

MNPEF Mestrado Nacional
Profissional em
Ensino de Física



Thiago Felipe Domingos Dias Fernandes

**FLUIDODINÂMICA COMPUTACIONAL
NO ENSINO DE FÍSICA.**

Catalão

Fevereiro de 2017

TERMO DE CIÊNCIA E DE AUTORIZAÇÃO PARA DISPONIBILIZAR AS TESES E DISSERTAÇÕES ELETRÔNICAS NA BIBLIOTECA DIGITAL DA UFG

Na qualidade de titular dos direitos de autor, autorizo a Universidade Federal de Goiás (UFG) a disponibilizar, gratuitamente, por meio da Biblioteca Digital de Teses e Dissertações (BDTD/UFG), regulamentada pela Resolução CEPEC nº 832/2007, sem ressarcimento dos direitos autorais, de acordo com a Lei nº 9610/98, o documento conforme permissões assinaladas abaixo, para fins de leitura, impressão e/ou *download*, a título de divulgação da produção científica brasileira, a partir desta data.

1. Identificação do material bibliográfico: **Dissertação** **Tese**

2. Identificação da Tese ou Dissertação

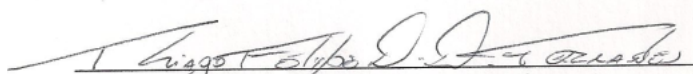
Nome completo do autor: Thiago Felipe Domingos Dias Fernandes

Título do trabalho: FLUIDODINÂMICA COMPUTACIONAL NO ENSINO DE FÍSICA

3. Informações de acesso ao documento:

Concorda com a liberação total do documento SIM NÃO¹

Havendo concordância com a disponibilização eletrônica, torna-se imprescindível o envio do(s) arquivo(s) em formato digital PDF da tese ou dissertação.


Assinatura do (a) autor (a)

Data: 27/02/2017

¹ Neste caso o documento será embargado por até um ano a partir da data de defesa. A extensão deste prazo suscita justificativa junto à coordenação do curso. Os dados do documento não serão disponibilizados durante o período de embargo.

Thiago Felipe Domingos Dias Fernandes

**FLUIDODINÂMICA COMPUTACIONAL
NO ENSINO DE FÍSICA.**

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Ensino de Física no Curso de Mestrado Profissional de Ensino de Física (MNPEF), como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ensino de Física.

Orientador: Dr. Nilton Luís Moreira

Catalão

Fevereiro de 2017

Ficha de identificação da obra elaborada pelo autor, através do Programa de Geração Automática do Sistema de Bibliotecas da UFG.

FERNANDES, Thiago Felipe D. D.
FLUIDODINÂMICA COMPUTACIONAL NO ENSINO DE FÍSICA
[manuscrito] / Thiago Felipe D. D. FERNANDES. - 2017.
CXLIII, 143 f.: il.

Orientador: Prof. Dr. Nilton Luis Moreira.
Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal de Goiás, Unidade Acadêmica Especial de Física e Química, Catalão, Programa de Pós Graduação em Ensino de Física, Catalão, 2017.

Bibliografia. Anexos. Apêndice.

Inclui tabelas, algoritmos, lista de figuras, lista de tabelas.

1. ENSINO DE FÍSICA. 2. DINÂMICA DOS FLUIDOS. 3.
SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL. I. Moreira, Nilton Luis, orient. II. Título.

