meu irmão Gustavo Moreira, que acreditaram e incentivaram meu futuro acadêmico. Sem eles, nada seria possível até aqui, sempre foram fundamentais e excelentes na minha vida.

Agradeço ao meu orientador Dr. Henrique Lins de Barros por todos seus conselhos, sua orientação, além dos nossos momentos de reflexão e discussão juntos.

Agradeço a CNPq pelo suporte financeiro, dedicando uma bolsa para que eu pudesse ingressar no mestrado.

Agradeço ao CBPF, bem como aos coordenadores e funcionários, por todo suporte, disponibilidade e educação.

Agradeço à minha família, que mesmo com menos contato nos últimos meses, sempre se fez presente e acreditou nesse trabalho.

Agradeço ao meu namorado Erick Brandão, que sempre me deu forças para continuar escrevendo, me auxiliou em diversos processos de desenvolvimento, além de me dar suporte emocional.

Agradeço aos amigos, em especial, Marina, Julia, Rodrigo, Venuti, Maura, Luana, Lucas, Cássia, Helen, Cartola, Laís e Thyelle, que acompanharam de perto todo o processo complicado, escutando reclamações, idéias, medos e conquistas.

Agradeço à minha psicóloga Ana Carolina de Oliveira, que me acompanhou nos últimos meses e cuidou da minha saúde mental para continuar esse processo.

Muito obrigado a todos.

Sumário

Lista de Figuras	xv
Lista de Tabelas	xxiii
1 Introdução	1
2 Definição do Problema	5
3 Referencial Teórico	11
3.1 Número de Reynolds	11
3.2 Hidrodinâmica	12
3.3 Esfera magnética sob campo magnético externo	13
3.4 Volta em U	15
4 Solução Teórica	19
4.1 Comportamento da trajetória em função dos parâmetros	24
4.1.1 Variação dos valores de momento magnético	25
4.1.2 Variação dos valores de campo magnético	26
4.1.3 Variação dos valores de frequência	27
4.1.4 Variação dos valores de raio do organismo	28

5	Procedimentos metodológicos e experimentos	31
5.1	Ciclo de vida dos CMms	31
5.2	Preparação da amostra	32
5.3	Análise dos dados	34
6	Discussão dos Resultados e Conclusões	41
6.1	Primeira medida	43
6.2	Segunda medida	49
	Referências Bibliográficas	57

Lista de Figuras

2.1	Cadeia de magnetossomos formando um eixo magnético na bactéria do tipo bastonete, capturado por microscopia eletrônica de amostras de água doce do Jardim Botânico. A barra horizontal na figura está como escala, sinalizando o comprimento de $1\mu m$. Fonte: Dr. Henrique Lins de Barros e Dra. Leida Abraçado.	6
2.2	Exemplo das linhas de campo indo de um polo ao outro, onde é possível perceber a diferença da componente vertical em cada Hemisfério. Os organismos NS-Northseeking e SS-Southseeking estão mostrados esquematicamente com seus momentos magnéticos e nadando em direção aos polos correspondentes. Fonte: Dr. Henrique Lins de Barros.	8
3.1	Esquema de um organismo aproximadamente esférico, se movimentando na direção da velocidade v , com momento magnético \vec{m} . O organismo se movimenta no plano (XY), com o campo magnético oscilando na direção do eixo x, dado por $\vec{B} = B \text{sen}(\omega t) \hat{x}$, onde B é a intensidade do campo magnético, ω é a frequência de oscilação e t é o tempo. Fonte: Autoria Própria.	14
4.1	Diversos CMm em uma gota, com simetria aproximadamente esférica e distribuição celular com perfil helicoidal, obtida com o microscópio Hirox KH 7700. Fonte: autoria própria.	20
4.2	Perfil senoidal da variação angular em função do tempo. Exemplo tirado para $m = 0,83 \times 10^{-14} \text{ A.m}^2$, $B = 8,3 \times 10^{-4} \text{ T}$, $\eta = 0,001 \text{ Pa.s}$, $f = 0,5 \text{ Hz}$, $r = 3,32 \times 10^{-6} \text{ m}$ e $v = 76.60 \mu\text{m/s}$. O eixo y está em radianos e o eixo x em segundos. Fonte: autoria própria.	22

- 4.3 Trajetória calculada com valores experimentais para modelar o movimento do organismo em um campo oscilante externo. Os valores experimentais são $m = 0,83 \times 10^{-14} \text{ A.m}^2$, $B = 8,3 \times 10^{-4} \text{ T}$, $\eta = 0,001 \text{ Pa.s}$, $f = 0,5 \text{ Hz}$, $R = 3,32 \times 10^{-6} \text{ m}$ e $v_0 = 76.60 \text{ } \mu\text{m/s}$. Os eixos x e y estão na escala de μm . Fonte: autoria própria. 24
- 4.4 Variação da trajetória teórica para variações do momento magnético. As curvas foram geradas com o campo $B = 8,3 \times 10^{-4} \text{ T}$, viscosidade $\eta = 10^{-3} \text{ Pa.s}$, frequência $f = 0,8 \text{ Hz}$, para um organismo de raio $R = 3,0 \times 10^{-6} \text{ m}$ e velocidade $v_0 = 100,00 \text{ } \mu\text{m/s}$. Foram calculados para os momentos magnéticos $m = 1,0 \times 10^{-14} \text{ A.m}^2$, $m = 2,0 \times 10^{-14} \text{ A.m}^2$ e $m = 4,0 \times 10^{-14} \text{ A.m}^2$. Na figura os eixos x e y estão todos na escala de μm . Fonte: autoria própria. 25
- 4.5 Variação da frequência na trajetória teórica, para diferentes momentos magnéticos. As curvas foram geradas com o campo $B = 8,3 \times 10^{-4} \text{ T}$, viscosidade $\eta = 10^{-3} \text{ Pa.s}$, frequência $f = 0,8 \text{ Hz}$, para um organismo de raio $R = 3,0 \times 10^{-6} \text{ m}$ e velocidade $v_0 = 100,00 \text{ } \mu\text{m/s}$. Foram calculados para os momentos magnéticos $m = 1,0 \times 10^{-14} \text{ A.m}^2$, $m = 2,0 \times 10^{-14} \text{ A.m}^2$ e $m = 4,0 \times 10^{-14} \text{ A.m}^2$. Na figura os eixos x e y estão na escala de μm Fonte: autoria própria. 26
- 4.6 Variação da trajetória teórica para diferentes valores de campo magnético. Para calcular esse resultado, foram utilizados o momento magnético $m = 2,0 \times 10^{-14} \text{ A.m}^2$, viscosidade $\eta = 10^{-3} \text{ Pa.s}$, frequência de campo externo $f = 0,8 \text{ Hz}$, para um organismo de raio $R = 3,0 \times 10^{-6} \text{ m}$ e velocidade $v_0 = 100,00 \text{ } \mu\text{m/s}$. Os resultados foram tirados para os campos $B = 1,0 \times 10^{-4} \text{ T}$, $B = 3,0 \times 10^{-4} \text{ T}$ e $B = 6,0 \times 10^{-4} \text{ T}$. Na figura, os eixos x e y estão na escala de μm Fonte: autoria própria. 27
- 4.7 Variação da trajetória teórica para três frequências diferentes. Para esse estudo, utilizamos o momento magnético $m = 3,0 \times 10^{-14} \text{ A.m}^2$, o campo magnético $B = 8,3 \times 10^{-4} \text{ T}$, a viscosidade $\eta = 10^{-3} \text{ Pa.s}$, para um organismo de raio $R = 3,0 \times 10^{-6} \text{ m}$ e velocidade $v_0 = 100,00 \text{ } \mu\text{m/s}$. As frequências estudadas foram $f = 0,5 \text{ Hz}$, $f = 0,7 \text{ Hz}$ e $f = 0,9 \text{ Hz}$. Os eixos x e y na figura, estão todos na escala de μm . Fonte: autoria própria. 28

4.8	Trajétórias teóricas para diferentes valores de raio de organismos. Para esse estudo, fixamos o momento magnético $m = 3,0 \times 10^{-14} \text{ A.m}^2$, o campo magnético $B = 8,3 \times 10^{-4} \text{ T}$, a viscosidade $\eta = 10^{-3} \text{ Pa.s}$, a frequência $f = 0,8 \text{ Hz}$, para organismos com velocidade $v_0 = 100,00 \mu\text{m/s}$. Assim, os raios utilizados foram $R = 2,0 \times 10^{-6} \text{ m}$, $R = 3,0 \times 10^{-6} \text{ m}$ e $R = 4,0 \times 10^{-6} \text{ m}$. Na figura, os eixos x e y estão todos na escala de μm . Fonte: autoria própria.	29
4.9	Variação na frequência da trajetória teórica para diferentes valores de raio do organismo. Foram utilizados como fixo os valores de momento magnético $m = 3,0 \times 10^{-14} \text{ A.m}^2$, de campo magnético $B = 8,3 \times 10^{-4} \text{ T}$, de viscosidade $\eta = 10^{-3} \text{ Pa.s}$, de frequência $f = 0,8 \text{ Hz}$, para organismos com velocidade $v_0 = 100,00 \mu\text{m/s}$. Os raios utilizados foram $R = 2,0 \times 10^{-6}$, $R = 3,0 \times 10^{-6}$ e $R = 4,0 \times 10^{-6} \text{ m}$. Na figura, os eixos x e y estão todos na escala de μm Fonte: autoria própria.	30
5.1	Estágios da divisão do <i>Candidatus Multicellularis magnetotactico</i> . Fonte: Dr. Henrique Lins de Barros.	32
5.2	Pipeta utilizada para concentrar os organismos frente a um ímã magnético para orientá-los para a extremidade norte. Fonte: autoria própria.	33
5.3	Borda de uma gota com CMm do tipo southseeking concentrados. Imagem capturada com o microscópio Hirox KH 7700. Fonte: autoria própria.	34
5.4	Trajétória do organismo obtida com o auxílio do software ImageJ. A imagem foi obtida de uma filmagem utilizando a objetiva de 40x, onde cada píxel corresponde a $0,35 \mu\text{m}$ Fonte: autoria própria.	35
5.5	Tabela explicativa das coordenadas das extremidades para calcular o diâmetro pelo ImageJ. Fonte: autoria própria.	36
5.6	Exemplo da variação do eixo x com o tempo. Na figura, o eixo x está em μm e o tempo em s. Fonte: autoria própria.	37
5.7	Movimento aproximadamente linear em y com o tempo. A reta associada foi obtida empregando o método dos mínimos quadrados. Na figura o eixo y está em μm e o tempo em s. Fonte: autoria própria.	38

- 5.8 Sobreposição das curvas teórica e experimental. Nesse exemplo, obtivemos os valores experimentais, juntamente com a curva, $R = 3,79 \times 10^{-6} m$, $v_0 = 64,59 \mu m/s$. Aplicamos um campo externo de intensidade $B = 8,3 \times 10^{-4} T$, com frequência $f = 0,7 Hz$ e viscosidade do fluido $\eta = 0,001 Pa.s$. O momento magnético encontrado para essa curva teórica foi $m = 1,62 \times 10^{-14} A.m^2$. Fonte: autoria própria. 39
- 6.1 Trajetória experimental de um CMm obtida com o auxílio do software ImageJ. Para esse resultado, aplicamos um campo magnético de intensidade $B = 8,3 \times 10^{-4} T$, com frequência $f = 0,6 Hz$ e viscosidade do fluido $\eta = 0,001 Pa.s$. Os valores experimentais retirados foram raio $R = 3,23 \times 10^{-6} m$ e com velocidade $v_0 = 63,82 \mu m/s$. Fonte: autoria própria. 42
- 6.2 Sobreposição das trajetórias teórica e experimental de um CMm sob campo magnético oscilante de $8,3 \times 10^{-4} T$ e frequência $f = 500 mHz$. Para esse resultado, utilizamos o valor de raio $R = 3,32 \mu m$, constante de Boltzmann $k = 1,38 \times 10^{-23} m^2.kg/s^2.K$, temperatura $T = 300 K$, viscosidade da água $\eta = 10^{-3} Pa.s$, tempo da volta em U $\tau_U = 1,09 s$ e velocidade $v_0 = 76,60 \mu m/s$. O momento magnético para a volta em U, que produziu a curva teórica, foi $m = 0,83 \times 10^{-14} A.m^2$ e o momento magnético pelo nosso método, que produziu a curva teórica, foi $m = 0,74 \times 10^{-14} A.m^2$. Os eixos x e y, na figura, estão na escala de μm . Fonte: autoria própria. 44
- 6.3 Comparação das trajetórias teórica e experimental da oscilação de um organismo para um campo magnético de magnitude $B = 8,3 \times 10^{-4} T$ e frequência de oscilação $f = 600 mHz$. Nesse caso, o raio encontrado foi $R = 3,86 \mu m$, com o tempo da volta em U $\tau_U = 0,98 s$ e velocidade $v_0 = 62,27 \mu m/s$. Assim, calculando pelo método da volta em U, produzindo a curva teórica, encontramos o momento magnético $m = 1,55 \times 10^{-14} A.m^2$. Com nosso método, usando os mesmos valores experimentais, obtivemos o momento magnético, produzindo a curva teórica de $m = 1,33 \times 10^{-14} A.m^2$. Os eixos x e y na figura, estão todos na escala de μm . Fonte: autoria própria. 45

6.4 Curvas teórica e experimental da trajetória de um organismo para um campo de intensidade $B = 8,3 \times 10^{-4} T$ e frequência $f = 700 mHz$. Calculamos o raio do organismos obtendo $R = 3,45 \mu m$, com tempo da volta em U $\tau_U = 0,55 s$ e velocidade do organismo $v_0 = 43,70 \mu m/s$. O momento magnético, usando o algoritmo pelo método da volta em U, foi $m = 2,00 \times 10^{-14} A.m^2$, gerando a curva teoricavu. Com a aplicação do nosso método, utilizando os valores fixos apresentados, encontramos o momento magnético $m = 1,25 \times 10^{-14} A.m^2$, produzindo a curva teórica. Os eixos x e y da figura estão na escala de μm . Fonte: autoria própria. 46

6.5 Curvas de comparação das trajetórias teórica e experimental de um organismo em um campo magnético de $B = 8,3 \times 10^{-4} T$ de intensidade e $f = 800 mHz$ de frequência. Nesse resultado, o raio do organismo foi $R = 4,17 \mu m$, com tempo da volta em U $\tau_U = 0,63 s$ e velocidade do organismo $v_0 = 77,57 \mu m/s$. O momento magnético encontrado, pelo método da volta em U, foi $m = 3,29 \times 10^{-14} A.m^2$, produzindo a curva teoricavu. Com nosso método, o momento magnético foi $m = 3,20 \times 10^{-14} A.m^2$, gerando a curva teorica. Os eixos x e y na figura, estão na escala de μm . Fonte: autoria própria. 47

6.6 Resultado das curvas teórica e experimental sobrepostas para a frequência de oscilação $900 mHz$ e campo magnético oscilante de intensidade $B = 8,3 \times 10^{-4} T$. O raio encontrado foi $R = 3,70 \mu m$, com velocidade $v_0 = 68,97 \mu m/s$ e tempo da volta em U $\tau_U = 0,61 s$. Aplicando esses valores no método da volta em U, obtivemos o momento magnético, que produziu a curva teoricavu, $m = 2,29 \times 10^{-14} A.m^2$. Com os mesmos valores, utilizando nosso método, encontramos o momento magnético $m = 2,00 \times 10^{-14} A.m^2$, gerando a curva teorica. Os eixos x e y, na figura, estão todos na escala de μm . Fonte: autoria própria. 48

6.7 Resultado das curvas teórica e experimental sobrepostas para um segundo resultado com a frequência de oscilação 500 mHz e campo magnético oscilante de intensidade $B = 8,3 \times 10^{-4} T$. O raio encontrado para esse caso foi $R = 3,32 \mu m$, com velocidade $v_0 = 89,26 \mu m/s$ e tempo da volta em U $\tau_U = 0,75 s$. Utilizando esses valores, o momento magnético pelo método da volta em U foi encontrado como $m = 1,33 \times 10^{-14} A.m^2$, produzindo a curva teórica. Com os mesmos valores, aplicando nosso método, obtivemos o momento magnético $m = 1,00 \times 10^{-14} A.m^2$, que gerou a curva teórica. Os eixos x e y, na figura, estão todos na escala de μm . Fonte: autoria própria. 50

6.8 Resultado das curvas teórica e experimental sobrepostas para a frequência de oscilação 600 mHz e campo magnético oscilante de intensidade $B = 8,3 \times 10^{-4} T$. Nessa medida, encontramos o raio $R = 3,23 \mu m$, com velocidade $v_0 = 63,82 \mu m/s$ e o tempo da volta em U, $\tau_U = 1,01 s$. Aplicando no algoritmo para a volta em U, o momento magnético obtido foi $m = 0,82 \times 10^{-14} A.m^2$, produzindo a curva teórica. Com os mesmos valores, utilizando nosso método, o momento magnético foi $m = 0,68 \times 10^{-14} A.m^2$, que gerou a curva teórica. Os eixos x e y, na figura, estão todos na escala de μm . Fonte: autoria própria. 51

6.9 Resultado das curvas teórica e experimental sobrepostas para a frequência de oscilação 700 mHz e campo magnético oscilante de intensidade $B = 8,3 \times 10^{-4} T$. Calculamos nesse caso, um raio de $R = 3,79 \mu m$, com velocidade $v_0 = 64,59 \mu m/s$ e tempo da volta em U $\tau_U = 0,78 s$. Aplicando esses valores no método da volta em U, encontramos o momento magnético, que produziu a curva teórica, $m = 1,89 \times 10^{-14} A.m^2$. Com os mesmos valores, calculamos o momento magnético pelo ajuste da curva e encontramos $m = 1,62 \times 10^{-14} A.m^2$, gerando a curva teórica. Os eixos x e y na figura, estão na escala de μm . Fonte: autoria própria. 52

6.10	Resultado das curvas teórica e experimental sobrepostas para a frequência de oscilação 800 mHz e campo magnético oscilante de intensidade $B = 8,3 \times 10^{-4} T$. O raio encontrado foi de $R = 2,92 \mu m$, com velocidade $v_0 = 60,03 \mu m/s$ e tempo da volta em U $\tau_U = 0,76 s$. Com esses valores, encontramos pelo método da volta em U o momento magnético $m = 0,80 \times 10^{-14} A.m^2$, produzindo a curva teoricavu. Aplicando os mesmos no nosso método pelo ajuste da curva, encontramos o momento magnético $m = 0,60 \times 10^{-14} A.m^2$, gerando a curva teórica. Os eixos x e y estão todos na escala de μm . Fonte: autoria própria.	53
6.11	Resultado das curvas teórica e experimental sobrepostas para a frequência de oscilação 900 mHz e campo magnético oscilante de intensidade $B = 8,3 \times 10^{-4} T$. Nessa medida, o raio encontrado foi $R = 3,7 \mu m$, com velocidade $v_0 = 55,91 \mu m/s$ e tempo da volta em U $\tau_U = 0,75 s$. Assim, aplicando no método da volta em U, obtivemos o momento magnético $m = 1,82 \times 10^{-14} A.m^2$, gerando a curva teoricavu. Com os mesmo valores, utilizando nosso método, obtivemos o momento magnético $m = 1,40 \times 10^{-14} A.m^2$, produzindo a curva teórica. Os eixos x e y estão todos na escala de μm . Fonte: autoria própria.	54
6.12	Gráfico da relação do momento magnético m , na escala de $10^{-14} A.m^2$ pelo volume vol em μm^3 . A regressão linear nesse caso foi dada por $m(vol) = 0,012 vol - 0,926$. Fonte: autoria própria.	56

Lista de Tabelas

6.1	Resumo dos resultados das primeiras medidas, com valores de frequência f em mHz , raio R em μm , momento magnético do nosso método m_T em $A.m^2$, momento magnético da volta em U m_U em $A.m^2$, tempo da volta em U τ_U em s e velocidade v_0 em $\mu m/s$	49
6.2	Resumo dos resultados das segundas medidas, com valores de frequência f em mHz , raio R em μm , momento magnético do nosso método m_T em $A.m^2$, momento magnético da volta em U m_U em $A.m^2$, velocidade v_0 em $\mu m/s$ e tempo da volta em U τ_U em s	55

Lista de Algoritmos

Os algoritmos foram escritos usando a linguagem C. Esses, estão listados abaixo.

1. Algoritmo para o método da volta em U:

```
#include<stdio.h>
#include<math.h>
#include<stdlib.h>

#define tauexp 1.09 // s
#define eta 0.001 //Pa.s
#define R 3.32325 //microns (10 18 metros)
#define k 1.3806 // constante de Boltzmann (x10^-23)
#define T 300 // Kelvin
#define deltam 0.01
#define B 8.3 // 10^-4 T *junta com 10^-14 do momento -
//magnetico estimado e corta com 10 18 do R^3

//----->Para o argumento do logaritmo multiplica-se por um-
//-fator de 10^5 para compensar o 10 23 do K <-----
//-----> VALORES DE M SAIRAO EM NUMEROS QUE DEVEM SER -
//- MULTIPLICADOS POR 10^-14 A.m^2<-----

int main () {

    int i=0;
    long double m, pi, tauteo, diftau, frac, arglog;
```

```

long double fatpk , compar , min , res ;
FILE *p;
p=fopen("tempoxm.dat" , "w");

pi =4.0*atan(1);
fatpk=pow(10.0,5);
m=0.0001;
min=1000.0;
do {
    i=i+1;
    m = m + deltam;

    frac = (8.0*pi*eta*pow(R,3))/(m*B);
    arglog = (2.0*m*B*fatpk)/(k*T);

    tauteo = frac*log(arglog);

    diftau = fabs(tauexp-tauteo);
    fprintf(p, "%llf\t%llf\n", m, diftau);
    if(diftau<min){
        min=diftau;
        res=m;
    }

}while(i<100000);

printf("O momento magn tico      : %llf x10^(-14) A.m^2\n", res);

compar = (res*B*fatpk)/(k*T);

printf("O valor de comparacao: %f\n", compar);

fclose(p);

```

```

    return 0;
}

```

2. Algoritmo para nosso método de ajuste da curva teórica:

```

#include<stdio.h>
#include<math.h>
#include<stdlib.h>

#define m 0.83          // 10-14) A.m
#define B 8.3          //10-4 T
#define eta 0.001      // Pa.s
#define F 0.5          // Hz
#define R 3.32325      // micron
#define vini 76.60     // micron/s

int main(){

    long double theta, pi, num, t, t2, denom, cons, expo;
    long double omega;
    FILE *p;
    FILE *r;
    FILE *s;
    int i, intmax=20001;
    long double intx[intmax-1], inty[intmax-1], vx[intmax],
vy[intmax];

    p=fopen(" velocidades.dat", "w");
    r=fopen(" trajetoriau.dat", "w");
    s=fopen(" angulo.dat", "w");
    //—————valores iniciais —————

    pi =4.0*atan(1);

    omega = 2.*pi*F; // Hz — 2*pi*f — f=0.7

```

```

num = m*B;
denom = 8.*pi*omega*eta*pow(R,3);

expo = exp(-(num)/denom);

//———— calculo da constante————

cons = -2.0*atan(expo);

for(i=1; i<intmax+1; i++) {

//———— calculo do angulo————

    t=0.001*(double)i;
    theta=2.*atan(exp((-1.0)*(num*cos(omega*t))/denom)) + cons;
    fprintf(s, "%d\t%llf\n", i, theta);

//———— calculo das velocidades——

    vx[i] = vini * cos(theta);
    vy[i] = vini * sin(theta);
    fprintf(p, "%llf\t%llf\t%llf\n", t, vx[i], vy[i]);

}

//———— Integracao numerica————

    intx[0]=0;
    inty[0]=0;

    //regra do trapezio

for(i=1;i<intmax;i++){

    t2=0.001*(double)i;
    intx[i] = intx[i-1] + (vx[i-1]+vx[i])*0.001/2.;

```

```
inty[i] = inty[i-1] + (vy[i-1]+vy[i])*0.001/2.;  
  
fprintf(r, "%11f\t%11f\t%11f\n", t2, intx[i], inty[i]);  
}
```

```
fclose(p);  
fclose(r);  
fclose(s);  
return 0;
```

```
}
```


*“Nenhum tempo é tempo
Bastante para a ciência
De ver, rever.”*

— Carlos Drummond de Andrade,
A falta que ama, 1968.
(Qualquer tempo)

Capítulo 1

Introdução

“A partir de 1958, observou-se que algumas bactérias atribuíveis a várias classificações mostraram a surpreendente característica de sempre se dirigirem para o Polo Norte geomagnético, mesmo que a lâmina do microscópio, da amostra, tenha mudado de direção girando a placa do microscópio. A princípio, permanecemos em dúvida, mas depois de promover um plano de pesquisa difícil, fui forçado a aceitar o que havia sido acidentalmente notado. Apesar de um ceticismo justificável, foram organizadas em nosso Instituto uma série de investigações científicas, nas quais em 1961, pudemos dar conta dos resultados obtidos com um primeiro relatório interno do próprio Instituto”¹ [1].

As primeiras observações de microorganismos que respondem ao campo magnético foram relatadas pelo microbiologista italiano Salvatore Bellini e publicadas em duas monografias pelo Instituto de Microbiologia da Universidade de Pavia em 1963. Seus trabalhos não tiveram maior repercussão, pois estavam em italiano [2]. Alguns anos depois, em 1975, o microbiologista americano da Universidade de New Hampshire, Durham, Richard Blakemore publicou um artigo descrevendo a existência de bactérias que respondiam ao campo magnético [3]. Esse trabalho despertou o interesse de diversos pesquisadores de diferentes áreas, pois associava de forma inquestionável a interação de organismos

¹Ad iniziare dal 1958 è stato osservato che alcuni batteri ascrivibili a varie classificazioni manifestavano la sorprendente caratteristica di dirigersi sempre verso il Polo Nord geomagnetico ancorché si facesse cambiare direzione al vetrino del preparato microscopico girando il piatto del microscopio. In un primo tempo si rimase dubbiosi, ma dopo avere promosso un sia pure grossolano piano di ricerca si fu costretti ad accettare quanto si era casualmente notato. Nonostante un giustificabile scetticismo furono organizzate nel nostro Istituto una serie di indagini scientifiche, in capo alle quali nel 1961 si fu in grado di dare conto dei risultati ottenuti con una prima relazione interna all'Istituto stesso.

ISTITUTO DI MICROBIOLOGIA DELL'UNIVERSITÀ DI PAVIA (Direttore inc.: Prof. L. Bianchi) Dott. SALVATORE BELLINI

com o campo geomagnético.

Os microorganismos magnetotáticos observados até o momento são aquáticos e se movimentam graças à ação de flagelos ou cílios. Desde então, um grande número desses organismos foram descritos em diferentes habitats (água doce, salobra, salgada ou hipersalgada) [4]. Das diferentes espécies de organismos magnetotáticos, um grupo se distingue: organismos multicelulares procariotos, um exemplo de multicelularidade em bactérias.

O que caracteriza organismos magnetotáticos é o fato de todos aqueles que já foram observados produzirem nanocristais sob controle genético em organelas específicas e organizados de tal modo que adquirem um momento magnético permanente, orientado na direção de movimento produzido pelos órgãos motores (tais como flagelos e cílios) do organismo [5]. Nesse sentido, organismos magnetotáticos não pertencem a uma única espécie específica e são encontrados não só como bactérias (cocos, espirilos, bastonetes, etc), mas também como microrganismos, algas, ciliados, dentre outros [6], [7].

A interação com o campo geomagnético parece ser um processo comum a todos os seres vivos. Uma interpretação é de que a orientação magnética fornece um mecanismo para que os organismos busquem situações de melhor viabilidade, como encontrar zonas com nível de oxigênio ideal para as mesmas [8]. É possível que a orientação ao campo geomagnético seja importante para limitar os graus de liberdade do movimento no fluido e em conjunção com outras taxias permita ao organismo encontrar a região rica em nutrientes.

O estudo do movimento e das propriedades magnéticas de organismos coletados em diferentes sítios é de importância primordial para se entender o papel do campo geomagnético sobre a vida. Como o movimento de microrganismos na água é um exemplo de movimento em baixo número de Reynolds, o estudo da trajetória fornece dados para identificar a força resultante dos flagelos e o torque produzido pela interação do momento magnético celular com o campo magnético aplicado.

Neste trabalho, focamos a atenção a um organismo específico, sendo conhecido como *Candidatus Magnetoglobus multicellularis*. Tivemos como objetivo desenvolver um método teórico-experimental, para que pudessemos buscar o momento magnético de organismos por meio da comparação das trajetórias teórica e experimental. Usamos o modelo da volta em U como comparação, visto que o mesmo é recorrente em trabalhos da área. Esse por sua vez, possui fundamentos na estatística de Langevin e sua aplicação ocorre quando um campo magnético é rapidamente invertido de polaridade produzindo

uma trajetória com a forma da letra U. Sua dificuldade experimental, que pode influenciar na precisão dos resultados obtidos, está presente na determinação do diâmetro da curva que o organismo percorre. Esse problema está atrelado ao fato de que a trajetória que o organismo percorre está em um espaço tridimensional, mas para observações no microscópio óptico, está restrita ao plano de observação no espaço bidimensional [9]. Em vista dessas questões, nos motivamos a estudar um modelo que de forma simplificada parte de um equilíbrio hidrodinâmico e magnético, possibilitando extrair unicamente desses conceitos uma trajetória em duas dimensões.

O modelo teórico foi baseado na física de fluidos a baixo número de Reynolds de organismos sob ação de um campo magnético oscilante, onde encontramos o balanço entre os torques viscoso e magnético, resolvemos a equação e retiramos a trajetória teórica por integração numérica. Os experimentos foram feitos no laboratório do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, onde porções de água com sedimentos da lagoa de Araruama foram armazenadas em aquários para diferentes pesquisas.

Os dados experimentais foram tirados por meio de filmagens de organismos sob ação de um campo magnético oscilante, onde utilizamos um software para que pudéssemos seguir sua trajetória e criar uma tabela com os dados da trajetória experimental. O resultado é obtido quando a trajetória calculada, com diferentes valores de momento magnético, se sobrepõe a trajetória teórica com a melhor aproximação possível. Com esse método, obtivemos valores satisfatórios de momento magnético de organismos, visando a ordem de grandeza e a faixa de momentos magnéticos encontrados em outros trabalhos. As observações gráfica das trajetórias teórica e experimental mostraram sucesso, sendo perceptível que o modelo se aproxima do experimento.

No capítulo 2, iremos desenvolver a definição do problema. Apresentando tipos de mecanismos de movimentação e meios de orientação, descrevendo brevemente os organismos magnetotáticos, onde são encontrados, como funciona sua movimentação e seus tipos em função da orientação. Por fim, mostraremos como exemplo métodos utilizados para calcular o momento magnético de organismos.

No capítulo 3, contaremos uma breve história sobre Reynolds, explicitaremos sua equação conhecida como "número de Reynolds", sua aplicação na equação de Navier-Stokes e a equação utilizada para descrever nosso regime hidrodinâmico. Em seguida, mostraremos o resultado para o torque magnético de uma esfera magnética sob campo magnético externo e por último, descreveremos o método teórico da volta em U, que é de grande importância nessa área de pesquisa e foi utilizado como meio comparativo

para nosso método.

No capítulo 4, desenvolveremos nossa solução partindo do balanço entre os torques viscoso e magnético sobre um corpo em um fluido a baixo número de Reynolds e desenvolveremos a equação para o ângulo que o momento magnético do organismo faz com a direção de campo magnético em função do tempo. Utilizaremos esse resultado para encontrar as componentes de velocidade dos organismos, também em função do tempo, e assim encontrar por meio da integração numérica, a trajetória dos organismos no intervalo de tempo desejado. Ao final do capítulo, faremos um estudo do comportamento da trajetória teórica em função das variáveis.

No capítulo 5, explicaremos o ciclo de vida do organismo estudado, sendo apresentada uma ilustração do laboratório, tais como equipamentos utilizados e amostra. Assim, explicaremos como foi feita a preparação da amostra, o meio utilizado para coleta de dados e como aplicar o método experimental para análise de dados.

Por fim, no capítulo 6 mostraremos os resultados obtidos. Utilizaremos em nosso trabalho um valor de campo magnético fixo, $B = 8,3 \times 10^{-4}$ T, variando sua frequência de oscilação em 500, 600, 700, 800 e 900 *mHz* e iremos retirar duas medidas (dois organismos diferentes) para cada frequência. Cada organismo, ou seja, cada medida possui um raio e uma velocidade diferentes, o que implica um resultado de momento magnético para cada medida.

Capítulo 2

Definição do Problema

Há uma década, tem crescido um grande interesse nos cientistas em estudar os organismos com auto propulsão, como as bactérias, peixes, entre outros [10]. O modo como esses organismos se movimentam depende da espécie. Em alguns casos, o microorganismo se “arrasta” por meio de projeções protoplasmáticas chamadas pseudópodes, em outros o microorganismo apenas plana, sem nenhum mecanismo visível. Além desses, existem as espécies que nadam, onde sua movimentação é feita por meio de organelas externas, sendo cílios ou flagelos, ou por meio de ondulações no corpo [11]. Esses, que possuem a habilidade de nadar, usualmente habitam meios fluidos onde as forças viscosas dominam o cenário físico [12].

A movimentação desses organismos geralmente é guiada por condições externas. Encontramos, dentre elas, organismos que possuem orientação por meio de concentrações químicas, direcionando sua migração para se aproximar ou afastar de químicos presentes no ambiente [13]. Existe também o grupo de organismos que navegam de acordo com um gradiente de oxigênio, onde esses podem ser repelidos ou atraídos por níveis de concentração de O_2 , buscando sempre uma zona ótima de oxigenação. Uma outra maneira possível é a fotoquímica, na qual os organismos respondem à variação da intensidade da luz [14]. Além disso, foram observados organismos que buscam se movimentar seguindo as linhas de um campo magnético externo [15].

Quando foram descobertos esses organismos que respondem ao magnetismo, o que despertava curiosidade era: como esses conseguem detectar a presença do campo geomagnético para navegar? Esse fenômeno ocorre por meio da interação ferromagnética de grãos magnéticos envelopados intracelulares, que foram chamados de magnetosso-

mos, com o magnetismo terrestre [3]. Os magnetossomos são organelas envoltas em uma membrana de fosfolipídios, com nanocristais biomineralizados de magnetita (Fe_3O_4) ou greigita (Fe_3S_4). Esses cristais possuem alta pureza química, morfologia cristalográfica específica da espécie, escala de tamanho de monodomínio magnético definida e a disposição de suas cadeias de magnetossomos são específicas dentro da célula, o que indica que a biomineralização ocorre dentro da célula [16].

No interior dos organismos, os magnetossomos são fixados em cadeias por um filamento, atuando como um eixo magnético, exemplificado na figura 2.1. Esse arranjo, em contraste com o mínimo de energia (onde a configuração forma um anel), se dispõe de maneira aproximadamente linear [17]. Alguns organismos podem possuir mais de uma cadeia magnética, produzindo um momento magnético de dipolo maximizado resultante, que possui intensidade grande o suficiente para que ocorra interação com o campo geomagnético, e as forças térmicas que tendem a aleatorizar o movimento se tornam negligíveis [18].

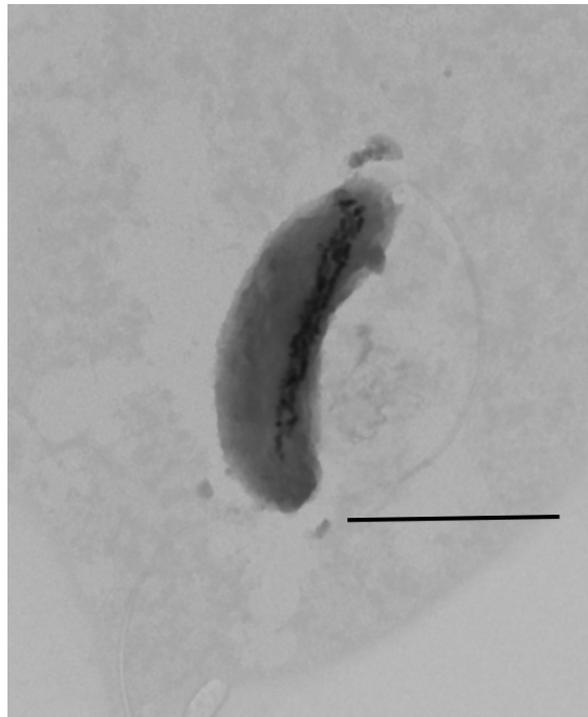


Figura 2.1: Cadeia de magnetossomos formando um eixo magnético na bactéria do tipo bastonete, capturado por microscopia eletrônica de amostras de água doce do Jardim Botânico. A barra horizontal na figura está como escala, sinalizando o comprimento de $1\mu m$. Fonte: Dr. Henrique Lins de Barros e Dra. Leida Abraçado.

Os procariotos multicelulares magnéticos encontrados em água salgada em diferentes níveis de salinidade, são organismos microscópicos com diâmetro da faixa de 3 a 12 μm , com cristais da ordem de nm , é multicelular e possui distribuição de flagelos assimétrica, pois cada célula que forma o organismo está distribuída em uma hélice que forma o organismo esférico [19]. A movimentação desses organismos ocorre por meio desses flagelos, que possuem formato helicoidal, podendo ser observado também na figura 2.1. Eles são incorporados na membrana do organismo por meio de um gancho flexível acoplado a um disco de proteína, formando um motor molecular que produz um torque nos flagelos. Observações desse movimento mostraram que as células alinham o eixo da trajetória helicoidal com a direção do sentido do campo magnético externo [20].

O campo geomagnético possui uma diferença em questão dos Hemisférios. A componente vertical do campo no Hemisfério Norte aponta para baixo, enquanto que no Hemisfério Sul é orientada para cima, podendo ser observada em função das linhas de campo na figura 2.2. Em vista dessa particularidade, encontramos dois tipos de polaridade de movimento dos organismos magnetotáticos: as que se localizam no Hemisfério Norte sendo do tipo North-seeking (NS, do inglês as que buscam o norte), onde sua direção de movimento é paralela ao campo geomagnético e as do Hemisfério Sul, chamadas de South-seeking (SS, traduzindo para o português como as que buscam o sul), em que seu movimento é anti paralelo ao campo geomagnético. Essa polaridade de movimento é chamada de “magnetotaxia polar”, em contraste com a “magnetotaxia axial”, em que os organismos se movimentam livremente em ambas direções do campo geomagnético [21]. Como no equador a inclinação do campo geomagnético é zero, as populações NS e SS coexistem [22]. Mais ainda, observações mostraram que uma fração de NS pode ser encontrada no Hemisfério Sul e de SS no Hemisfério Norte. A proporção desses indivíduos é uma função da inclinação do campo geomagnético, e a quantidade de indivíduos NS no sul e SS no norte é muito menor em comparação aos indivíduos característicos de cada hemisfério [23].

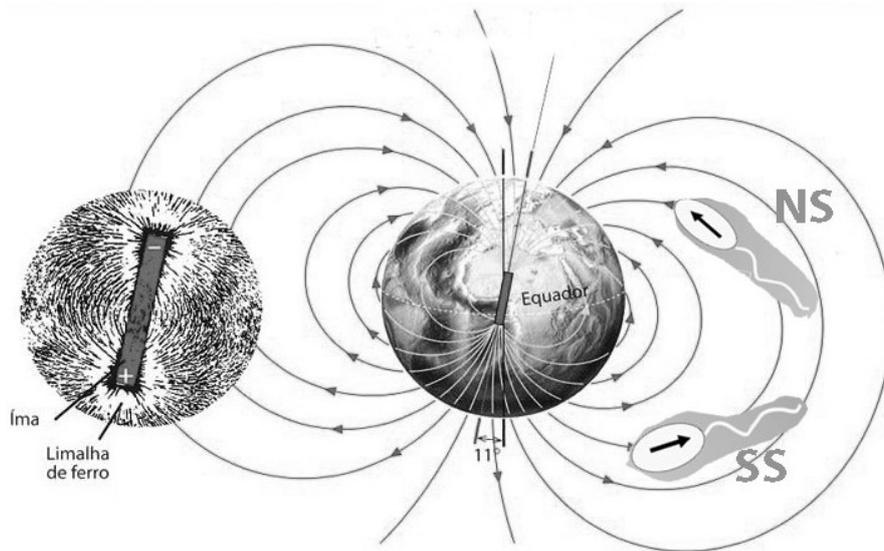


Figura 2.2: Exemplo das linhas de campo indo de um polo ao outro, onde é possível perceber a diferença da componente vertical em cada Hemisfério. Os organismos NS-Northseeking e SS-Southseeking estão mostrados esquematicamente com seus momentos magnéticos e nadando em direção aos polos correspondentes. Fonte: Dr. Henrique Lins de Barros.

Em amostras de água hipersalina foram encontrados organismos multicelulares procaríotos que receberam o nome *Candidatus Magnetoglobus multicellularis* (CMm) [24]. Esses, são organismos magnetotáticos que possuem diversidade e são procaríotos [25]. Esse fenômeno ocorre graças à presença de cristais magnéticos encontrados nos magnetossomos, localizados dentro dos organismos.