CDU 532



Serviço Público Federal
Ministério da Educação
Universidade Federal de Goiás – Regional Catalão
Coordenação do Programa de Pós-Graduação em Ensino de Física



Relatório de Defesa de Dissertação
Candidato: **Thiago Felipe Domingos Dias Fernandes**

Aos 24/02/2017 às 13:30 horas, realizou-se na Universidade Federal de Goiás – Regional Catalão a Defesa de Dissertação de Mestrado sob o título: Fluidodinâmica Computacional no Ensino de Mecânica dos Fluidos pelo candidato: **Thiago Felipe Domingos Dias Fernandes** Ao final dos trabalhos a banca examinadora reuniu-se em sessão reservada para o julgamento tendo os membros chegado ao seguinte resultado:

Participantes da Banca:	Função	Instituição
Prof. Dr. Nilton Luis Moreira	Presidente	UAEF-UFG
Prof. Dr. Claudio José da Silva	Titular	IF-Goiânia
Prof. Dr. Eduardo Sérgio de Souza	Titular	UAEF-UFG
Prof. Dr. Paulo Eduardo Gonçalves de Assis	Titular	UAEF-UFG

Resultado Final: APROVADO

Parecer da Comissão Julgadora:

A comissão julgou APROVADO mediante correções

Encerrada a sessão reservada, o presidente informou ao público presente o resultado. Nada mais havendo a tratar, a sessão foi encerrada e, para constar eu Milana Jacob da Silva representante do Programa de Pós Graduação em Ensino de Física lavrei o presente relatório que será assinado por mim e pelos membros da banca examinadora.

Prof. Dr. Nilton Luis Moreira

Prof. Dr. Claudio José da Silva

Prof. Dr. Eduardo Sérgio de Souza

Prof. Dr. Paulo Eduardo Gonçalves de Assis

Representante do PPG Camila Regina Silva

() Não houve alteração no título.

(X) Houve. O novo título passa a ser:

FLUIDODINÂMICA COMPUTACIONAL NO ENSINO DE FÍSICA.

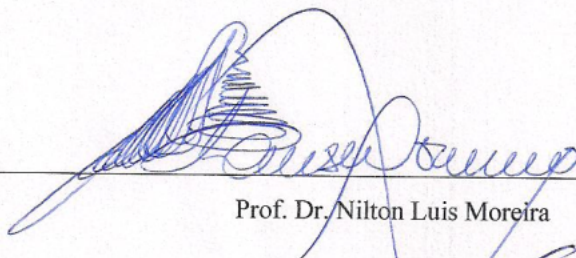


Serviço Público Federal
Ministério da Educação
Universidade Federal de Goiás – Regional Catalão
Coordenação do Programa de Pós-Graduação em Ensino de Física

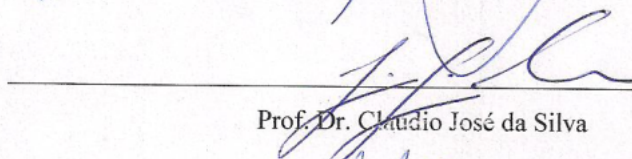


Folha de Aprovação

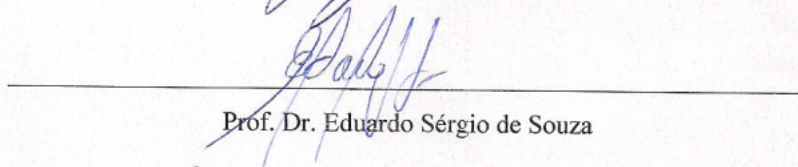
*Assinatura dos membros da comissão examinadora que avaliou e aprovou a defesa de Dissertação de Mestrado do candidato **Thiago Felipe Domingos Dias Fernandes** realizada em 24 de Fevereiro de 2017.*



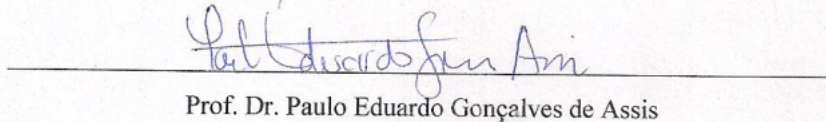
Prof. Dr. Nilton Luis Moreira



Prof. Dr. Claudio José da Silva



Prof. Dr. Eduardo Sérgio de Souza



Prof. Dr. Paulo Eduardo Gonçalves de Assis

A Deus, que foi criativo. Seu fôlego de vida me foi sustendo e deu coragem para questionar realidades e sonhar com um universo de novas possibilidades.