Como os CMm possuem tamanhos da ordem de micrometros, a hidrodinâmica à qual eles estão sujeitos difere da convencional, onde supomos que os corpos imersos no fluido estão sujeitos às forças inerciais. Nessa escala, essas forças inerciais se tornam pouco importantes, pois sua intensidade é muito inferior em comparação com as forças viscosas, sendo necessário utilizar o conceito de número de Reynolds [26]. Nessa abordagem, verificamos a razão entre forças inerciais e viscosas, e o resultado nos dá um número adimensional que determinará o tratamento matemático adequado. Para baixo número de Reynolds, o fluido se torna viscoso e a equação de Navier-Stokes, que rege o movimento de partículas em fluidos se torna uma equação de Stokes, que é mais simples de trabalhar e produz um comportamento completamente diferente do que se espera com a descrição inercial do problema [27]. Portanto, para a escala de tamanho desses microrganismos, é importante utilizar a abordagem de baixo número de Reynolds.

Utilizando essas informações, os cientistas têm trabalhado na caracterização completa desses organismos. Para os físicos, buscando contribuir com esse campo de pesquisa, a área de interesse é voltada para a movimentação desses organismos, guiada por campos magnéticos externos, e também para a determinação dos momentos magnéticos dos mesmos. Para isso, vários métodos foram criados e utilizados, nos quais podemos citar:

- A atuação da cadeia de cristais magnéticos como um dipolo – Nesse método, o momento magnético é calculado pela soma dos momentos magnéticos permanentes dos cristais individuais, encontrados em cada magnetossomo, sendo esses dependentes do formato e tamanho [28];
- A utilização de um campo magnético rotativo – Nessas condições, os organismos com momento magnético permanente são submetidos a um campo magnético rotativo com frequência variável. A frequência é gradativamente incrementada, até atingir uma frequência limite, na qual o organismo escapa pela tangente da trajetória circular que o organismo percorre e possui um movimento bem específico, podendo determinar o coeficiente de arrasto rotacional [29];
- Método da volta em U (“U-turn” em inglês) – Com o campo magnético constante aplicado, o organismo se movimenta seguindo as linhas de campo em uma trajetória aproximadamente retilínea. Ao revertermos a polaridade do campo, o organismo percorre uma trajetória em U, que é uma consequência diretamente relacionada ao tempo de reorientação magnética dos dipolos presentes no interior do organismo. Essa curva possui um diâmetro e um tempo de reversão específicos, que permitem extrair informações para calcular o momento magnético do organismo [30].

A comparação desses métodos possui uma discrepância relativamente alta dos valores encontrados para os momentos magnéticos de organismos particulares. Frente a esse problema, nosso trabalho tem o intuito de apresentar um método para estimar o momento magnético celular, baseado no estudo do movimento desses organismos na presença de um campo harmônico de frequência e intensidade conhecidos, por meio de dois algoritmos que foram escritos com embasamento matemático do próprio método e alimentados com dados experimentais, para que seja possível retirar o momento magnético e comparar as trajetórias para verificar a compatibilidade teórico-experimental.

Capítulo 3

Referencial Teórico

Nesse capítulo, construiremos uma base matemática para que entendamos como a física se desenvolve no estudo dos organismos magnetotáticos. O ambiente onde esses habitam, são fluidos, que nas dimensões características de bactérias, se tornam viscosos. Para trabalhar nesse regime, devemos entender a matemática de fluidos à baixo número de Reynolds.

3.1 Número de Reynolds

Osborne Reynolds veio de uma família bem estabelecida, que provia de grandes poses em uma comunidade agrícola de Debach, em Suffolk. Reynolds, nascido em 23 de agosto de 1842, teve sua educação inicialmente influenciada por seu pai, um homem com grande aptidão matemática e um interesse particular por equipamentos mecânicos, principalmente aqueles direcionados à área agrícola.

A intenção de Reynolds ao se desenvolver academicamente, especialmente dentro da graduação, era estudar mecânica, com foco em um dos seus primeiros interesses, como seu pai, as máquinas para o aprimoramento da agricultura. Foi bem sucedido em seus estudos em Cambridge, onde cursava matemática. Contudo sentia-se frustrado pela forma com que a mecânica era ensinada, focando no entendimento da física, e não no que ele considerava mais importante na época (ainda as máquinas agrícolas).

Reynolds se tornou uma pessoa importante, após graduado, continuou estudando em diversas áreas da ciência, obtendo vários títulos conforme se desenvolvia. Dos seus

inúmeros trabalhos, destacamos a descoberta do número de Reynolds, que ocorreu no período em que estudava escoamentos laminar e turbulento para diferentes velocidades de escoamento por tubos [31].

Essa descoberta foi muito importante, pois alterou a forma com que tratamos a hidrodinâmica em condições de alta viscosidade. Para entendermos qual regime estamos trabalhando, utilizamos o conceito do número de Reynolds, e assim, decidimos a abordagem mais adequada para o desenvolvimento teórico do problema. O cálculo desse número é feito à partir da equação:

$$R \simeq \frac{vL\rho}{\eta}, \quad (3.1)$$

onde v é a velocidade que a partícula se movimenta no fluido, L é a escala linear (o tamanho da partícula), ρ é a densidade do fluido e η é a viscosidade.

Com o intuito de exemplificar, calculamos o número de Reynolds para os CMm, utilizando para as variáveis da equação (3.1), valores da ordem de: $v \simeq 10^{-3} \text{ cm/s}$, $L \simeq 10^{-4} \text{ cm}$, $\rho \simeq 1 \text{ g/cm}^3$ e $\eta \simeq 10^{-2} \text{ g/cm.s}$, resultando em um número de Reynolds da ordem de $R \simeq 10^{-5}$. Esse número, é muito inferior ao valor utilizado como “equilíbrio” ($R = 1$), então devemos considerar para o tratamento matemático, interpretações físicas de um corpo em um fluido a baixo número de Reynolds [32].

3.2 Hidrodinâmica

A modelagem hidrodinâmica de um fluido Newtoniano incompressível, é comumente relacionada à equação de Navier-Stokes. Essa, é uma equação de alta complexidade, pois não foi possível solucioná-la analiticamente. Portanto, faz-se necessário impor condições sobre a mesma, para que seja simplificada, e assim, torne-se solucionável. Após aplicar mudanças de variáveis para que os termos fiquem adimensionais, a equação pode ser escrita da seguinte maneira [33]:

$$\frac{\rho UL}{\eta} (V^* \cdot \nabla) V^* = -\nabla P^* + \nabla^2 V^*, \quad (3.2)$$

onde ρ é a densidade do fluido, U é a velocidade da partícula no meio, L é o tamanho da partícula, η é a viscosidade do fluido, V^* é a velocidade do fluido na forma adimensional e P^* é a pressão no fluido na forma adimensional também. O termo do lado esquerdo

da igualdade na equação (3.2), possui um fator multiplicativo que é bem conhecido, chamado número de Reynolds, como na equação (3.1). Assim, tomando o limite de $R = \frac{\rho UL}{\eta} \rightarrow 0$, e reescrevendo para termos dimensionais, a equação (3.2) se torna [34]:

$$\eta \nabla^2 v - \nabla p = 0, \quad (3.3)$$

onde v é a velocidade do fluido, p é a pressão e η é a viscosidade. Essa é chamada equação de Stokes. A solução para o torque viscoso sobre uma esfera girante é um resultado conhecido [35], sendo escrita como:

$$\vec{\tau}_{vis} = 8\pi\eta R^3 \frac{d\theta}{dt} \hat{z}, \quad (3.4)$$

com η sendo a viscosidade do fluido, R o raio da partícula, $\frac{d\theta}{dt}$ a velocidade angular da partícula.

3.3 Esfera magnética sob campo magnético externo

Consideramos uma aproximação para tratar o problema. A ação dos flagelos só foi considerada pela resultante da força neles, impulsionando o organismo na direção da velocidade v , como observado na figura 3.1. O movimento ocorre no plano (XY) uma vez que o torque ocorre em z, dado por $\vec{\tau}_{mag} = \tau_{mag} \hat{z}$.

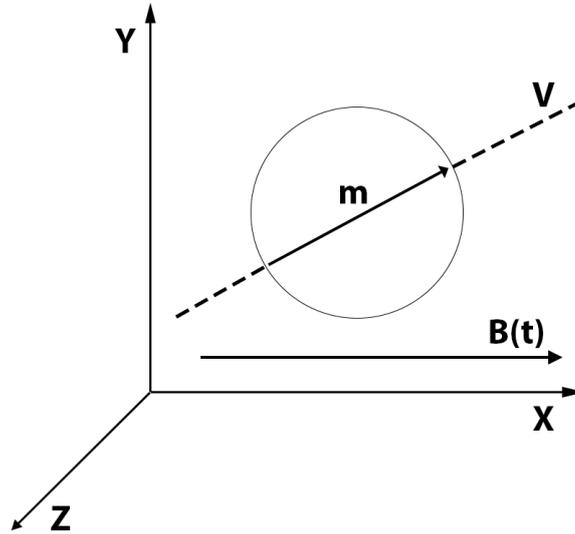


Figura 3.1: Esquema de um organismo aproximadamente esférico, se movimentando na direção da velocidade v , com momento magnético \vec{m} . O organismo se movimenta no plano (XY), com o campo magnético oscilando na direção do eixo x, dado por $\vec{B} = B \text{sen}(\omega t) \hat{x}$, onde B é a intensidade do campo magnético, ω é a frequência de oscilação e t é o tempo. Fonte: Autoria Própria.

Uma esfera com momento magnético permanente, se movimentando arbitrariamente em um meio, sob ação de um campo magnético externo na direção x, como mostrado na figura 3.1, sofre um torque magnético, da forma:

$$\vec{\tau}_{mag} = \vec{m} \times \vec{B} = mB \text{sen}(\theta) \hat{z}, \quad (3.5)$$

onde \vec{m} é o momento magnético da esfera, \vec{B} é o campo magnético externo [36] e θ o ângulo entre eles. O campo magnético pode possuir um perfil específico, como no caso do nosso trabalho, um campo oscilante da forma $\vec{B} = B_0 \text{sen}(\omega t) \hat{x}$, no qual ω é a frequência angular, sendo $\omega = 2\pi f$, onde f é a frequência de oscilação do campo, t o tempo e B_0 a amplitude desse campo. Dessa forma, usando $\vec{m} = m_0 [\cos(\theta) \hat{x} + \text{sen}(\theta) \hat{y}]$, onde θ é o ângulo entre a direção de movimento e o campo magnético, a equação pode ser escrita

como:

$$\vec{\tau}_{mag} = \vec{m} \times \vec{B} \sin(\omega t) = mB \sin(\theta) \sin(\omega t) \hat{z}, \quad (3.6)$$

sendo um campo magnético oscilante senoidalmente com frequência de oscilação ω e dependente do tempo t .

3.4 Volta em U

O momento de dipolo magnético, criado pela cadeia de cristais magnéticos, encontrados no interior dos CMms, sofre um torque ao interagir com um campo magnético externo que busca se alinhar com as linhas do campo externo. A movimentação desses organismos é feita por meio de flagelos que os impulsionam na direção do alinhamento. Essa interação produz um movimento linear quando o campo externo é aplicado e percorre uma trajetória semi-circular, chamada de volta em U, quando o campo magnético é rapidamente revertido [37].

Para modelar matematicamente esse problema, Bean tratou em seu modelo as bactérias magnéticas como um “ensemble” de dipolos magnéticos não interagentes, onde os flagelos possuem força suficiente para movimentar o organismo na direção das linhas de campo [38]. Como o escoamento é laminar, ou seja, o fluido está a baixo número de Reynolds, os termos inerciais podem ser negligenciados. Essa condição leva a um balanço entre a força de movimento flagelar e forças viscosas, onde para a aplicação de um campo magnético “forte” (acima de $500\mu T$) a trajetória do organismo se mantém linear. Dessa forma, podemos considerar o CMm como um dipolo magnético se movendo com velocidade constante v_0 no meio, sujeito apenas a perturbações térmicas. A velocidade de migração desse organismo então é dada por:

$$v = v_0 \langle \cos(\theta) \rangle, \quad (3.7)$$

onde $\langle \cos(\theta) \rangle$ é a orientação média. O cálculo dessa média é feito por meio do paramagnetismo clássico. Nesse caso consideramos a energia sendo:

$$E = -\vec{m} \cdot \vec{B}_0 = -mB_0 \cos(\theta). \quad (3.8)$$

Utilizando que o campo magnético externo está sendo aplicado na direção z, a magne-

tização total é então uma função do número de dipolos magnéticos e da magnetização de um dipolo individual, onde:

$$M = N \langle m^z \rangle_T = Nm \langle \cos(\theta) \rangle_T. \quad (3.9)$$

A função de partição desse sistema é escrita como:

$$Z = \int_{-1}^1 e^{-\beta m B_0 \cos(\theta)} d(\cos(\theta)), \quad (3.10)$$

onde $\beta = \frac{1}{kT}$, da qual podemos tirar a magnetização total média sendo:

$$M = Nm \frac{\int_{-1}^1 \cos(\theta) e^{-\beta m B_0 \cos(\theta)} d(\cos(\theta))}{\int_{-1}^1 e^{-\beta m B_0 \cos(\theta)} d(\cos(\theta))}. \quad (3.11)$$

Simplificando a equação, teremos:

$$M = Nm \left[-\frac{1}{m B_0} \frac{d}{d\beta} \ln \left(\int_{-1}^1 e^{-\beta m B_0 \cos(\theta)} d(\cos(\theta)) \right) \right], \quad (3.12)$$

com a integral no argumento do logaritmo tem como resultado:

$$I = \int_{-1}^1 e^{-\beta m B_0 \cos(\theta)} d(\cos(\theta)) = \frac{1}{\beta m B_0} (e^{\beta m B_0} - e^{-\beta m B_0}) = \frac{2}{\beta m B_0} \operatorname{senh}(\beta m B_0). \quad (3.13)$$

Usando a propriedade de divisão do logaritmo, obtemos que a derivada será:

$$\frac{dI}{d\beta} = \frac{d}{d\beta} [\ln(2 \operatorname{senh}(\beta m B_0)) - \ln(\beta m B_0)]. \quad (3.14)$$

Dessa forma, a magnetização total média se torna:

$$M = Nm \left[\operatorname{cotgh}(\beta m B_0) - \frac{1}{\beta m B_0} \right], \quad (3.15)$$

e usando os termos de beta encontramos o resultado:

$$M = Nm \left[\operatorname{cotgh}\left(\frac{m B_0}{kT}\right) - \frac{kT}{m B_0} \right], \quad (3.16)$$

com a equação dentro dos colchetes sendo conhecida como equação de Langevin. Com-

parando a equação (3.9) com a equação (3.16) vemos que o resultado procurado é:

$$\langle \cos(\theta) \rangle_T = \operatorname{cotgh}\left(\frac{mB_0}{kT}\right) - \frac{kT}{mB_0}, \quad (3.17)$$

logo a velocidade do organismo no fluido é escrita como:

$$v = v_0 \left[\operatorname{cotgh}\left(\frac{mB_0}{kT}\right) - \frac{kT}{mB_0} \right]. \quad (3.18)$$

No limite de $mB_0 \gg kT$, a equação (3.17) é aproximada por:

$$\langle \cos(\theta) \rangle_T \approx 1 - \frac{kT}{mB_0}, \quad (3.19)$$

que pode ser igualada com a expansão para ângulos pequenos do cosseno:

$$\cos(\theta) \approx 1 - \frac{\theta^2}{2}, \quad (3.20)$$

resultando em:

$$\theta \approx \sqrt{\frac{2kT}{mB_0}}. \quad (3.21)$$

Para resolver o problema da volta em U, partimos do balanço entre o torque viscoso dado pela equação (3.4) e o torque magnético dado pela equação (3.6). Nesse caso a equação é escrita como:

$$mB_0 \operatorname{sen}(\theta) - 8\pi\eta R^3 \left(\frac{d\theta}{dt} \right) = 0, \quad (3.22)$$

possuindo a solução:

$$\ln(\tan(\theta/2)) = \frac{mB_0}{8\pi\eta R^3} t + \ln(\tan(\theta_0/2)). \quad (3.23)$$

Essa equação possui divergência em $\theta = 0$ e quando o campo é revertido e o ângulo se torna $\theta = \pi$. Para contornar esse problema, usamos a aproximação de pequenos ângulos da tangente, sendo $\tan(\theta/2) \simeq \theta/2$. Assim, utilizando a equação (3.21), podemos

aproximar:

$$\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \simeq \ln\left(\frac{\theta}{2}\right) \simeq \ln\sqrt{\frac{2kT}{mB_0}}. \quad (3.24)$$

Então, a expressão procurada para o tempo da volta em U é escrita como:

$$\tau = \frac{8\pi\eta R^3}{mB_0} \ln\left(\frac{2mB_0}{kT}\right). \quad (3.25)$$

Capítulo 4

Solução Teórica

Utilizando a microscopia eletrônica de varredura, conseguimos perceber que a média do tamanho dos organismos é da ordem de microns, o que nos leva a concluir que a água da gota onde os organismos estão presentes está nas condições do baixo número de Reynolds. Nesse caso, como as forças inerciais são negligenciadas e os organismos são magnetotáticos, partimos nossa análise do balanço dos torques viscoso ($\vec{\tau}_{visc}$) e magnético ($\vec{\tau}_{mag}$), onde:

$$\vec{\tau}_{mag} = \vec{\tau}_{visc} . \quad (4.1)$$

Para um líquido a baixo número de Reynolds vimos que a equação de Navier-Stokes se reduz à equação de Stokes e a equação geral não é regida pela aceleração como no domínio inercial, mas sim proporcional à velocidade. Partindo dessa premissa, consideramos nosso organismo (em boa aproximação) esférico para que possamos fazer uso da equação do torque viscoso em uma esfera, que é um resultado bem conhecido. Consideramos ainda na equação que o campo magnético oscila em um perfil senoidal, logo:

$$\vec{m} \times \vec{B} \text{ sen}(\omega t) = 8\pi\eta R^3 \frac{d\theta}{dt} \hat{z}, \quad (4.2)$$

onde \vec{m} é o momento magnético do organismo, \vec{B} é o campo magnético aplicado sobre a gota, ω é a frequência do gerador de sinal que alimenta as bobinas que produzem o

campo magnético oscilante, t é o tempo, η é a viscosidade do líquido (em nosso caso a água) e R é o raio do CMm, observado na figura 4.1.

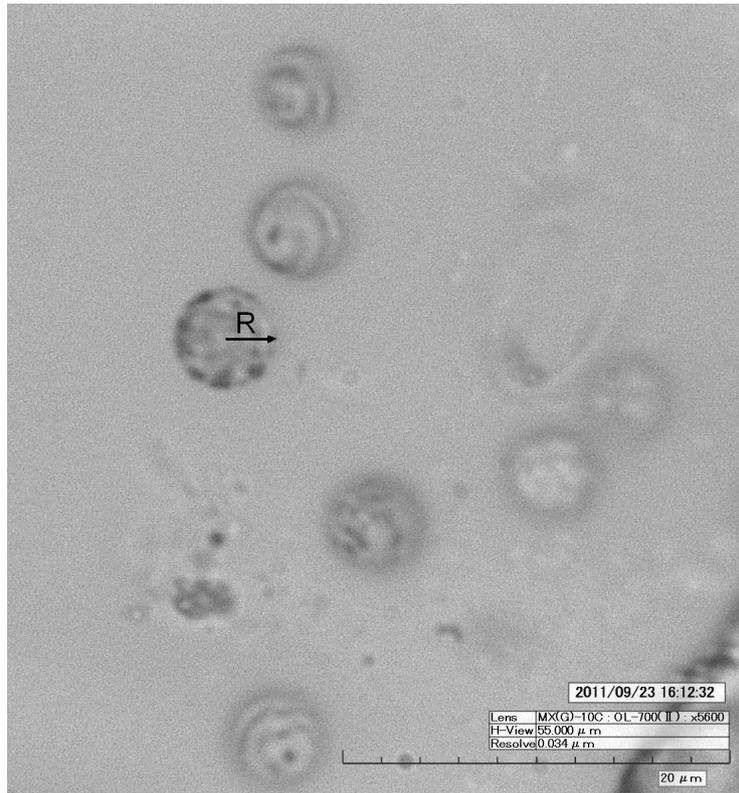


Figura 4.1: Diversos CMm em uma gota, com simetria aproximadamente esférica e distribuição celular com perfil helicoidal, obtida com o microscópio Hirox KH 7700. Fonte: autoria própria.

A solução é calculada sob duas condições: com o campo magnético desligado e com o campo oscilante ligado. Começando pelo caso de $\vec{B} = 0$, teremos:

$$8\pi\eta R^3 \frac{d\theta}{dt} = 0, \quad (4.3)$$

concluindo que θ é uma constante.

Para um campo magnético diferente de zero, partimos da equação (4.2) e abrimos o produto vetorial:

$$mB \operatorname{sen}(\theta) \operatorname{sen}(\omega t) = 8\pi\eta R^3 \frac{d\theta}{dt}, \quad (4.4)$$

onde separando os termos de θ e t , e multiplicando ambos os lados por dt :

$$\frac{mB}{8\pi\eta R^3} \operatorname{sen}(\omega t) dt = \frac{d\theta}{\operatorname{sen}(\theta)}. \quad (4.5)$$

Integrando em ambos os lados,

$$\frac{mB}{8\pi\eta R^3} \int \operatorname{sen}(\omega t) dt = \int \frac{d\theta}{\operatorname{sen}(\theta)}, \quad (4.6)$$

obtemos:

$$-\frac{mB}{8\pi\eta R^3 \omega} \cos(\omega t) = \ln[\tan(\theta/2)]. \quad (4.7)$$

Reescrevendo para θ ,

$$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = \exp\left[-\frac{mB}{8\pi\eta R^3 \omega} \cos(\omega t)\right], \quad (4.8)$$

logo:

$$\theta(t) = 2 \operatorname{atan}\left\{\exp\left[-\frac{mB}{8\pi\eta R^3 \omega} \cos(\omega t)\right]\right\}. \quad (4.9)$$

A solução geral é a soma das soluções particulares, então:

$$\theta(t) = 2 \operatorname{atan}\left\{\exp\left[-\frac{mB}{8\pi\eta R^3 \omega} \cos(\omega t)\right]\right\} + \text{Constante}, \quad (4.10)$$

onde partindo do princípio que o organismo se movimenta na horizontal (eixo x) na ausência de campo magnético, aplicamos a condição $\theta(0) = 0$. Assim,

$$0 = 2 \operatorname{atan}\left\{\exp\left[-\frac{mB}{8\pi\eta R^3 \omega}\right]\right\} + \text{Constante}, \quad (4.11)$$

e a solução se torna:

$$\theta(t) = 2\text{atan}\left\{\exp\left[-\frac{mB}{8\pi\eta R^3\omega}\cos(\omega t)\right]\right\} - 2\text{atan}\left\{\exp\left[-\frac{mB}{8\pi\eta R^3\omega}\right]\right\}, \quad (4.12)$$

que descreve como o ângulo entre o momento magnético e o campo aplicado varia em função do tempo. A variação desse ângulo com o tempo possui um perfil oscilatório que pode variar de 0 a π , exemplificado na figura 4.2.

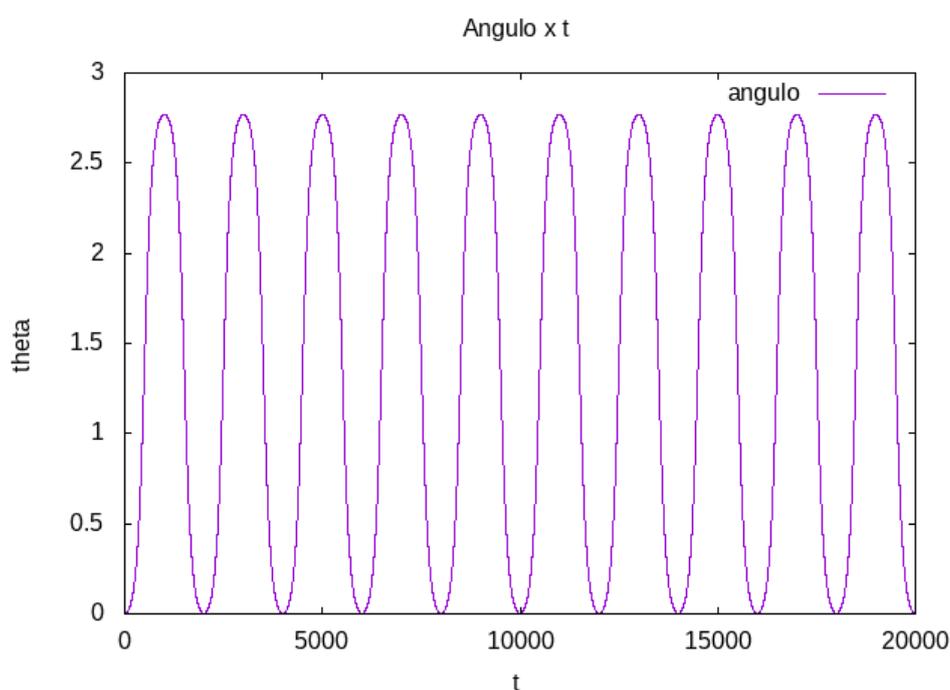


Figura 4.2: Perfil senoidal da variação angular em função do tempo. Exemplo tirado para $m = 0,83 \times 10^{-14} \text{ A.m}^2$, $B = 8,3 \times 10^{-4} \text{ T}$, $\eta = 0,001 \text{ Pa.s}$, $f = 0,5 \text{ Hz}$, $r = 3,32 \times 10^{-6} \text{ m}$ e $v = 76.60 \text{ } \mu\text{m/s}$. O eixo y está em radianos e o eixo x em segundos. Fonte: autoria própria.

Partindo desse resultado, calculamos a velocidade em x e y do organismo ponto a ponto. Ao adicionar uma velocidade inicial conhecida, as equações ficam:

$$\vec{v}_x(t) = v_0 \cos(\theta(t)) \hat{x}, \quad (4.13)$$

$$\vec{v}_y(t) = v_0 \sin(\theta(t)) \hat{y}, \quad (4.14)$$

onde o argumento das funções trigonométricas das equações (4.13) e (4.14) é o ângulo calculado na equação (4.12). Assim, podemos calcular a trajetória por meio da integração das equações (4.13) e (4.14) no tempo e obter a curva que descreve o movimento desse organismo:

$$x(t) = \int_0^{\tau} v_0 \cos(\theta(t)) dt, \quad (4.15)$$

e

$$y(t) = \int_0^{\tau} v_0 \sin(\theta(t)) dt. \quad (4.16)$$

Essa integração é feita numericamente, pois a equação (4.12) é complexa e torna-se inviável resolvê-la analiticamente em funções trigonométricas.

Utilizando parâmetros experimentais aplicados à equação (4.12) conseguimos com a integração, como mostrado nas equações (4.15) e (4.16), uma trajetória como na figura 4.3.

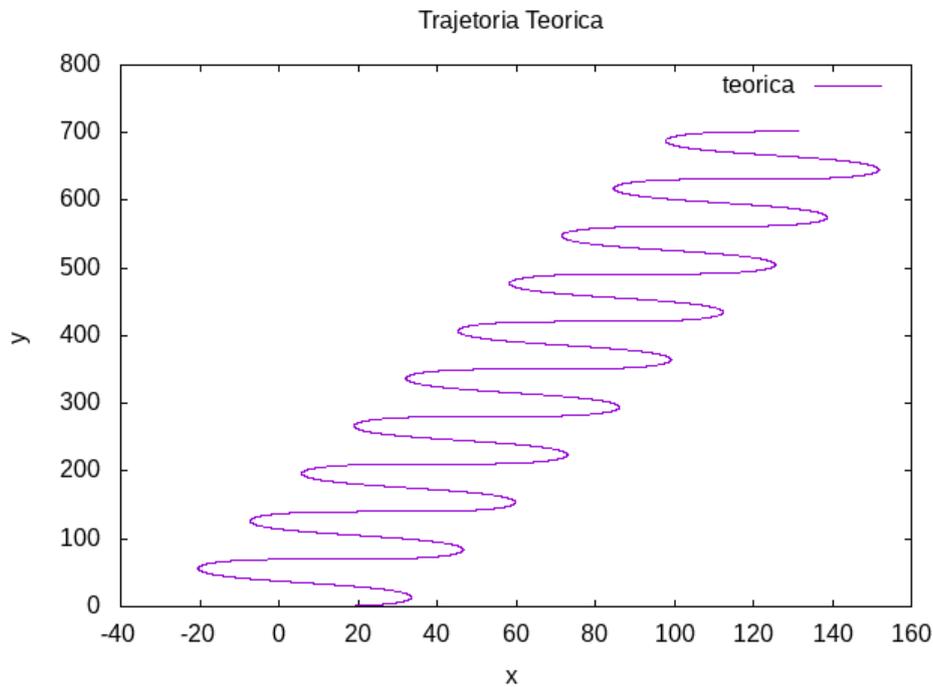


Figura 4.3: Trajetória calculada com valores experimentais para modelar o movimento do organismo em um campo oscilante externo. Os valores experimentais são $m = 0,83 \times 10^{-14} \text{ A.m}^2$, $B = 8,3 \times 10^{-4} \text{ T}$, $\eta = 0,001 \text{ Pa.s}$, $f = 0,5 \text{ Hz}$, $R = 3,32 \times 10^{-6} \text{ m}$ e $v_0 = 76.60 \text{ } \mu\text{m/s}$. Os eixos x e y estão na escala de μm . Fonte: autoria própria.

Essa trajetória mostra que o movimento do organismo em um campo oscilante deve possuir um perfil oscilatório também.

4.1 Comportamento da trajetória em função dos parâmetros

Fizemos um estudo teórico do modelo, buscando entender o comportamento da equação ao alterar parâmetros individuais. Nesse estudo, fixamos valores quaisquer para gerar a trajetória e variamos um único parâmetro, assim observando o que acontece com a curva.

4.1.1 Variação dos valores de momento magnético

Para entender o comportamento da curva em função do momento magnético, fixamos os seguintes valores: $B = 8,3 \times 10^{-4}$ T, $\eta = 10^{-3}$ Pa.s, $f = 0,8$ Hz, $R = 3,0 \times 10^{-6}$ m, $v_0 = 100,00$ $\mu\text{m/s}$. Os momentos magnéticos utilizados foram de $m = 1,0 \times 10^{-14}$ A.m², $m = 2,0 \times 10^{-14}$ A.m² e $m = 4,0 \times 10^{-14}$ A.m². A variação da curva pode ser observada na figura 4.4, onde percebemos que a mesma tende a se tornar vertical à medida que aumentamos o momento magnético.

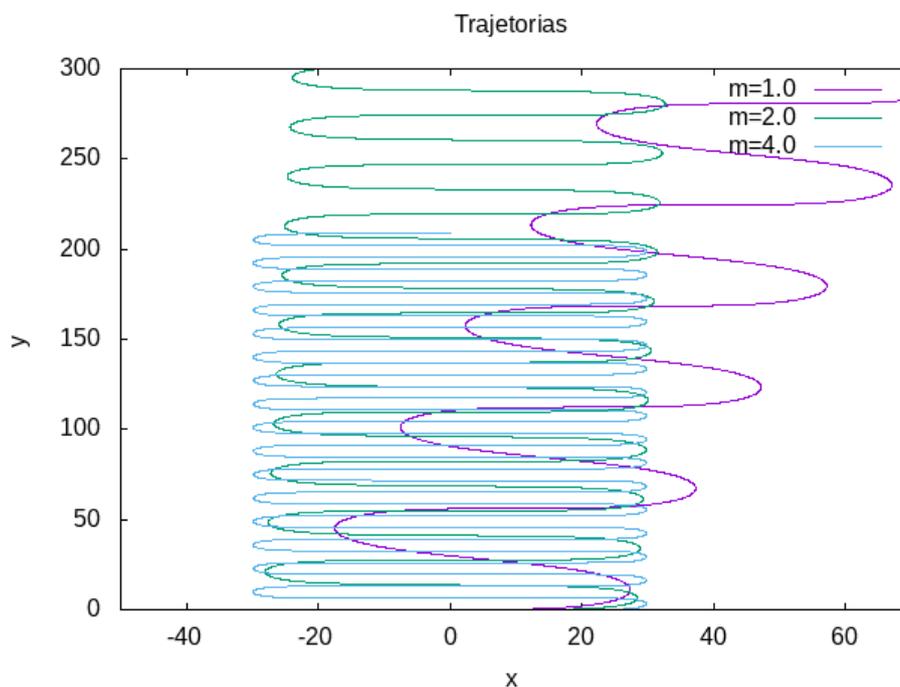


Figura 4.4: Variação da trajetória teórica para variações do momento magnético. As curvas foram geradas com o campo $B = 8,3 \times 10^{-4}$ T, viscosidade $\eta = 10^{-3}$ Pa.s, frequência $f = 0,8$ Hz, para um organismo de raio $R = 3,0 \times 10^{-6}$ m e velocidade $v_0 = 100,00$ $\mu\text{m/s}$. Foram calculados para os momentos magnéticos $m = 1,0 \times 10^{-14}$ A.m², $m = 2,0 \times 10^{-14}$ A.m² e $m = 4,0 \times 10^{-14}$ A.m². Na figura os eixos x e y estão todos na escala de μm . Fonte: autoria própria.

Além disso, essa variação produziu uma alteração de frequência da curva, tendendo a aumentar a mesma à medida que o momento magnético cresce, como mostra a figura 4.5.

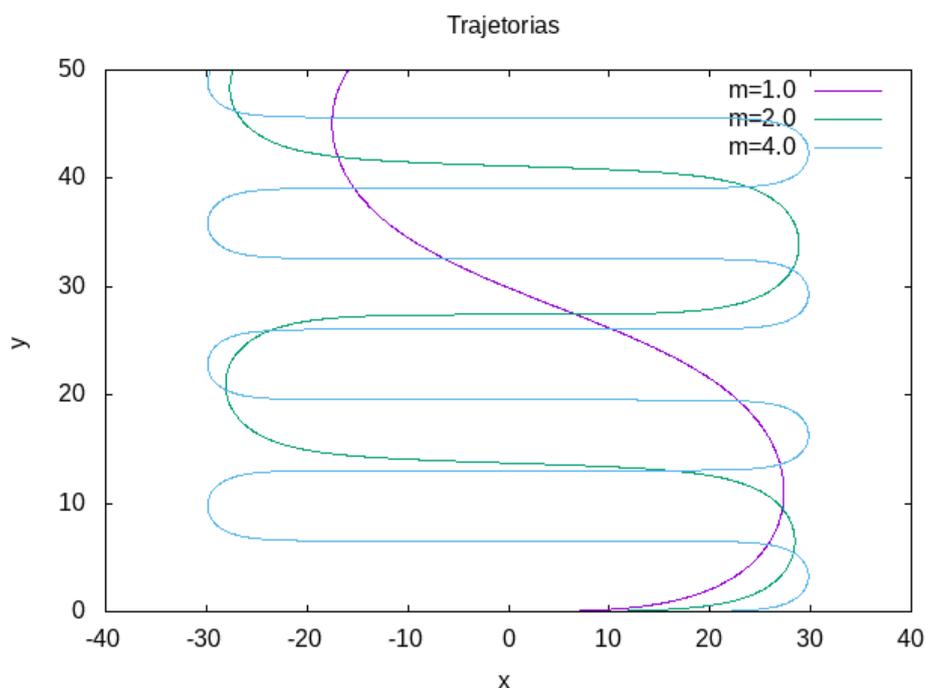


Figura 4.5: Variação da frequência na trajetória teórica, para diferentes momentos magnéticos. As curvas foram geradas com o campo $B = 8,3 \times 10^{-4}$ T, viscosidade $\eta = 10^{-3}$ Pa.s, frequência $f = 0,8$ Hz, para um organismo de raio $R = 3,0 \times 10^{-6}$ m e velocidade $v_0 = 100,00$ $\mu\text{m/s}$. Foram calculados para os momentos magnéticos $m = 1,0 \times 10^{-14}$ A.m², $m = 2,0 \times 10^{-14}$ A.m² e $m = 4,0 \times 10^{-14}$ A.m². Na figura os eixos x e y estão na escala de μm Fonte: autoria própria.

4.1.2 Variação dos valores de campo magnético

Seguindo o estudo do comportamento da trajetória, repetimos o procedimento para diferentes campos magnéticos. Assim, fixamos os valores: $m = 2,0 \times 10^{-14}$ A.m², $\eta = 10^{-3}$ Pa.s, $f = 0,8$ Hz, $R = 3,0 \times 10^{-6}$ m e $v_0 = 100,00$ $\mu\text{m/s}$. Utilizamos os valores de campo magnético $B = 1,0 \times 10^{-4}$ T, $B = 3,0 \times 10^{-4}$ T e $B = 6,0 \times 10^{-4}$ T. Esse resultado pode ser observado na figura 4.6, que mostra que a existência de um aumento na inclinação da reta associada à curva com tendência a se manter vertical, análogo ao caso do momento magnético, mas sem alterar a frequência.

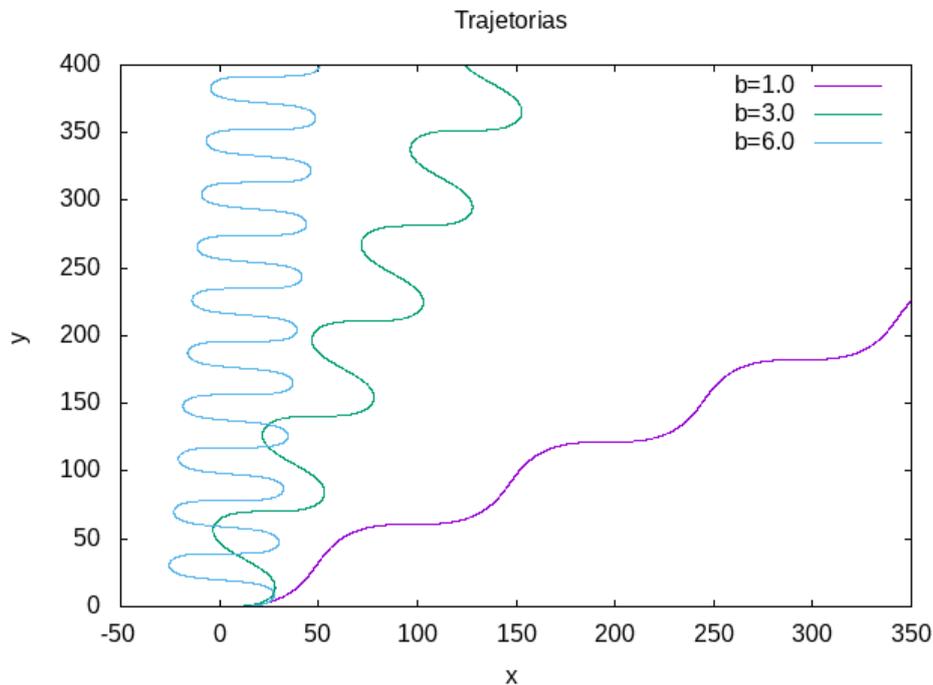


Figura 4.6: Variação da trajetória teórica para diferentes valores de campo magnético. Para calcular esse resultado, foram utilizados o momento magnético $m = 2,0 \times 10^{-14} \text{ A.m}^2$, viscosidade $\eta = 10^{-3} \text{ Pa.s}$, frequência de campo externo $f = 0,8 \text{ Hz}$, para um organismo de raio $R = 3,0 \times 10^{-6} \text{ m}$ e velocidade $v_0 = 100,00 \text{ } \mu\text{m/s}$. Os resultados foram tirados para os campos $B = 1,0 \times 10^{-4} \text{ T}$, $B = 3,0 \times 10^{-4} \text{ T}$ e $B = 6,0 \times 10^{-4} \text{ T}$. Na figura, os eixos x e y estão na escala de μm Fonte: autoria própria.

4.1.3 Variação dos valores de frequência

No estudo do comportamento da trajetória teórica em função da frequência, assumimos os seguintes valores como fixos: $m = 3,0 \times 10^{-14} \text{ A.m}^2$, $B = 8,3 \times 10^{-4} \text{ T}$, $\eta = 10^{-3} \text{ Pa.s}$, $R = 3,0 \times 10^{-6} \text{ m}$, $v_0 = 100,00 \text{ } \mu\text{m/s}$. As frequências usadas para os resultados foram $f = 0,5 \text{ Hz}$, $f = 0,7 \text{ Hz}$ e $f = 0,9 \text{ Hz}$. A trajetória produziu como mostrado na figura 4.7, uma alteração na frequência de oscilação como desejado, sem alterar a inclinação da curva.