Agradecimentos

Desde a tenra infância, dado a minha criação e a religião em que cresci, o tratamento em relação ao ato de agradecer sempre foi algo muito comum. Foi uma dura caminhada, de abdições e sacrifícios, mas que ao chegar ao final acaba provando o que o dito popular a muito tempo repete: "Mar calmo nunca fez bom marinheiro".

Agradeço a Deus, que me deu o sopro de vida e me guiou pelos caminhos das pedras, sendo meu cerne e me mostrando em vários momentos sua infinita sabedoria. Agradeço aos meus antepassados, que ao longo de suas existências, moldaram o que sou hoje. Minha moralidade e conduta são frutos dos seus passos e sei que reside em mim a responsabilidade de manter essa retidão absoluta. Em especial (*in memoriam*) a minha avó Nina que, no início da vida, me ensinou o amor incondicional a família e ao meu avô José Dias (*in memoriam*) que me foi exemplo de perseverança e que os melhores frutos são aqueles que colhemos do trabalho árduo.

Agradeço aos meus pais, que me guiaram neste mundo, que lutaram e se sacrificaram para proporcionar a educação que hoje consigo. Ao meu Pai Marcio, que me foi exemplo por toda minha vida, que é meu eterno herói, de quem herdei com muita honra o gosto pelo conhecimento, pelo saber e pelas maquinas. A minha mãe Eliane, eterna guia, confidente e professora, de quem herdei o gosto pela profissão que hoje muito me orgulho de seguir. Sei que sou a soma de ambos e sou grato em todas as instâncias de minha vida por tudo que são para mim. Palavras são poucas para expressar tamanho amor que sinto por ambos. Obrigado por tudo. Ao meu irmão Lucas, meu eterno parceiro e amigo. Saiba que eternamente pode contar comigo.

Agradeço a minha família em Uberaba, Avô Djalma Fernandes, Madrinha Cátia e Tia Carmelita, por me acolherem ao longo dos 6 maravilhosos anos que passei ao lado de vocês. Seu apoio e amor foram imprescindíveis. A minha vó Adair Anastácio, pelo amor e apoio que sempre me teve. Seus ensinamentos ecoaram em todas as existências de nossa linhagem. A minha tia Prof. Dr^a. Vera Lúcia, que sempre foi exemplo de profissional e pesquisadora. Seu incentivo e empolgação sempre me foi ânimo para persistir nos estudos.

Agradeço a minha namorada Natália Mundim, que foi minha parceira e confidente por todos esses 5 anos que compartilhamos. Me foi apoio ao longo desta caminhada e fez perceber que o verdadeiro amor é aquele que nasce do companheirismo. Agradeço aos amigos amealhados pelo caminho, pelos momentos de boas risadas, pelas madrugadas de estudo e pelas tardes de boas discussões no grupo carinhosamente apelidado de "Dark Side".

Ao Prof. Dr. Nilton Luis Moreira, meu orientador, agradeço pela paciência e esforço dispendido, pela confiança depositada e pelas imensas contribuições na minha formação pessoal e profissional. Levarei para sempre seus ensinamentos como profissional e pessoa admirável. Aos professores, funcionários e colegas do Curso de Pós-graduação em Ensino de Física da UFG

- Câmpus Catalão.

Agradeço a Unicaldas - Faculdade de Caldas Novas, por me abrir as portas para moldar "na prática" o profissional que sou hoje. Sua ajuda foi imprescindível para que a interface fruto desta pesquisa fosse de encontro com a perspectiva educacional a que se propõe.

À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de Goiás (FAPEG) pelo auxílio financeiro ao longo de toda a pesquisa.

"Nobre é o homem que sente gratidão pelas graças recebidas e consegue gravá-las em seu coração"

Meishu-Sama

“Dados olhos suficientes, todos os erros são óbvios”(Given enough eyeballs, all bugs are shallow)”

Eric S. Raymond

Resumo

FLUIDODINÂMICA COMPUTACIONAL NO ENSINO DE FÍSICA.

Thiago Felipe Domingos Dias Fernandes

Orientador:

Dr. Nilton Luís Moreira

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Ensino de Física no Curso de Mestrado Profissional de Ensino de Física (MNPEF), como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ensino de Física.

Esta dissertação tem por objetivo a utilização da dinâmica de fluidos computacional sob uma perspectiva educacional, tendo como alvo as disciplinas de mecânica dos fluidos e fenômenos de transporte, nas séries iniciais de cursos de engenharia e física. Nesta dissertação são apresentadas as técnicas de construção e modelagem de escoamentos a serem utilizadas sob uma perspectiva educacional, conforme a Teoria Andragógica de Knowles e da Teoria da Aprendizagem Significativa de David Ausubel, principais teorias educacionais aplicadas durante esta pesquisa. Sua importância na formação de base é amplamente corroborada pela literatura, diante disto propõe-se trabalhar a simulação computacional de modo não somente demonstrativo, mas que coloque o discente como agente diretamente responsável por manipular e codificar dados e resultados das simulações propostas. Com ela o discente conseguirá visualizar o fenômeno físico, estabelecendo uma relação entre a predição matemática das equações do sistema e o fenômeno analisado. O produto educacional desenvolvido neste trabalho é uma interface de manipulação e controle do software open-source OpenFOAM. Seu propósito é de eximir do discente a responsabilidade pela edição e manipulação direta do código-fonte e dos complexos scripts de controle típicos desse programa. Nesta dissertação estão inclusos os fundamentos básicos em mecânica dos fluidos e da modelagem matemática e computacional da dinâmica dos fluidos, juntamente com toda a estrutura funcional da interface J.A.R.V.E.S., sendo este o principal motivo do presente trabalho.

Palavras-chave: Ensino de Física. Dinâmica de Fluidos. Simulação Computacional.

ABSTRACT

COMPUTATIONAL FLUID DYNAMICS IN PHYSICS TEACHING

Thiago Felipe Domingos Dias Fernandes

Supervisor:

Dr. Nilton Luís Moreira

Abstract of master's thesis submitted to Programa de Pós-Graduação (nome dado na instituição) no Curso de Mestrado Profissional de Ensino de Física (MNPEF), in partial fulfillment of the requirements for the degree Mestre em Ensino de Física.

This master's thesis aims at use a computational fluid dynamics (CFD) under an educational perspective, targeting disciplines of fluid mechanics and transport phenomena in the initial series of engineering and physics courses. In this thesis are presented the construction techniques and modeling of flows to be used in an educational perspective at Andragogic Theory of Knowles and the Theory of Meaningful Learning of David Ausubel, major educational theories applied during this research. The importance on basic formation is widely supported by the literature, however, is proposing to work the computer simulation so not only statement, but inserting the students as directly responsible for analysing and encoding data and results of simulations. The students will be able to view the physical event, establishing an relationship between the mathematical prediction of the system equations and analised phenomenon. The educational product developed in this work is an interface for manipulation and control of the OpenFOAM, a opensource software, The educational product developed in this work is a manipulation and control interface opensource software OpenFOAM. Its purpose is to avoid the student responsibility for direct manipulation and editing source code and the typical complex scripts of control of this program. In this essay are included the basics in fluid mechanics and mathematical and computational modeling of fluid dynamics, along with an entire functional structure of the J.A.R.V.E.S. interface, this being the main reason for this work.

Key-words: Physics education. Fluid Dynamics. Computational Simulation.