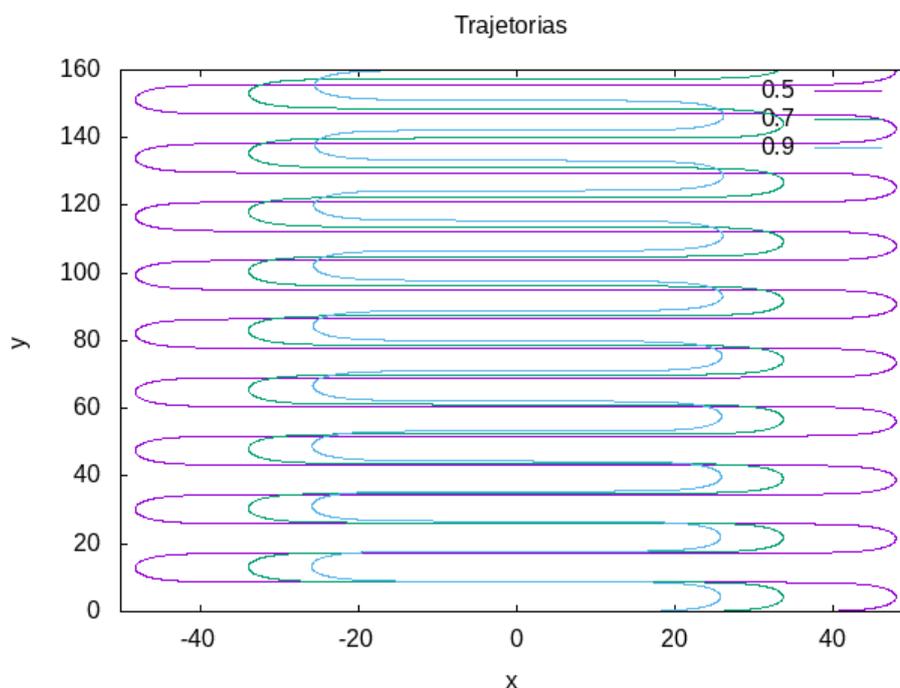


Figura 4.7: Variação da trajetória teórica para três frequências diferentes. Para esse estudo, utilizamos o momento magnético $m = 3,0 \times 10^{-14} \text{ A.m}^2$, o campo magnético $B = 8,3 \times 10^{-4} \text{ T}$, a viscosidade $\eta = 10^{-3} \text{ Pa.s}$, para um organismo de raio $R = 3,0 \times 10^{-6} \text{ m}$ e velocidade $v_0 = 100,00 \text{ } \mu\text{m/s}$. As frequências estudadas foram $f = 0,5 \text{ Hz}$, $f = 0,7 \text{ Hz}$ e $f = 0,9 \text{ Hz}$. Os eixos x e y na figura, estão todos na escala de μm . Fonte: autoria própria.

4.1.4 Variação dos valores de raio do organismo

O último parâmetro estudado foi o raio do organismo. Nesse caso, mantivemos fixos os seguintes parâmetros: $m = 3,0 \times 10^{-14} \text{ A.m}^2$, $B = 8,3 \times 10^{-4} \text{ T}$, $\eta = 10^{-3} \text{ Pa.s}$, $f = 0,8 \text{ Hz}$, $v_0 = 100,00 \text{ } \mu\text{m/s}$. Utilizamos para isso, os raios $R = 2,0 \times 10^{-6}$, $R = 3,0 \times 10^{-6}$ e $R = 4,0 \times 10^{-6} \text{ m}$. Sabendo que a equação possui um termo de raio ao cubo, esperávamos que a curva fosse fortemente sensível a esse parâmetro. Nesse estudo, podendo verificar pela figura 4.8, observamos que a curva se manteve vertical, ou produziu uma pequena variação para o raio $R = 2,0 \times 10^{-6} \text{ m}$, mas para os valores de raio $R = 3,0 \times 10^{-6} \text{ m}$ e $R = 4,0 \times 10^{-6} \text{ m}$, a curva mostrou uma tendência a se aproximar da horizontal, diminuindo sua inclinação.

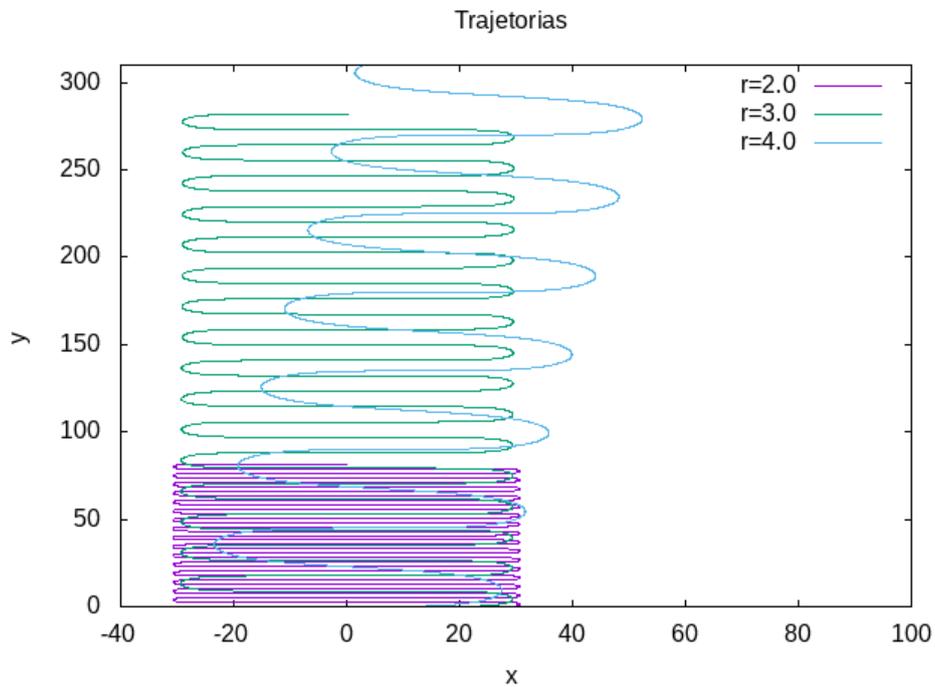


Figura 4.8: Trajetórias teóricas para diferentes valores de raio de organismos. Para esse estudo, fixamos o momento magnético $m = 3,0 \times 10^{-14} \text{ A.m}^2$, o campo magnético $B = 8,3 \times 10^{-4} \text{ T}$, a viscosidade $\eta = 10^{-3} \text{ Pa.s}$, a frequência $f = 0,8 \text{ Hz}$, para organismos com velocidade $v_0 = 100,00 \text{ } \mu\text{m/s}$. Assim, os raios utilizados foram $R = 2,0 \times 10^{-6} \text{ m}$, $R = 3,0 \times 10^{-6} \text{ m}$ e $R = 4,0 \times 10^{-6} \text{ m}$. Na figura, os eixos x e y estão todos na escala de μm . Fonte: autoria própria.

A variação dos valores de raio produziram também, como pode ser visto na figura 4.9, uma variação de frequência da curva. Nesse caso, verificamos que a frequência diminui à medida que o raio cresce.

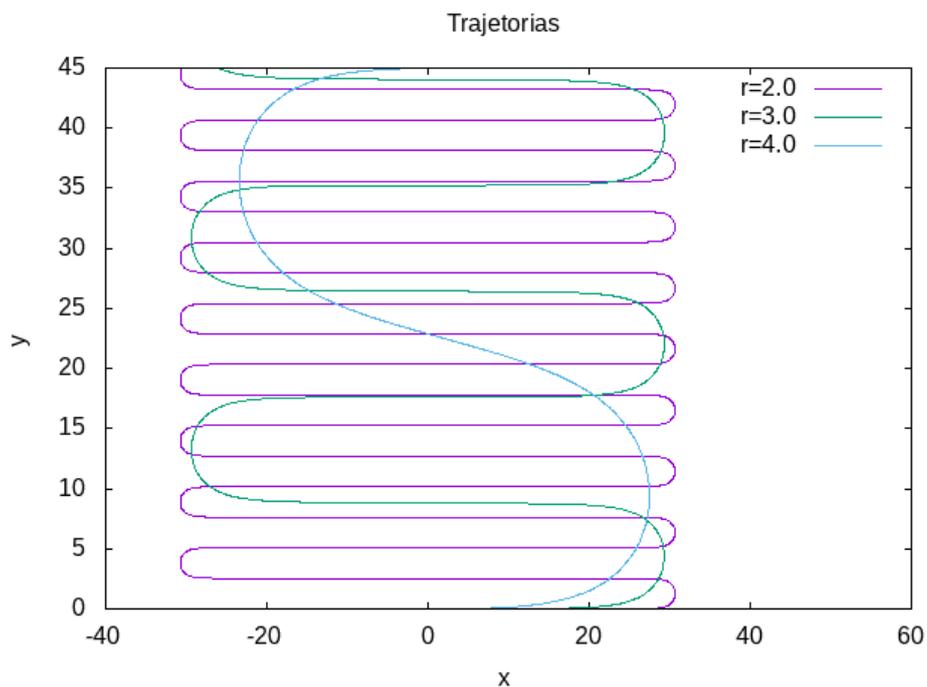


Figura 4.9: Variação na frequência da trajetória teórica para diferentes valores de raio do organismo. Foram utilizados como fixo os valores de momento magnético $m = 3,0 \times 10^{-14} \text{ A.m}^2$, de campo magnético $B = 8,3 \times 10^{-4} \text{ T}$, de viscosidade $\eta = 10^{-3} \text{ Pa.s}$, de frequência $f = 0,8 \text{ Hz}$, para organismos com velocidade $v_0 = 100,00 \text{ } \mu\text{m/s}$. Os raios utilizados foram $R = 2,0 \times 10^{-6}$, $R = 3,0 \times 10^{-6}$ e $R = 4,0 \times 10^{-6} \text{ m}$. Na figura, os eixos x e y estão todos na escala de μm Fonte: autoria própria.

Capítulo 5

Procedimentos metodológicos e experimentos

Nesse capítulo, descrevemos brevemente sobre o ciclo de vida desse organismo, mostramos o cenário de laboratório, equipamentos utilizados e como tratamos as amostras para retirada de resultados.

5.1 Ciclo de vida dos CMms

O CMm coletados nas águas salinas da lagoa de Araruma (RJ, 22^o 54'46" S 42^o 22' 22" O) têm um ciclo de vida de 6 estágios:

1. O organismo CMm é esférico composto por cerca de 20 células flageladas. Todas as células componentes são flageladas, piramidais e mantêm contato com uma região interna acelular numa distribuição aproximadamente helicoidal. Tem um diâmetro de cerca de 4 microns;
2. As células componentes aumentam de volume e o organismo passa a ter um diâmetro de cerca 5 microns, mantendo a mesma arquitetura e a mesma velocidade de migração;
3. Em seguida, ocorre uma divisão sincronizada de todas as células componentes. Agora o organismo possui cerca de 40 células menores, mantendo a arquitetura original.

Nos estágios 1-3, a velocidade de migração é aproximadamente paralela ao momento magnético, definindo um eixo de orientação;

4. O Organismo muda sua geometria e passa a ser um elipsóide. Neste estágio, a migração se dá numa direção inclinada em relação ao eixo maior do elipsoide, como na figura 5.1;

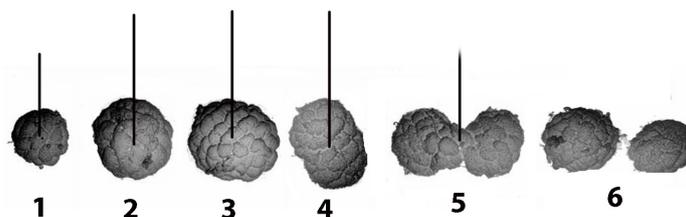


Figura 5.1: Estágios da divisão do *Candidatus Multicellularis magnetotactico*.
Fonte: Dr. Henrique Lins de Barros.

5. O organismo sofre uma constrição e atinge a forma de um halter e sua velocidade é na direção perpendicular ao eixo maior. O organismo gira ao redor da direção da velocidade e a velocidade de migração é muito baixa em relação à velocidade observada nos estágios 1-5, como na figura 5.1;
6. O organismo se divide em dois novos organismos multicelulares e o ciclo volta ao estágio 1. O ciclo todo deve ser mais longo que uma hora e nunca foi observada uma etapa unicelular no processo. Entre 300 e 1000 magnetossomos são encontrados em distribuição planar e próximos à membrana celular e em todas as células componentes. Esses magnetossomos devem aumentar durante os estágios 1 e 2 para que após a divisão (estágio 3) todas as células componentes tenham a informação magnética necessária para os demais estágios [8].

5.2 Preparação da amostra

Amostras com sedimentos coletados na lagoa de Araruama ($22^{\circ}52'S, 42^{\circ}23'O$) a 1 – 1,5 m de profundidade foram transportadas em vasilhas de plástico, colocadas no laboratório em aquários de vidro próximo à janela e mantidas em repouso por mais de 3 dias com

a salinidade da água (70/cc), sendo monitorada com o acréscimo de água doce. Essas, foram transferidas para um concentrador, mostrado na figura 5.2, e observadas em um microscópio invertido Nikon Eclipse TS100.



Figura 5.2: Pipeta utilizada para concentrar os organismos frente a um ímã magnético para orientá-los para a extremidade norte. Fonte: autoria própria.

Um ímã permanente foi colocado na extremidade do concentrador, visto na figura 5.2, com o polo norte próximo à extremidade da pipeta de haste fina, concentrando organismos do tipo SS em sua extremidade. Após cerca de 30 min, transferimos uma gota para a lâmina do microscópio e posicionamos um ímã permanente sobre a platina com o polo norte magnético virado para a gota, que fez com que os microrganismos magnetotáticos (bactérias cocos, bastonetes, multicelulares) migrassem para a borda da gota, como na figura 5.3. É importante enfatizar que o Polo Norte magnético se localiza no Polo Sul geográfico.

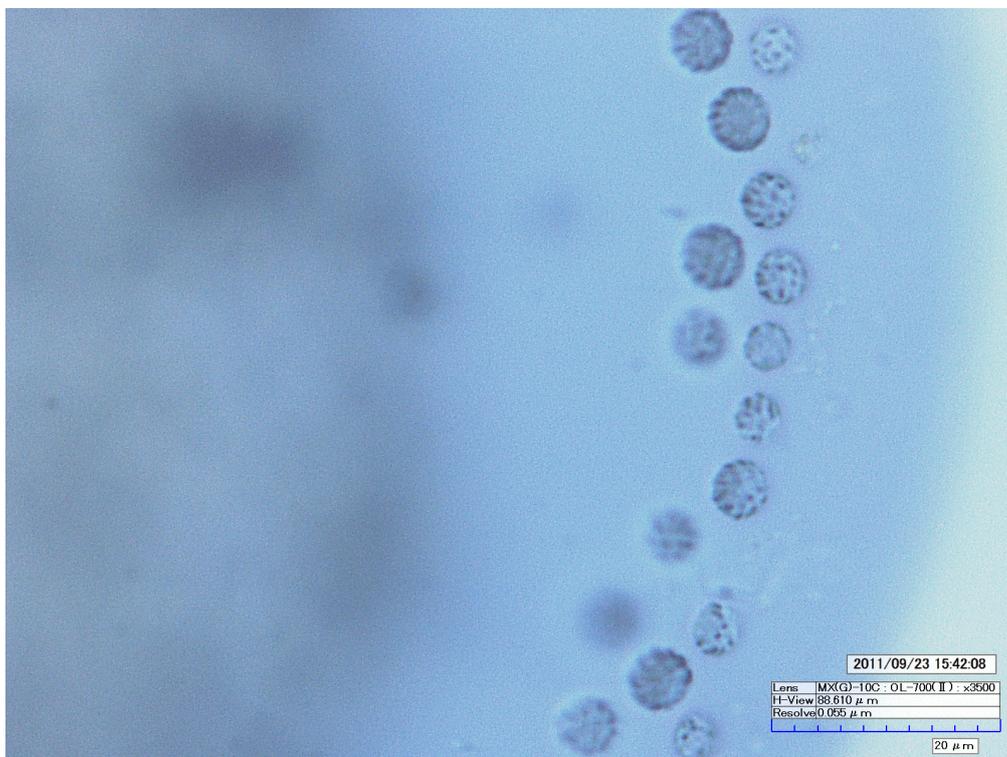


Figura 5.3: Borda de uma gota com CMm do tipo southseeking concentrados. Imagem capturada com o microscópio Hirox KH 7700. Fonte: autoria própria.

Assim, o ímã permanente é retirado e ligamos o gerador de corrente acoplado às bobinas de Helmholtz, instaladas na platina do microscópio. Essas bobinas são capazes de produzir um campo magnético homogêneo e oscilante no nosso trabalho com intensidade de $8,3 \times 10^{-4}$ T, medido pelo magnetômetro Hall effect magnetometer (GlobalMag Model TLMP-HALL 050), e frequência podendo variar de 200 a 2000 mHz. Dessa forma, utilizando a objetiva de 40X do microscópio, gravamos com a câmera interna do equipamento o movimento dos organismos em um vídeo de 52 quadros por segundo, obtendo a trajetória oscilante dos organismos com a preocupação de manter o foco. Foram gravados vídeos para diferentes frequências, mantendo sempre o valor de intensidade do campo magnético fixo.

5.3 Análise dos dados

Ao transportar os vídeos dos organismos para outro computador, utilizamos um software chamado ImageJ para analisar os dados. No ImageJ é possível seguir a trajetória de

um organismo frame a frame, como mostrado na figura 5.4, gerando uma tabela com as coordenadas em pixels para plotar um gráfico da trajetória correspondente. É feita previamente uma filmagem de uma escala nas mesmas condições de resolução, velocidade de quadros e ampliação dos vídeos feitos para os CMm. Utilizando ainda o ImageJ, conseguimos mapear a relação de pixels para micrometros (escala na qual estamos trabalhando).



Figura 5.4: Trajetória do organismo obtida com o auxílio do software ImageJ. A imagem foi obtida de uma filmagem utilizando a objetiva de 40x, onde cada píxel corresponde a $0,35 \mu m$. Fonte: autoria própria.

Esse procedimento é feito da seguinte maneira: selecionamos as extremidades superiores das divisões da escala no intervalo de 100 micrometros e geramos a tabela das posições, onde utilizamos a coluna correspondente ao eixo x e subtraímos toda a coluna pelo menor valor desta para localizarmos a origem da escala. Geramos também uma coluna numerada de 0 a 100, variando de 10 em 10, para representar os micrometros da escala. Plotando um gráfico dos pixels pelos micrometros, encontramos por meio do coeficiente angular da regressão linear desses pontos a procurada relação pixel-micrometros. Com o mapeamento encontrado, podemos converter diretamente as coordenadas x e y retiradas da trajetoria observada no vídeo com o ImageJ, dividindo suas colunas por esse coeficiente angular.

Um dado necessário para continuarmos com a análise desse organismo é o raio. Esse é calculado utilizando o mesmo software, no qual selecionamos um quadro onde o foco da câmera esteja visivelmente adequado sobre o organismo e marcamos quatro pontos: dois pegando as extremidades esquerda e direita na altura do centro do organismo e dois marcando os extremos superior e inferior, sendo todos eles retirados do mesmo quadro. Geramos assim quatro colunas, como segue a figura 5.5.

	X	y	X	y
1	esquerda	esquerda	direita	direita
2	cima	cima	baixo	baixo

Figura 5.5: Tabela explicativa das coordenadas das extremidades para calcular o diâmetro pelo ImageJ. Fonte: autoria própria.

Dividindo todas as colunas pelo coeficiente de mapeamento pixel-micrometros, obtemos todas as coordenadas em micrometros e assim calculamos o diâmetro com:

$$d_i = \sqrt{(col(1) - col(3))^2 + (col(2) - col(4))^2}, \quad (5.1)$$

onde $i=1,2$ representando as linhas 1 e 2. Dessa forma, obtemos o diâmetro horizontal e o vertical para tirarmos uma média e dividirmos por 2 para obter o raio.

Munido de todas as informações do ImageJ que precisavamos, migramos para outro software chamado Qtiplot para construir gráficos por meio de pontos, onde geramos três colunas: a primeira contendo a equação $i/\text{velocidade}$ de quadros para calcular o tempo, a segunda com os valores de x em pixels com a equação $x/\text{coeficiente de mapeamento}$ e a terceira, analogamente a de x , calculando a coluna $y/\text{coeficiente de mapeamento}$. Plotamos o gráfico de $x(t)$ e selecionamos uma faixa onde o gráfico esteja aproximadamente linear para obter, com o auxílio da regressão linear, o coeficiente angular, representando a velocidade do organismo em x no momento da curva em U e o tempo da mesma pela diferença dos extremos de x nessa faixa, exemplificado na figura 5.6. Dado que em y o organismo segue aproximadamente uma trajetória linear, como mostrado na figura 5.7, calculamos a regressão linear diretamente sem selecionar faixa e retiramos do coeficiente angular a velocidade em y . Por fim calculamos a velocidade $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$.