Lista de ilustrações

Figura 1 – Desenho de Leonardo da Vinci representando o movimento turbulento . . .	21
Figura 2 – Diferentes estados de tensão para diferentes cortes em um mesmo corpo. . .	37
Figura 3 – Representação do plano de atuação do vetor t_i	38
Figura 4 – Ilustração do experimento de Reynolds	54
Figura 5 – Representação do perfil de escoamento.	56
Figura 6 – Representação das componentes médias e aleatórias do escoamento.	59
Figura 7 – Malha estruturada representando a região \mathcal{R}	66
Figura 8 – Malha unidimensional estruturada	68
Figura 9 – Representação do fluxo do campo de velocidades	70
Figura 10 – Estrutura de bibliotecas do OpenFOAM	72
Figura 11 – Logomarca da Interface J.A.R.V.E.S.	85
Figura 12 – Caixa de texto criada pelo comando SED	93
Figura 13 – Ícone do lançador da interface J.A.R.V.E.S.	94
Figura 14 – Tela de início da interface J.A.R.V.E.S.	95
Figura 15 – Tela de início da interface J.A.R.V.E.S.	95
Figura 16 – Tela de entrada do nome do usuário	96
Figura 17 – Primeiro entroncamento da interface J.A.R.V.E.S.	96
Figura 18 – Segundo entroncamento da interface J.A.R.V.E.S.	97
Figura 19 – Terceiro entroncamento da interface J.A.R.V.E.S.	97
Figura 20 – Caracterização dimensional da malha de simulação	99
Figura 21 – Tela de retorno dos dados tratados	104
Figura 22 – Energia Cinética Turbulenta	108
Figura 23 – Linhas de fluxo do escoamento destacando os vórtices após o alargamento .	109

Lista de tabelas

Tabela 1 – Comparativo entre a Notação Vetorial e a Notação Indicial	22
Tabela 2 – Principais convenções da Notação Indicial	24
Tabela 3 – Sintaxe de escrita das principais operações diferenciais no OpenFOAM . . .	72
Tabela 4 – Dimensões físicas consideradas no OpenFOAM	73
Tabela 5 – Calendário de aulas ministradas	111
Tabela 6 – Sequência de Ensino	112

Sumário

	Introdução	16
1	A MECÂNICA DOS FLUIDOS	19
1.1	Uma análise histórica	19
1.2	Métodos de Análise em Dinâmica de Fluidos	21
1.2.1	A Notação Indicial	22
1.2.2	Método Lagrangiano e Euleriano	24
1.2.3	A Derivada Material	25
1.2.4	Teorema de Transporte de Reynolds	26
1.3	Delimitação do Escopo	27
1.3.1	Continuidade da Matéria	27
1.3.2	Tensões cisalhantes e a viscosidade	29
1.4	Decomposição Cinemática do Movimento	31
1.5	Conceitos Básicos na Análise de escoamentos	33
1.5.1	Princípio da Conservação da Massa - Equação da Continuidade	34
1.5.2	Princípio do Momento Linear - Segundo Princípio Fundamental da Dinâmica	36
1.5.3	Princípio da Conservação da Energia - Primeira Lei da Termodinâmica	41
1.5.4	Princípio da Quantidade do Momento Angular	46
1.5.5	Equação Geral de Conservação	49
1.6	Equações de Navier-Stokes para fluidos isotrópicos	50
2	MODELAGEM MATEMÁTICA E COMPUTACIONAL DOS ESCOAMENTOS	54
2.1	Modelagem Matemática do escoamento turbulento	56
2.1.1	Equações Médias de Reynolds e o modelo $k - \epsilon$	58
2.2	A Dinâmica de Fluidos Computacional	63
2.3	Métodos Computacionais Aplicado a Dinâmica de Fluidos	64
2.3.1	Método das Diferenças Finitas e a Discretização da EDP	65
2.3.2	O algoritmo SIMPLE / PISO	70
2.4	O OpenFOAM®	71
3	A PORTE TEÓRICO EM ENSINO	75
3.1	Fundamentos Básicos da Aprendizagem	75
3.1.1	O Ensino para Adultos de Knowles	79
3.1.2	A Dinâmica de Fluidos Computacional como Ferramenta de Ensino	82
4	A INTERFACE J.A.R.V.E.S.	85