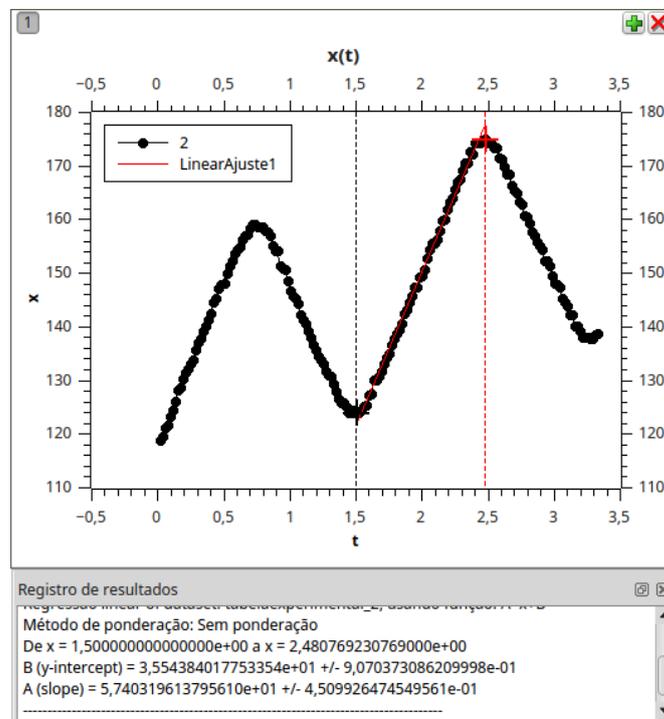


Figura 5.6: Exemplo da variação do eixo x com o tempo. Na figura, o eixo x está em μm e o tempo em s . Fonte: autoria própria.

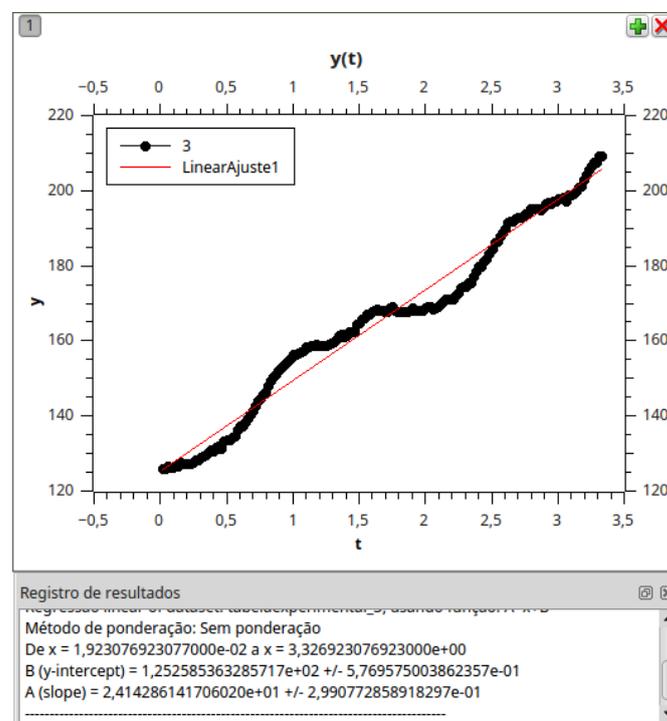


Figura 5.7: Movimento aproximadamente linear em y com o tempo. A reta associada foi obtida empregando o método dos mínimos quadrados. Na figura o eixo y está em μm e o tempo em s . Fonte: autoria própria.

Nesse momento utilizamos dois algoritmos escritos em C, onde no caso do primeiro ao inserir como dados de entrada os valores do raio, velocidade e tempo da volta em U, o algoritmo calcula teoricamente o momento magnético desse organismo. No segundo algoritmo, inserimos as mesmas informações juntamente aos valores de momento magnético e frequência, gerando um arquivo que contém a trajetória teórica correspondente a esses valores retirados da observação experimental. Assim, utilizando as colunas x e y exportadas do Qtiplot, em micrometros, da trajetória experimental, conseguimos comparar com a trajetória teórica obtida com o algoritmo no Gnuplot. Observando a diferença entre os extremos das curvas, reajustamos a curva experimental deslocando todos seus valores de x e y para centralizá-la e recobrir a curva teórica. Caso as curvas mostrem a mesma frequência e a mesma amplitude de oscilação, ou seja, exista um ajuste, obtemos assim o resultado com o momento magnético desejado de maneira mais confiável. A aplicação do método pode ser observado na figura 5.8, onde a trajetória teórica é ajustada com a experimental.

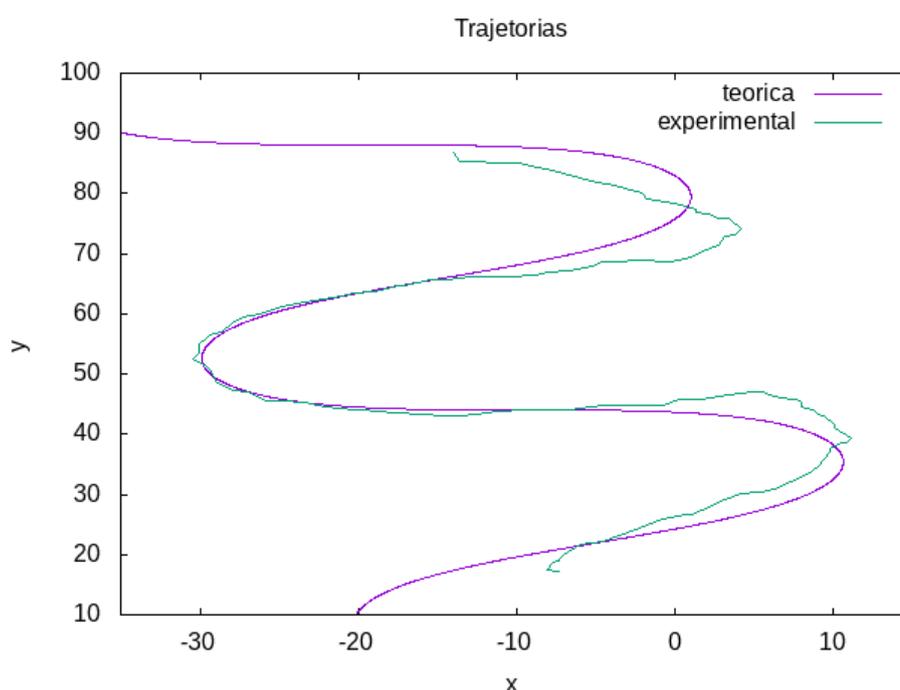


Figura 5.8: Sobreposição das curvas teórica e experimental. Nesse exemplo, obtivemos os valores experimentais, juntamente com a curva, $R = 3,79 \times 10^{-6} \text{ m}$, $v_0 = 64,59 \mu\text{m/s}$. Aplicamos um campo externo de intensidade $B = 8,3 \times 10^{-4} \text{ T}$, com frequência $f = 0,7 \text{ Hz}$ e viscosidade do fluido $\eta = 0,001 \text{ Pa.s}$. O momento magnético encontrado para essa curva teórica foi $m = 1,62 \times 10^{-14} \text{ A.m}^2$. Fonte: autoria própria.

Capítulo 6

Discussão dos Resultados e Conclusões

Como vimos anteriormente, nosso método de obtenção de resultados se baseia principalmente na coleta de informações à partir da filmagem experimental do organismo. Utilizando essa ferramenta podemos obter uma trajetória experimental como na figura 6.1.

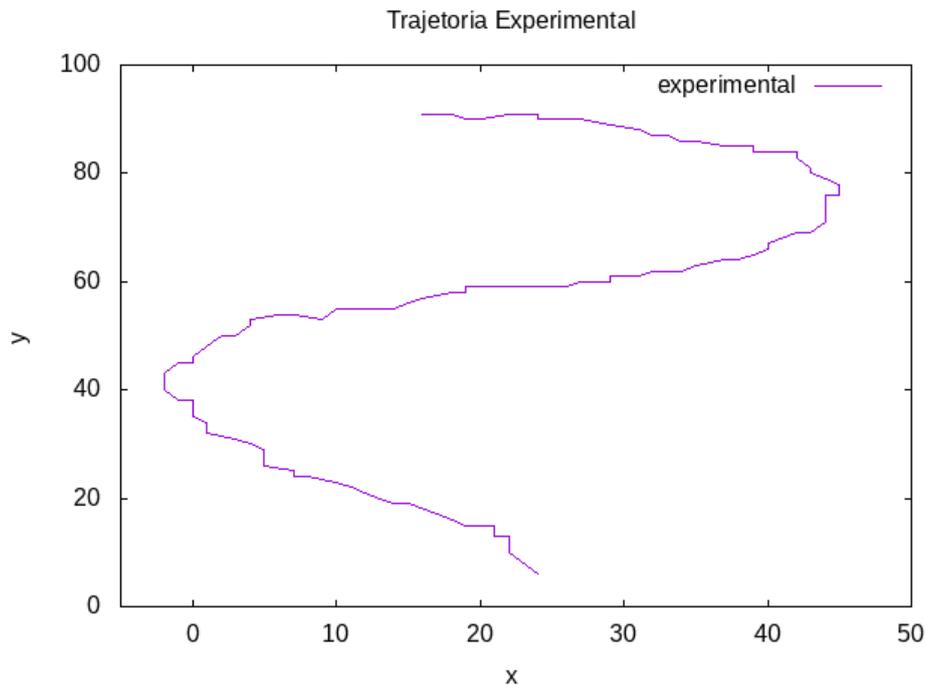


Figura 6.1: Trajetória experimental de um CMm obtida com o auxílio do software ImageJ. Para esse resultado, aplicamos um campo magnético de intensidade $B = 8,3 \times 10^{-14} T$, com frequência $f = 0,6 Hz$ e viscosidade do fluido $\eta = 0,001 Pa.s$. Os valores experimentais retirados foram raio $R = 3,23 \times 10^{-6} m$ e com velocidade $v_0 = 63,82 \mu m/s$. Fonte: autoria própria.

O vídeo correspondente a essa trajetória também é utilizado para retirar o raio do organismo que alimentará o algoritmo que determina o momento magnético pelo método da volta em U do organismo em questão. Aplicamos essas informações em outro algoritmo para que possamos encontrar a trajetória teórica pela volta em U, e assim comparar com a experimental. Nosso método faz uso desse resultado para buscar um valor de momento magnético que produza uma curva mais adequada com a experimental. Logo, quando as trajetórias estão com mesma frequência e os extremos da oscilação estão mais próximos possível, podemos dizer que o resultado foi correto na determinação do momento magnético.

Os organismos foram filmados em cinco frequências diferentes, sendo elas $f = 500mHz$, $f = 600mHz$, $f = 700mHz$, $f = 800mHz$ e $f = 900mHz$, mantendo uma intensidade de campo magnético fixo, $B = 8,3 \times 10^{-4} T$. Para cada frequência, foram feitas duas medidas com organismos diferentes.

6.1 Primeira medida

Seguindo essa prática, foi feita uma filmagem de uma amostra com o campo magnético oscilante de $B = 8,3 \times 10^{-4} T$ de intensidade e $f = 500 \text{ MHz}$ de frequência. Selecionamos um organismo, retiramos sua trajetória experimental e seu raio com o valor de $R = 3,32 \mu m$. Os parâmetros usados para calcular o momento magnético foram: constante de Boltzmann $k = 1,38 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \cdot \text{kg} / \text{s}^2 \cdot \text{K}$, temperatura $T = 300 K$, viscosidade da água $\eta = 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ e o tempo da volta em U $\tau_U = 1,09 \text{ s}$. O valor do momento magnético, encontrado pela volta em U, foi $m = 0,83 \times 10^{-14} \text{ A} \cdot \text{m}^2$ e a velocidade do organismo calculada a partir da trajetória experimental foi $v_0 = 76,60 \mu m / \text{s}$. A curva do método da volta em U pode ser observada na figura 6.2, chamada teorica vu. Com nosso método, encontramos um momento magnético $m = 0,74 \times 10^{-14} \text{ A} \cdot \text{m}^2$, gerando uma curva chamada teórica na figura 6.2, que mostra uma proximidade maior com a curva retirada experimentalmente, chamada experimental (figura 6.2). Podemos afirmar que o momento magnético possui um valor coerente em vista da figura apresentada, pois as frequências de oscilação das trajetórias são compatíveis, o movimento em y é coerente e em x possui uma pequena variação, podendo ser por um problema experimental onde o plano de observação possui uma inclinação no eixo z que não é possível controlar, logo seria um efeito de perspectiva de observação.

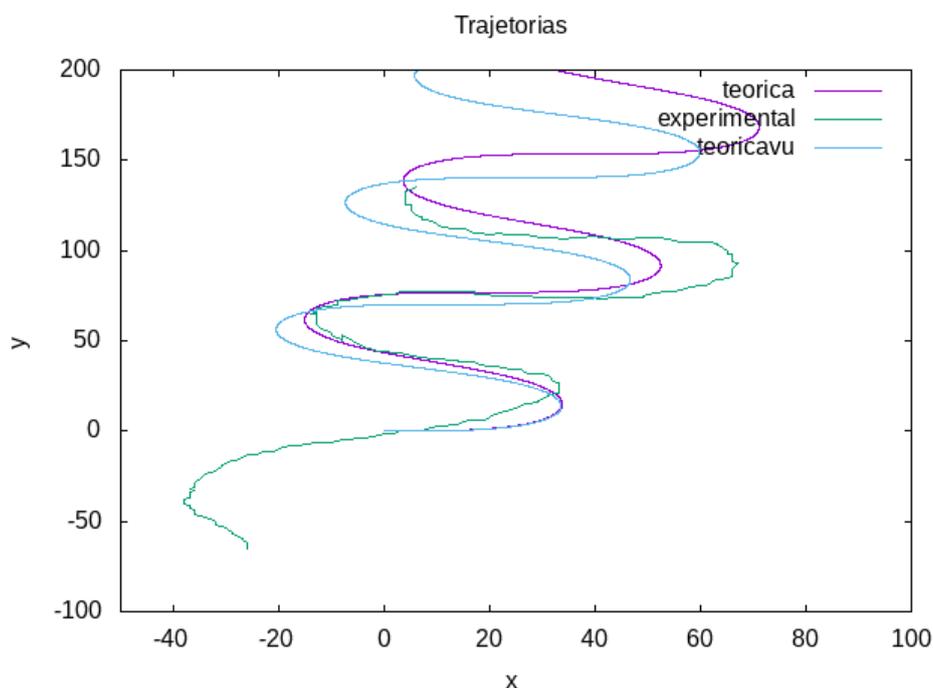


Figura 6.2: Sobreposição das trajetórias teórica e experimental de um CMm sob campo magnético oscilante de $8,3 \times 10^{-4} T$ e frequência $f = 500 mHz$. Para esse resultado, utilizamos o valor de raio $R = 3,32 \mu m$, constante de Boltzmann $k = 1,38 \times 10^{-23} m^2.kg/s^2.K$, temperatura $T = 300 K$, viscosidade da água $\eta = 10^{-3} Pa.s$, tempo da volta em U $\tau_U = 1,09 s$ e velocidade $v_0 = 76,60 \mu m/s$. O momento magnético para a volta em U, que produziu a curva teoricavu, foi $m = 0,83 \times 10^{-14} A.m^2$ e o momento magnético pelo nosso método, que produziu a curva teórica, foi $m = 0,74 \times 10^{-14} A.m^2$. Os eixos x e y, na figura, estão na escala de μm . Fonte: autoria própria.

Com a mesma amostra, aumentamos a frequência de oscilação do campo magnético externo para $600 mHz$. A análise da filmagem experimental nos resultou um raio de $R = 3,86 \mu m$ e com o tempo da volta em U sendo $\tau_U = 0,98 s$ obtivemos a velocidade $v_0 = 62,27 \mu m/s$. O raio obtido foi utilizado para calcular o momento magnético pela volta em U, que foi encontrado sendo $m = 1,55 \times 10^{-14} A.m^2$, nos permitindo encontrar a curva teórica para a volta em U (teoricavu, na figura 6.3). Com esse valor de momento magnético, buscamos por meio da análise das curvas um momento magnético que fosse mais adequado, encontrando esse como $m = 1,33 \times 10^{-14} A.m^2$ e gerando a curva teórica na figura 6.3.

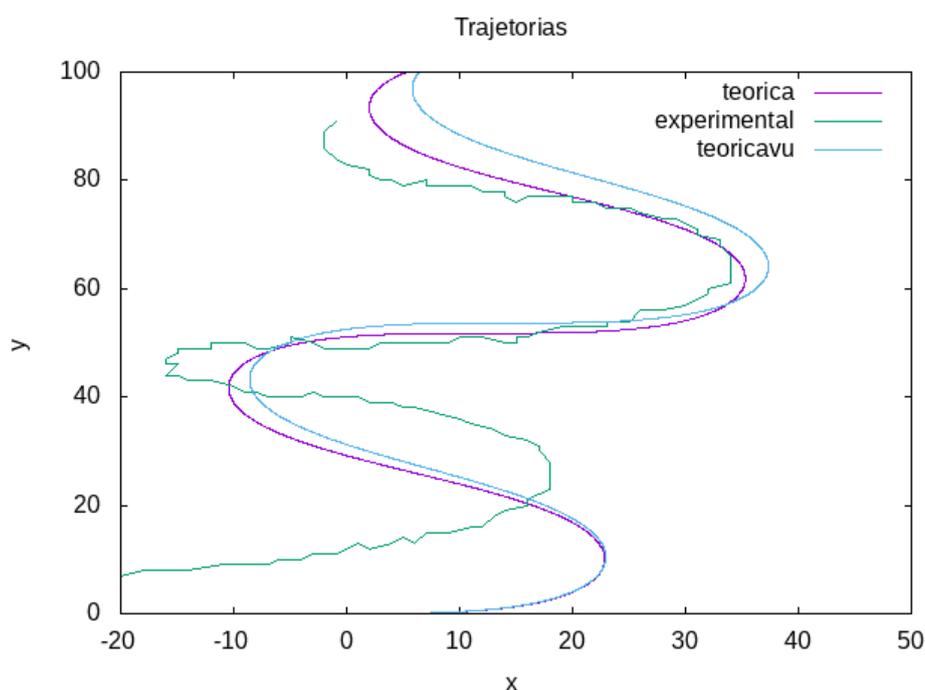


Figura 6.3: Comparação das trajetórias teórica e experimental da oscilação de um organismo para um campo magnético de magnitude $B = 8,3 \times 10^{-4} T$ e frequência de oscilação $f = 600 mHz$. Nesse caso, o raio encontrado foi $R = 3,86 \mu m$, com o tempo da volta em U $\tau_U = 0,98 s$ e velocidade $v_0 = 62,27 \mu m/s$. Assim, calculando pelo método da volta em U, produzindo a curva teoricavu, encontramos o momento magnético $m = 1,55 \times 10^{-14} A.m^2$. Com nosso método, usando os mesmos valores experimentais, obtivemos o momento magnético, produzindo a curva teórica de $m = 1,33 \times 10^{-14} A.m^2$. Os eixos x e y na figura, estão todos na escala de μm . Fonte: autoria própria.

O resultado para a frequência de $f = 600 mHz$ mostra que as curvas possuem a mesma frequência de oscilação e pouca variação nas coordenadas x e y, o que nos leva a acreditar que o momento magnético encontrado é satisfatório.

Seguindo o mesmo procedimento experimental e mantendo os mesmos parâmetros para obtenção do momento magnético, calculamos o raio de um organismo da mesma amostra dos resultados anteriores, com frequência $f = 700 mHz$, e encontramos $R = 3,45 \mu m$. No tratamento da curva experimental, calculamos o tempo da volta em U, obtendo $\tau_U = 0,55 s$ e uma velocidade de $v_0 = 43,70 \mu m/s$. O momento magnético encontrado pela volta em U foi $m = 2,00 \times 10^{-14} A.m^2$, gerando a curva teóricavu observada na figura 6.4, juntamente com a experimental retirada com o ImageJ. Buscando um momento magnético mais adequado, pela análise das curvas, encontramos

$m = 1,25 \times 10^{-14} A.m^2$, produzindo a curva teórica na figura 6.4

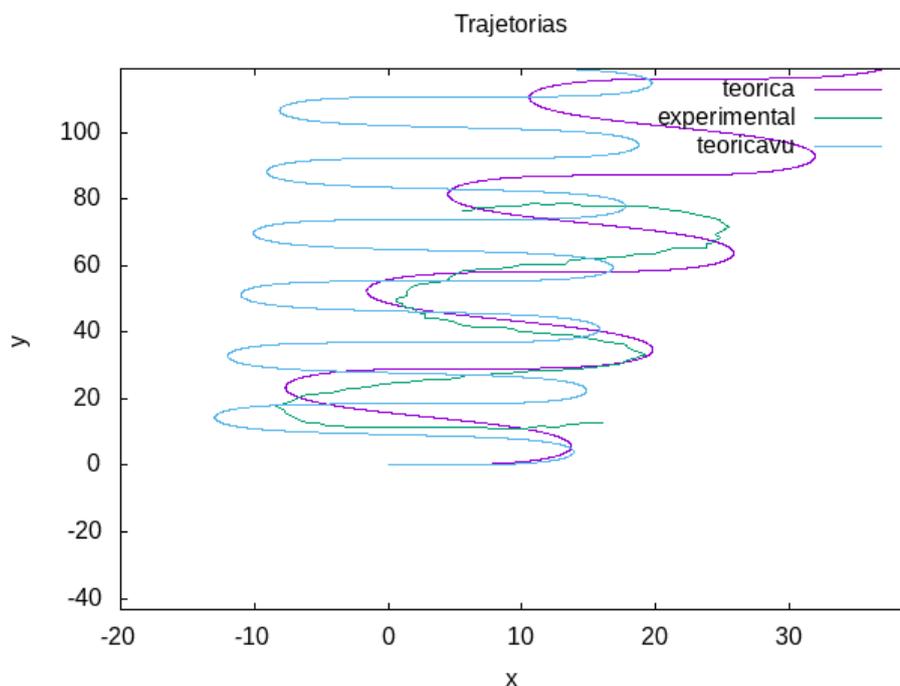


Figura 6.4: Curvas teórica e experimental da trajetória de um organismo para um campo de intensidade $B = 8,3 \times 10^{-4} T$ e frequência $f = 700 mHz$. Calculamos o raio do organismos obtendo $R = 3,45 \mu m$, com tempo da volta em U $\tau_U = 0,55 s$ e velocidade do organismo $v_0 = 43,70 \mu m/s$. O momento magnético, usando o algoritmo pelo método da volta em U, foi $m = 2,00 \times 10^{-14} A.m^2$, gerando a curva teoricavu. Com a aplicação do nosso método, utilizando os valores fixos apresentados, encontramos o momento magnético $m = 1,25 \times 10^{-14} A.m^2$, produzindo a curva teórica. Os eixos x e y da figura estão na escala de μm . Fonte: autoria própria.

A filmagem dos organismos na frequência de $f = 700 mHz$ mostrou uma grande variação de movimento na direção z, o que produz um problema de observação experimental onde o organismo perde o foco constantemente. Dessa forma, não é possível ter precisão em calcular o raio, e o plano de observação do microscópio e de movimento desse organismo possuem uma inclinação um em relação ao outro, produzindo uma imagem projetada que não superpõe adequadamente à curva teórica.

Ainda com a mesma amostra, mantendo os parâmetros para os resultados, geramos a curva experimental para a frequência de $f = 800 mHz$, resultando em um raio de $R = 4,17 \mu m$, com velocidade $v_0 = 77,57 \mu m/s$ e tempo da volta em U de $\tau_U = 0,63 s$. Dessas informações retiramos o momento magnético do organismo, pelo método da volta

em U, sendo $m = 3,29 \times 10^{-14} A.m^2$ e a curva teórica do método, chamada teoricavu, em sobreposição com a experimental, como na figura 6.5. Encontramos, pela observação das curvas em nosso método, um momento magnético $m = 3,20 \times 10^{-14} A.m^2$, gerando a curva chamada teórica na figura 6.5.

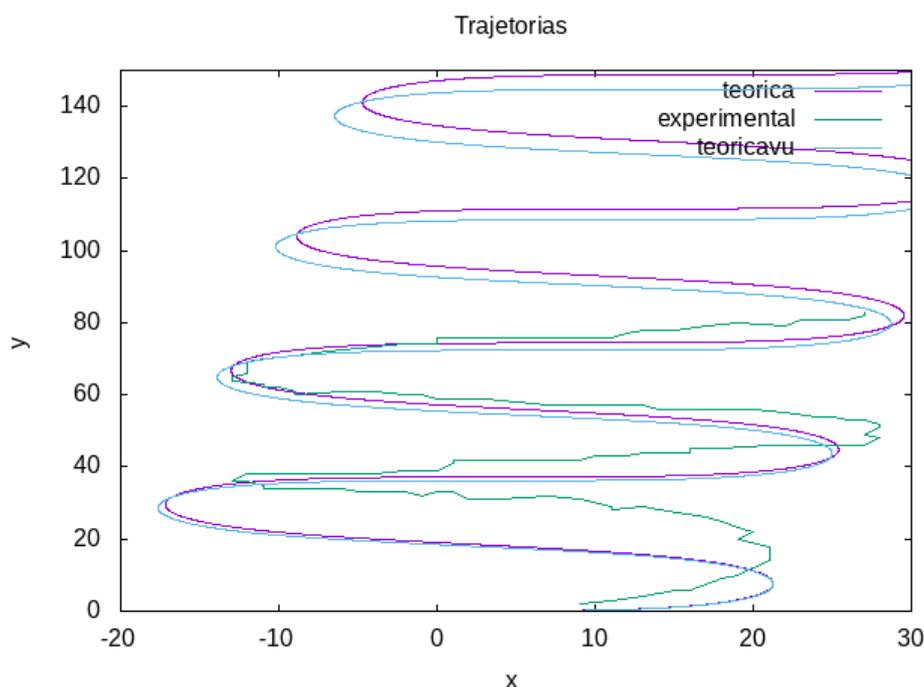


Figura 6.5: Curvas de comparação das trajetórias teórica e experimental de um organismo em um campo magnético de $B = 8,3 \times 10^{-4} T$ de intensidade e $f = 800 mHz$ de frequência. Nesse resultado, o raio do organismo foi $R = 4,17 \mu m$, com tempo da volta em U $\tau_U = 0,63 s$ e velocidade do organismo $v_0 = 77,57 \mu m/s$. O momento magnético encontrado, pelo método da volta em U, foi $m = 3,29 \times 10^{-14} A.m^2$, produzindo a curva teoricavu. Com nosso método, o momento magnético foi $m = 3,20 \times 10^{-14} A.m^2$, gerando a curva teórica. Os eixos x e y na figura, estão na escala de μm . Fonte: autoria própria.

O resultado para $f = 800 mHz$ produziu uma curva teórica muito bem ajustada à experimental, com pouca variação em x e y, mantendo uma frequência de oscilação coerente. Esse resultado leva à conclusão de que o momento magnético calculado está adequado para a modelagem teórica do organismo.

Ainda na mesma amostra, foi retirado outro resultado, mantendo novamente os parâmetros anteriores com frequência de $900 mHz$. O raio encontrado foi de $R = 3,70 \mu m$, a velocidade foi $v_0 = 68,97 \mu m/s$ e o tempo da volta em U $\tau_U = 0,61 s$. Aplicando esses resultados no algoritmo da volta em U, encontramos o momento magnético

$m = 2,29 \times 10^{-14} A.m^2$, gerando a curva teorica na figura 6.6. Com nosso método, observamos a influência do momento magnético nas curvas, encontramos o que ajustava melhor sendo $m = 2,00 \times 10^{-14} A.m^2$.

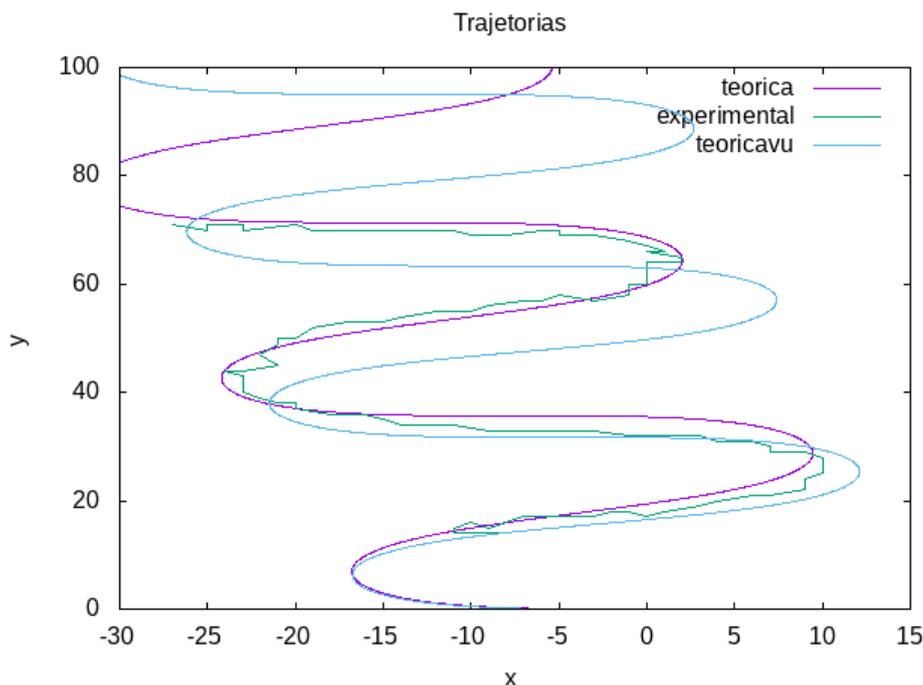


Figura 6.6: Resultado das curvas teórica e experimental sobrepostas para a frequência de oscilação 900 mHz e campo magnético oscilante de intensidade $B = 8,3 \times 10^{-4} T$. O raio encontrado foi $R = 3,70 \mu\text{m}$, com velocidade $v_0 = 68,97 \mu\text{m/s}$ e tempo da volta em U $\tau_U = 0,61 \text{ s}$. Aplicando esses valores no método da volta em U, obtivemos o momento magnético, que produziu a curva teorica, $m = 2,29 \times 10^{-14} A.m^2$. Com os mesmos valores, utilizando nosso método, encontramos o momento magnético $m = 2,00 \times 10^{-14} A.m^2$, gerando a curva teórica. Os eixos x e y, na figura, estão todos na escala de μm . Fonte: autoria própria.

Para $f = 900 \text{ mHz}$, o método que propomos gerou uma curva teórica com bom ajuste em relação a experimental, tendo pouca variação em x e y, mantendo uma frequência de oscilação coerente.

Os resultados dessas primeiras medidas são apresentados resumidamente na tabela 6.1, mostrando valores de frequência f , raio R , momento magnético do nosso método m_T , momento magnético da volta em U m_U e tempo da volta em U τ_U .

f (mHz)	R (μm)	v_0 ($\mu m/s$)	m_T ($\times 10^{-14} A.m^2$)	m_U ($\times 10^{-14} A.m^2$)	τ_U (s)
500	3,32	76,60	0,74	0,83	1,09
600	3,86	62,27	1,33	1,55	0,98
700	3,45	43,70	1,25	2,00	0,55
800	4,17	77,57	3,20	3,29	0,63
900	3,70	68,97	2,00	2,29	0,61

Tabela 6.1: Resumo dos resultados das primeiras medidas, com valores de frequência f em mHz, raio R em μm , momento magnético do nosso método m_T em $A.m^2$, momento magnético da volta em U m_U em $A.m^2$, tempo da volta em U τ_U em s e velocidade v_0 em $\mu m/s$.

6.2 Segunda medida

Para uma segunda medida, mantendo os parâmetros anteriores, utilizamos 500 mHz de frequência. Encontramos o raio como $R = 3,32\mu m$, tendo a velocidade $v_0 = 89,26 \mu m/s$ e tempo da volta em U $\tau_U = 0,75 s$. Com esses valores aplicados no algoritmo para a volta em U, encontramos o momento magnético $m = 1,33 \times 10^{-14} A.m^2$, gerando a curva teorica na figura 6.7. Com nosso método, ajustamos a curva e encontramos o momento magnético $m = 1,00 \times 10^{-14} A.m^2$.

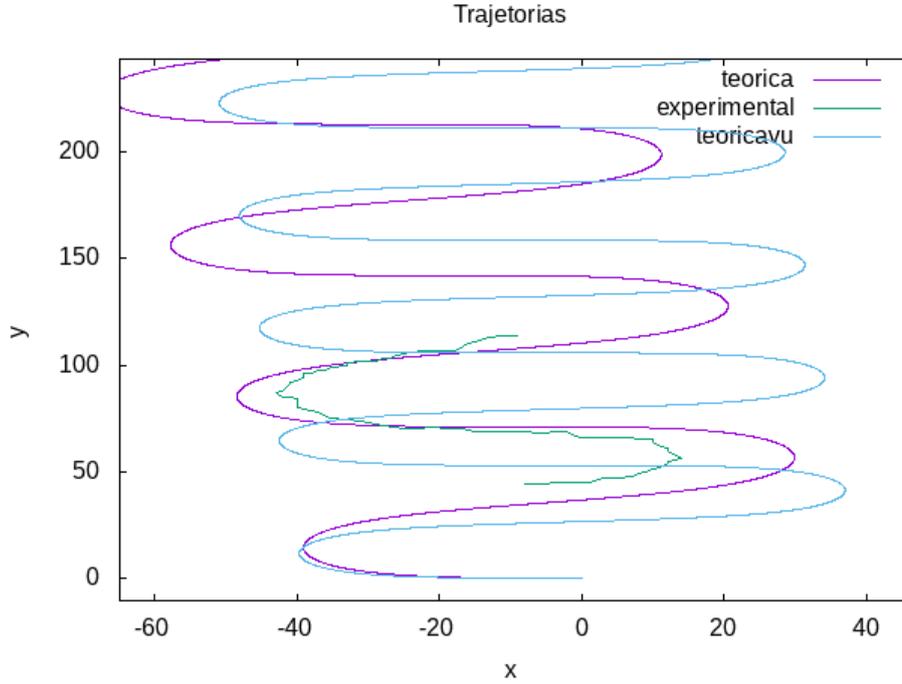


Figura 6.7: Resultado das curvas teórica e experimental sobrepostas para um segundo resultado com a frequência de oscilação 500 mHz e campo magnético oscilante de intensidade $B = 8,3 \times 10^{-4}\text{ T}$. O raio encontrado para esse caso foi $R = 3,32\mu\text{m}$, com velocidade $v_0 = 89,26\mu\text{m/s}$ e tempo da volta em U $\tau_U = 0,75\text{ s}$. Utilizando esses valores, o momento magnético pelo método da volta em U foi encontrado como $m = 1,33 \times 10^{-14}\text{ A.m}^2$, produzindo a curva teoricavu. Com os mesmos valores, aplicando nosso método, obtivemos o momento magnético $m = 1,00 \times 10^{-14}\text{ A.m}^2$, que gerou a curva teórica. Os eixos x e y, na figura, estão todos na escala de μm . Fonte: autoria própria.

A curva nessa segunda medida para $f = 500\text{ mHz}$ se ajusta melhor em termos de frequência, mas com a amplitude de oscilação no eixo x sendo relativamente distante. Um fator que pode ter influenciado nessa medida é o plano de observação.

Também realizamos com a frequência de 600 mHz , uma segunda medida. Nessa, o raio encontrado foi $R = 3,23\mu\text{m}$, com velocidade $v_0 = 63,82\mu\text{m/s}$ e tempo da volta em U $\tau_U = 1,01\text{ s}$. Aplicando esses valores no algoritmo para a volta em U, o momento magnético encontrado foi $m = 0,82 \times 10^{-14}\text{ A.m}^2$, gerando a curva teoricavu na figura 6.8. O ajuste da curva teórica pelo nosso método levou a um momento magnético de $m = 0,68 \times 10^{-14}\text{ A.m}^2$, que se encaixa melhor com a experimental.

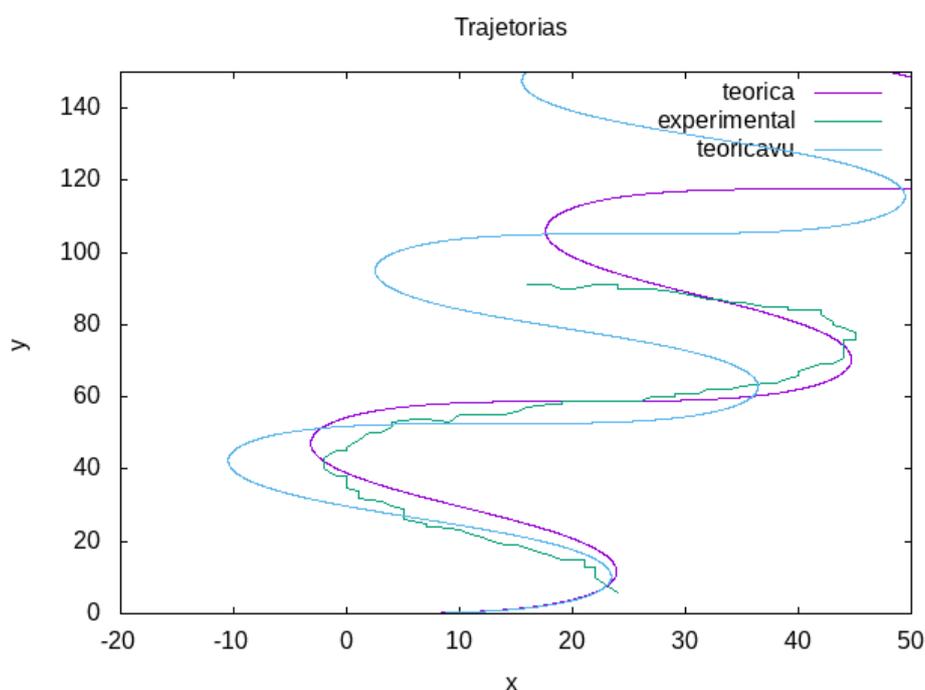


Figura 6.8: Resultado das curvas teórica e experimental sobrepostas para a frequência de oscilação 600 mHz e campo magnético oscilante de intensidade $B = 8,3 \times 10^{-4} T$. Nessa medida, encontramos o raio $R = 3,23\mu\text{m}$, com velocidade $v_0 = 63,82\mu\text{m/s}$ e o tempo da volta em U, $\tau_U = 1,01\text{s}$. Aplicando no algoritmo para a volta em U, o momento magnético obtido foi $m = 0,82 \times 10^{-14} A.m^2$, produzindo a curva teoricavu. Com os mesmos valores, utilizando nosso método, o momento magnético foi $m = 0,68 \times 10^{-14} A.m^2$, que gerou a curva teórica. Os eixos x e y, na figura, estão todos na escala de μm . Fonte: autoria própria.

Nesse resultado, para a segunda medida de $f = 600\text{ mHz}$, a curva teórica pelo nosso método possui uma boa concordância em termos de frequência e a amplitude de oscilação em x e y são bem próximas. Assim, mostramos que o resultado encontrado para o momento magnético possui mais precisão que o resultado proposto pelo método da volta em U.

Utilizando a frequência de 700 mHz para uma segunda medida, encontramos um raio de $R = 3,79\mu\text{m}$, com velocidade $v_0 = 64,59\mu\text{m/s}$ e tempo da volta em U $\tau_U = 0,78\text{s}$. Com esses valores aplicados no algoritmo para a volta em U, o momento magnético encontrado foi $m = 1,89 \times 10^{-14} A.m^2$, produzindo a curva teoricavu na figura 6.9. Ajustando a curva teórica pelo nosso método, obtivemos um momento magnético de $m = 1,62 \times 10^{-14} A.m^2$.

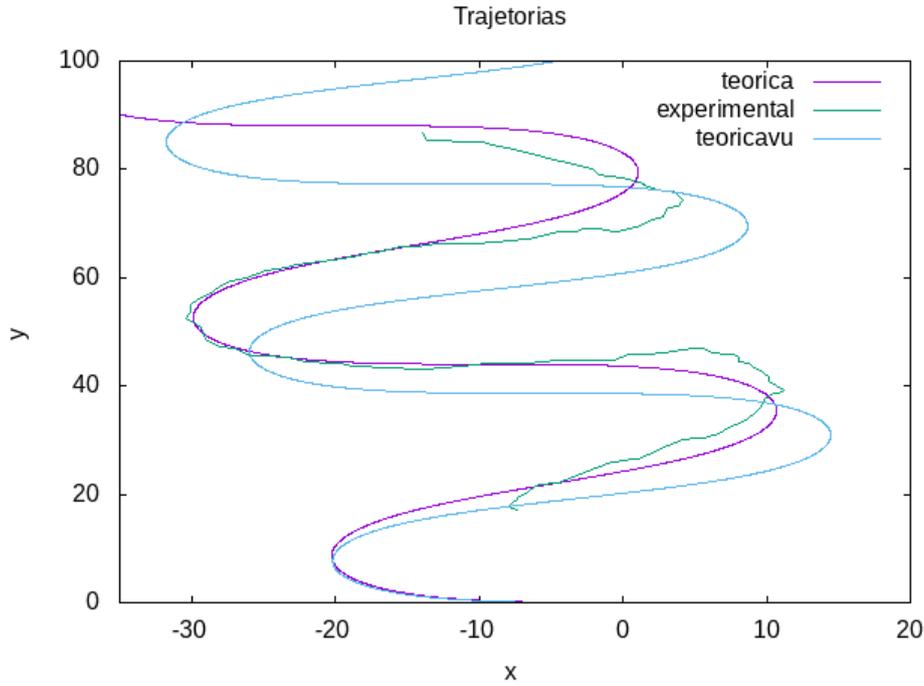


Figura 6.9: Resultado das curvas teórica e experimental sobrepostas para a frequência de oscilação 700 mHz e campo magnético oscilante de intensidade $B = 8,3 \times 10^{-4}\text{ T}$. Calculamos nesse caso, um raio de $R = 3,79\mu\text{m}$, com velocidade $v_0 = 64,59\mu\text{m/s}$ e tempo da volta em U $\tau_U = 0,78\text{ s}$. Aplicando esses valores no método da volta em U, encontramos o momento magnético, que produziu a curva teoricavu, $m = 1,89 \times 10^{-14}\text{ A.m}^2$. Com os mesmos valores, calculamos o momento magnético pelo ajuste da curva e encontramos $m = 1,62 \times 10^{-14}\text{ A.m}^2$, gerando a curva teórica. Os eixos x e y na figura, estão na escala de μm . Fonte: autoria própria.