4.1	Linguagem <i>ShellScript</i>	86
4.2	Ferramenta SED	88
4.3	A Interface DIALOG	90
4.4	Rotina de simulação – Caso Pitz-Daily(1980)	94
5	METODOLOGIA DE IMPLEMENTAÇÃO	110
5.1	Delimitação do Objeto de Estudo	110
5.2	Público-Alvo e Formalismo de Execução	111
5.3	Procedimento Metodológico	112
5.4	Considerações acerca da implementação	114
6	CONCLUSÃO	116
	REFERÊNCIAS	118
	 APÊNDICES	 122
	APÊNDICE A – SCRIPT DE INSTALAÇÃO DA INTERFACE J.A.R.V.E.S.	123
	APÊNDICE B – SCRIPT BASE DA INTERFACE J.A.R.V.E.S.	133
	APÊNDICE C – SCRIPT DE DELIMITAÇÃO DOS MODELOS DA INTER- FACE J.A.R.V.E.S.	138
	 ANEXOS	 140
	ANEXO A – PLANO DE CURSO DE FENÔMENOS DE TRANSPORTE	141

Introdução

Com a popularização dos smartphones e do computador pessoal, qualquer pessoa tem acesso fácil e irrestrito a vídeo-aulas, animações, filmes ou ilustrações para qualquer fim ou de qualquer natureza. Com esse amplo acesso a representações gráficas de situações que antes exigiam a formulação de uma imagem mental, torna o ato de imaginar fator secundário na formação do conhecimento. Quando analisamos Patzlaff (2000, p. 89) que dedica uma seção exclusivamente ao fato de se dever incentivar a criação de imagens interiores, ele cita o fisiologista especialista nos sentidos Horst Prehn: "Em crianças que sentam de 10 a 15 horas diárias frente à TV, o córtex cerebral é vazio como um deserto. Elas sofrem uma perda total da capacidade de imaginação. Algumas crianças não têm nem mesmo a capacidade de desenhar de memória um objeto de uso diário como uma xícara". Patzlaff cita ainda um artigo de D. Singer (1995, p. 127) em que esta diz: "Comparando-se os dados sobre comportamento ao brincar e consumo de TV, verificamos que aqueles que menos viam televisão tinham a maior fantasia." Quem lê exercita seu raciocínio lógico (lendo filosofia ou ciência) ou imaginativo (lendo romance ou poesia). A criança e o adolescente excessivamente ligado a mídias virtuais tem sua capacidade de imaginar e pensar muito prejudicada. Isso é ruim para adultos, pois torna-os incapazes de mentalmente criar imagens ou situações exigidas largamente no ensino superior, mas é trágico no caso de crianças e jovens, que justamente deveriam estar desenvolvendo esses tipos de raciocínio.

Nesse ponto que chegamos a um grande problema: se o mundo hoje torna-se cada vez mais informatizado, sendo que em qualquer momento do dia estamos próximos de um ou mais equipamentos com acesso à internet ou rede de televisão aberta (fato esse perfeitamente corroborável com o mais simples levantamento estatístico), como impedir então as novas gerações, de utilizarem essas mídias virtuais, em nome do melhor desenvolvimento do pensamento intuitivo e imaginativo? Sendo esse processo irreversível, vale ressaltar que não pretende-se colocar sobre a balança os benefícios ou malefícios da informatização no desenvolvimento da criança e do adolescente, mas sim propor uma discussão sobre como, valendo-se da própria informatização, melhorar a assimilação de sistemas físicos. Porém, vamos melhor entender como a imaginação influencia diretamente a formação de um modelo mental