Nessa segunda medida para a frequência $f = 700\text{ mHz}$, foi possível observar um ótimo ajuste da curva teórica pelo nosso método com a curva experimental, onde a frequência se encaixa muito bem e as amplitudes de x e y são bem próximas da experimental.

Em uma segunda medida, para a frequência de 800 mHz , encontramos o raio do organismo $R = 2,92\mu\text{m}$, com velocidade $v_0 = 60,03\mu\text{m/s}$ e tempo da volta em U $\tau_U = 0,76\text{ s}$. Com esses valores, utilizando o método da volta em U, obtivemos o momento magnético $m = 0,80 \times 10^{-14}\text{ A.m}^2$, gerando a curva teoricavu na figura 6.10. A curva teórica pelo nosso método, ajustada manualmente com a experimental, levou a um momento magnético de $m = 0,60 \times 10^{-14}\text{ A.m}^2$.

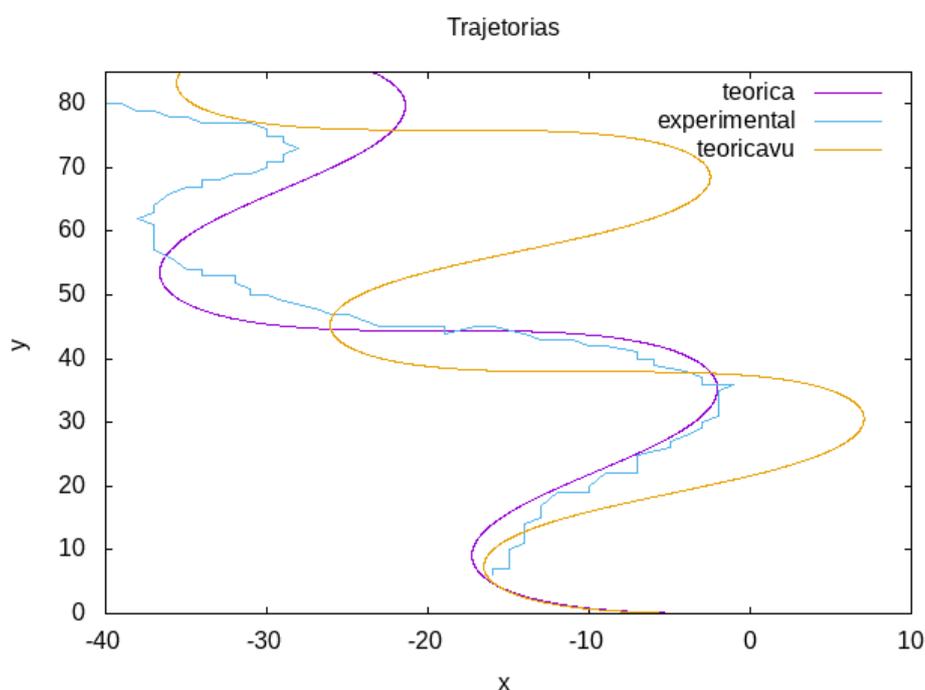


Figura 6.10: Resultado das curvas teórica e experimental sobrepostas para a frequência de oscilação 800 mHz e campo magnético oscilante de intensidade $B = 8,3 \times 10^{-4}\text{ T}$. O raio encontrado foi de $R = 2,92\mu\text{m}$, com velocidade $v_0 = 60,03\mu\text{m/s}$ e tempo da volta em U $\tau_U = 0,76\text{ s}$. Com esses valores, encontramos pelo método da volta em U o momento magnético $m = 0,80 \times 10^{-14}\text{ A.m}^2$, produzindo a curva teoricavu. Aplicando os mesmos no nosso método pelo ajuste da curva, encontramos o momento magnético $m = 0,60 \times 10^{-14}\text{ A.m}^2$, gerando a curva teórica. Os eixos x e y estão todos na escala de μm . Fonte: autoria própria.

Para essa segunda medida, na frequência $f = 800\text{ mHz}$, observamos uma boa aproximação em termos de frequência de oscilação da curva. Além disso, a amplitude da curva é bem próxima, gerando um bom ajuste.

O último resultado é uma segunda medida para a frequência de 900 mHz . Nessa medida, encontramos um raio $R = 3,7\mu\text{m}$, com velocidade $v_0 = 55,91\mu\text{m/s}$ e tempo da volta em U $\tau_U = 0,75\text{ s}$. Esses valores, utilizados no algoritmo para a volta em U, geraram um momento magnético $m = 1,82 \times 10^{-14}\text{ A.m}^2$ com a curva teoricavu associada na figura 6.8. Com nosso método, encontramos pelo ajuste da curva teórica, um momento magnético de $m = 1,40 \times 10^{-14}\text{ A.m}^2$.

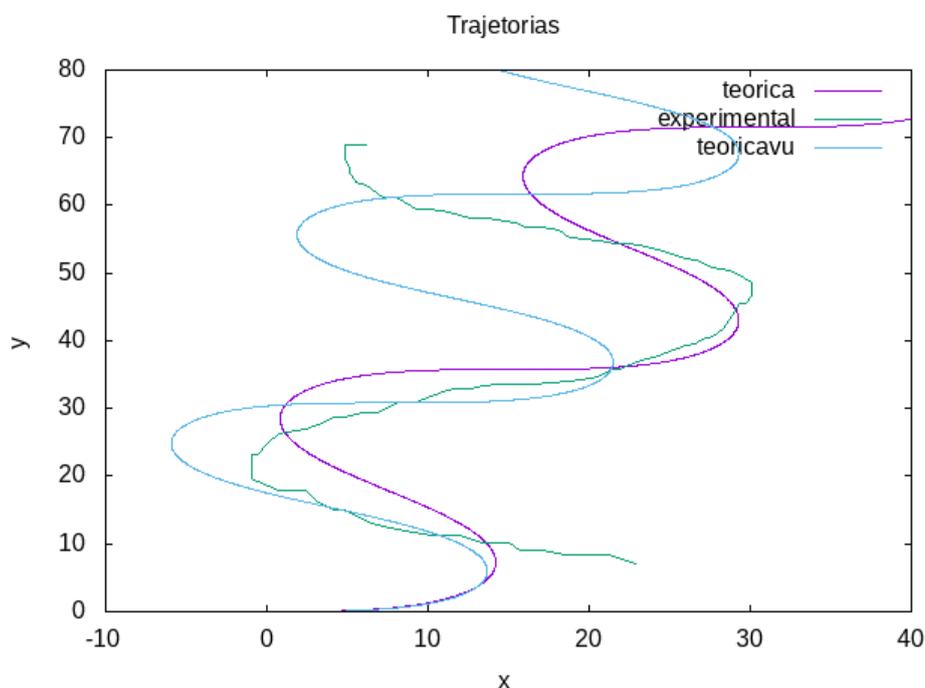


Figura 6.11: Resultado das curvas teórica e experimental sobrepostas para a frequência de oscilação 900 mHz e campo magnético oscilante de intensidade $B = 8,3 \times 10^{-4} \text{ T}$. Nessa medida, o raio encontrado foi $R = 3,7 \mu\text{m}$, com velocidade $v_0 = 55,91 \mu\text{m/s}$ e tempo da volta em U $\tau_U = 0,75 \text{ s}$. Assim, aplicando no método da volta em U, obtivemos o momento magnético $m = 1,82 \times 10^{-14} \text{ A.m}^2$, gerando a curva teoricavu. Com os mesmo valores, utilizando nosso método, obtivemos o momento magnético $m = 1,40 \times 10^{-14} \text{ A.m}^2$, produzindo a curva teórica. Os eixos x e y estão todos na escala de μm . Fonte: autoria própria.

Esse resultado, para a segunda medida de $f = 900 \text{ mHz}$, possui boa aproximação em amplitude dos eixos x e y, possuindo uma frequência similar e levando a concluir que se encaixa melhor com a experimental.

Os resultados das segundas medidas estão resumidos na tabela 6.2, mostrando valores de frequência f , raio R , momento magnético do nosso método m_T , momento magnético da volta em U m_U e tempo da volta em U τ_U .

f (mHz)	R (μm)	v_0 ($\mu\text{ m / s}$)	m_T ($\times 10^{-14} A.m^2$)	m_U ($\times 10^{-14} A.m^2$)	τ_U (s)
500	3,32	89,26	1,00	1,33	0,75
600	3,23	63,82	0,68	0,82	1,01
700	3,79	64,59	1,62	1,89	0,78
800	2,92	60,03	0,60	0,80	0,76
900	3,70	55,91	1,40	1,82	0,75

Tabela 6.2: Resumo dos resultados das segundas medidas, com valores de frequência f em mHz, raio R em μm , momento magnético do nosso método m_T em $A.m^2$, momento magnético da volta em U m_U em $A.m^2$, velocidade v_0 em $\mu\text{m/s}$ e tempo da volta em U τ_U em s.

Com esses valores da tabela, geramos um gráfico mostrando os valores de momento magnético pelo volume do organismo, utilizando para isso a equação do volume de uma esfera $vol = \frac{4}{3}\pi R^3$. Os resultados para menores valores de raio são mostrados na figura 6.12, com uma regressão linear dada pela equação $m(vol) = 0,012vol - 0,926$, bem ajustada com os pontos. Esse resultado mostra como esperado, que o momento magnético tende a crescer de acordo com o aumento do volume do organismo.

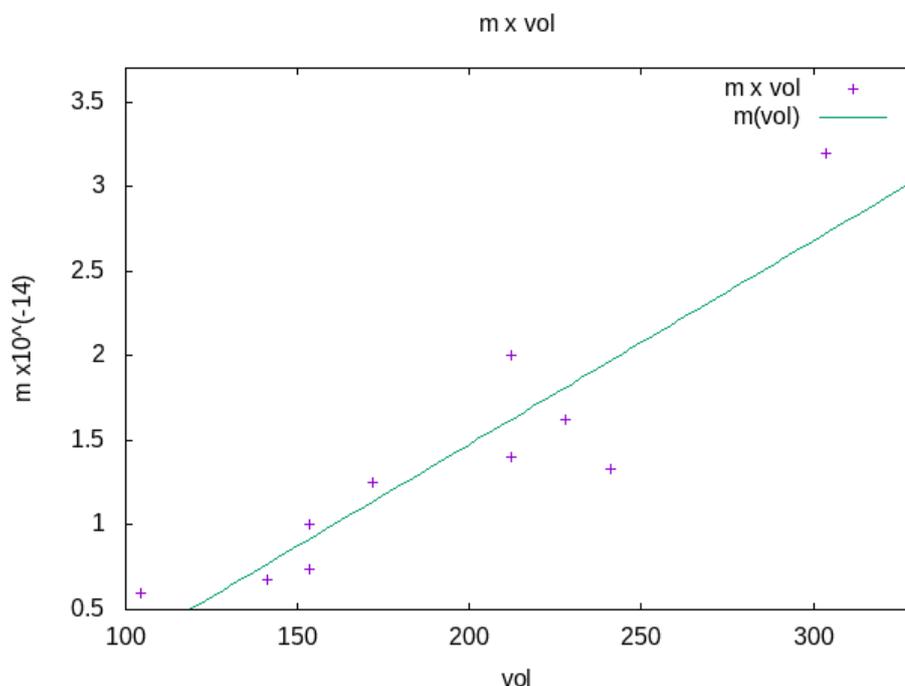


Figura 6.12: Gráfico da relação do momento magnético m , na escala de $10^{-14} A.m^2$ pelo volume vol em μm^3 . A regressão linear nesse caso foi dada por $m(vol) = 0,012vol - 0,926$. Fonte: autoria própria.

Os resultados das medidas mostraram uma grande eficiência na determinação do momento magnético dos organismos, em vista da sobreposição das curvas teórica e experimental encontradas, para cada frequência. Os momentos magnéticos estão dentro de uma faixa razoável, baseado em outros encontrados por diferentes métodos. Nosso método é trabalhoso, visto que existe a necessidade de transladar a curva experimental a cada momento magnético calculado para sobrepor a curva teórica que vai produzir um melhor ajuste. Apesar disso, não é o método mais complicado de utilizar, dando um resultado com maior precisão e confiabilidade quando aplicado.

No desenvolvimento teórico do método, partimos de conceitos básicos como a igualdade dos torques hidrodinâmico e magnético com a aproximação do torque viscoso sobre uma esfera girante. Como proposta de melhoria para futuros pesquisadores da área, sugerimos que esse método possa ser desenvolvido com torques viscosos para outros formatos de corpos, em termos do campo magnético externo, podendo ser calculado para diferentes perfis de fonte de oscilação. E como última proposta, verificar a possibilidade de desenvolver e modelar esse método para uma perspectiva tridimensional.

Referências Bibliográficas

- [1] S Bellini. Ulteriori studi sui “batteri magnetosensibili.”. *Salvatore Istituto di Microbiologia dell’Universita di Pavia*, 1963.
- [2] Bruno Leonardo do Nascimento-Dias. Uma breve síntese dos aspectos biofísicos das bactérias magnetotáticas e sua relação com a astrobiologia através da terraformação a brief summary of the biophysical aspects of magnetotactic bacteria and their relationship to astrobiology through terraforming un breve resumen de los aspectos biofísicos de las bacterias magnetotáticas y su. *Research, Society and Development*, 9(2):e55921962, 2020.
- [3] Richard Blakemore. Magnetotactic bacteria. *Science*, 190(4212):377–379, 1975.
- [4] Dennis A Bazylinski and Christopher T Lefèvre. Magnetotactic bacteria from extreme environments. *Life*, 3(2):295–307, 2013.
- [5] Lei Yan, Shuang Zhang, Peng Chen, Hetao Liu, Huanhuan Yin, and Hongyu Li. Magnetotactic bacteria, magnetosomes and their application. *Microbiological research*, 167(9):507–519, 2012.
- [6] Richard B Frankel and Richard P Blakemore. Magnetite and magnetotaxis in microorganisms. *Bioelectromagnetics: Journal of the Bioelectromagnetics Society, The Society for Physical Regulation in Biology and Medicine, The European Bioelectromagnetics Association*, 10(3):223–237, 1989.
- [7] Richard B Frankel. Magnetic guidance of organisms. *Annual review of biophysics and bioengineering*, 13(1):85–103, 1984.
- [8] Carolina N Keim, Juliana Lopes Martins, Henrique Lins de Barros, Ulysses Lins, and Marcos Farina. Structure, behavior, ecology and diversity of multicellular magnetotactic prokaryotes. In D. Schüler, editor, *Magnetoreception and magnetosomes in bacteria*, pages 103–132. Springer, 2006.

- [9] Marcelo Perantoni, Darci MS Esquivel, Eliane Wajnberg, Daniel Acosta-Avalos, Geraldo Cernicchiaro, and Henrique Lins de Barros. Magnetic properties of the microorganism *candidatus magnetoglobus multicellularis*. *Naturwissenschaften*, 96(6):685–690, 2009.
- [10] Andrey Sokolov, Igor S. Aranson, John O. Kessler, and Raymond E. Goldstein. Concentration dependence of the collective dynamics of swimming bacteria. *Phys. Rev. Lett.*, 98:158102, Apr 2007.
- [11] THEODORE L Jahn and EC Bovee. Movement and locomotion of microorganisms. *Annual Reviews in Microbiology*, 19(1):21–58, 1965.
- [12] Howard A. Stone and Aravinthan D. T. Samuel. Propulsion of microorganisms by surface distortions. *Phys. Rev. Lett.*, 77:4102–4104, Nov 1996.
- [13] Roseanne M Ford and Ronald W Harvey. Role of chemotaxis in the transport of bacteria through saturated porous media. *Advances in Water Resources*, 30(6-7):1608–1617, 2007.
- [14] Barry L Taylor, Igor B Zhulin, and Mark S Johnson. Aerotaxis and other energy-sensing behavior in bacteria. *Annual Reviews in Microbiology*, 53(1):103–128, 1999.
- [15] HGP Lins de Barros, DMS Esquivel, and M Farina. Magnetotaxis. *Science Progress (1933-)*, pages 347–359, 1990.
- [16] Dennis A Bazylinski and Richard B Frankel. Magnetosome formation in prokaryotes. *Nature Reviews Microbiology*, 2(3):217, 2004.
- [17] Arash Komeili, Zhuo Li, Dianne K Newman, and Grant J Jensen. Magnetosomes are cell membrane invaginations organized by the actin-like protein mamK. *Science*, 311(5758):242–245, 2006.
- [18] Christopher T Lefevre, Fernanda Abreu, Ulysses Lins, and Dennis A Bazylinski. A bacterial backbone: Magnetosomes in magnetotactic bacteria. *Metal Nanoparticles in Microbiology*, page 75, 2011.
- [19] Christopher T Lefèvre and Dennis A Bazylinski. Ecology, diversity, and evolution of magnetotactic bacteria. *Microbiol. Mol. Biol. Rev.*, 77(3):497–526, 2013.
- [20] Flavio S Nogueiral and Henrique GP Lins de Barros. Study of the motion of magnetotactic bacteria. *European Biophysics Journal*, 24(1):13–21, 1995.

- [21] Roger Duarte de Melo and Daniel Acosta-Avalos. The swimming polarity of multicellular magnetotactic prokaryotes can change during an isolation process employing magnets: evidence of a relation between swimming polarity and magnetic moment intensity. *European Biophysics Journal*, 46(6):533–539, 2017.
- [22] Richard B Frankel, RP Blakemore, FF Torres De Araujo, Darci Motta S Esquivel, and J Danon. Magnetotactic bacteria at the geomagnetic equator. *Science*, 212(4500):1269–1270, 1981.
- [23] FF Torres de Araujo, FA Germano, LL Goncalves, MA Pires, and Richard B Frankel. Magnetic polarity fractions in magnetotactic bacterial populations near the geomagnetic equator. *Biophysical journal*, 58(2):549–555, 1990.
- [24] Juliana L Martins, Thais S Silveira, Fernanda Abreu, Fernando P de Almeida, Alexandre S Rosado, and Ulysses Lins. Spatiotemporal distribution of the magnetotactic multicellular prokaryote *Candidatus Magnetoglobus multicellularis* in a brazilian hypersaline lagoon and in microcosms. *Int. Microbiol*, 15(3):141–149, 2012.
- [25] Rohan Nadkarni, Solomon Barkley, and Cécile Fradin. A comparison of methods to measure the magnetic moment of magnetotactic bacteria through analysis of their trajectories in external magnetic fields. *PloS one*, 8(12):e82064, 2013.
- [26] Piotr Garstecki and Marek Cieplak. Swimming at low reynolds numbers—motility of micro-organisms. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 21(20):200301, 2009.
- [27] Edward M Purcell. Life at low reynolds number. *American journal of physics*, 45(1):3–11, 1977.
- [28] Richard B Frankel and RP Blakemore. Navigational compass in magnetic bacteria. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 15(3):1562, 1980.
- [29] A Cēbers and M Ozols. Dynamics of an active magnetic particle in a rotating magnetic field. *Physical Review E*, 73(2):021505, 2006.
- [30] Henrique Lins de Barros and Daniel Acosta-Avalos. A simple method to estimate the magnetic moment of magnetic micro-particles. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 320(14):e215–e217, 2008.
- [31] Derek Jackson and Brian Launder. Osborne reynolds and the publication of his papers on turbulent flow. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 39:19–35, 2007.

- [32] Howard C Berg. *Random walks in biology*. Princeton University Press, 1993.
- [33] Lev Davidovich Landau and Evgenii Mikhailovich Lifshitz. *Fluid mechanics*. 1987.
- [34] Edson José Vasques, Paulo Menegasso, and Mariano de Souza. Explorando a conexão entre a mecânica dos fluidos e a teoria cinética. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, 38(1):1307, 2016.
- [35] John Happel and Howard Brenner. *Low Reynolds number hydrodynamics: with special applications to particulate media*, volume 1. Springer Science & Business Media, 2012.
- [36] Reitz Milford and Robert W Christy. *Fundamentos de la teoría electromagnética*. Campus, 1982.
- [37] AS Bahaj and PAB James. Characterisation of magnetotactic bacteria using image processing techniques. *IEEE Transactions on Magnetism*, 29(6):3358–3360, 1993.
- [38] Darci Motta S Esquivel and Henrique GP Lins De Barros. Motion of magnetotactic microorganisms. *Journal of experimental biology*, 121(1):153–163, 1986.