Segundo Michel Paty, físico e filósofo francês, a imaginação atua sobre três grandes fundamentos: o imaginário, que se constitui das ideias formadas por percepção subjetiva da realidade; a racionalidade, que estabelece regras que colocam essas ideias em ordem e a intuição, que aliada à racionalidade, busca uma compreensão sintética das percepções que compõem o imaginário. Para melhor entendermos, analisemos uma descrição feita por Paty da descoberta do princípio de relatividade por Einstein, que resume bem suas ideias:

O fio de uma racionalidade direta já não parece suficiente, aqui, para guiar sozinho o movimento do pensamento: a dificuldade era de fato um obstáculo real, que demandava, para que se seguisse adiante, um verdadeiro salto conceitual

(...) O obstáculo que se erguia perante o pensamento pode ser visto como um nó de conceitos imbricados, no qual nada permite à primeira vista a identificação dos fios que possibilitam a resolução do novelo embaraçado. Somente um tipo de apreensão sintética imediata, mais intuitiva do que analítica, deu a ver, de súbito, depois de várias semanas de esforços infrutíferos, uma via de saída, os fios a serem puxados (...) depois do momento de intuição sintética que abriu o caminho, e a reconstrução das grandezas no percurso desse caminho a partir de então balizado.¹

Einstein diz ainda, que a formulação do princípio científico (ou modelo mental) tem funcionamento semelhante ao ato de pensar, sendo que porém, a formulação de um modelo é um processo portanto mais refinado deste pensar². Essa formulação não é apenas representação direta do exterior, mas elementos que fazem dos dados da experiência um todo organizado.

O fato de a totalidade de nossas experiências sensoriais ser tal que é possível pô-las em ordem por meio do pensamento (operações com conceitos, a criação e uso de relações fundamentais definidas entre eles, e a coordenação das experiências sensoriais, com esses conceitos) é por si só assombroso (...). Podemos dizer que o "eterno mistério do mundo é sua compreensibilidade"(...) Ao falar aqui de compreensibilidade, estamos usando o termo em seu sentido mais modesto. Ele implica: a produção de algum tipo de ordem entre impressões sensoriais, sendo essa ordem produzida pela criação de conceitos gerais, pelas relações entre esses conceitos e por relações entre os conceitos e as experiências sensoriais, relações estas que são determinadas de todas as maneiras possíveis. É nesse sentido que o mundo de nossas experiências sensoriais é compreensível. O fato dele ser compreensível é um milagre.³

Se especificarmos essa dependência da formulação de modelos mentais dentro do próprio ato de ensino de física, sua gravidade e abrangência é ainda maior. É explícito a dificuldade de inserir o aluno das series finais da educação básica e iniciais do ensino superior dos cursos de exatas, a visualizar as situações específicas, não determináveis facilmente com experimentos, tais como a movimentação das moléculas de um gás ideal, o fluxo de elétrons em um condutor metálico ou até mesmo o fluxo de um fluido em um condutor. Experimentalmente ou via cálculo, é possível comprovar aquilo que as equações apresentadas definem, porém, demonstrar realmente como tais fenômenos acontecem, torna-se uma tarefa homérica exigindo do interlocutor guiar o ouvinte na formulação de um modelo mental. Como então, considerando que percebemos nos jovens da atualidade, essa dificuldade sistêmica em serem imersos a experimentos mentais, demonstrarmos sistemas físicos específicos como os citados acima?

Esta dissertação objetiva-se em fornecer um ambiente computacional onde o discente, de Mecânica dos Fluidos e Fenômenos de Transporte, dos períodos iniciais do ensino superior consiga de maneira simples manipular simulações computacionais de sistemas fluidodinâmicos. Esse conjunto de simulações tem por objetivo demonstrar de maneira gráfica e numérica, as características e interações básicas envolvidas na dinâmica dos fluidos. Com a inserção das

¹ M. Paty Estudos Avançados 19, 54 (2005), pg3.

² A. Einstein, Escritos da Maturidade, pg 56 (Editora nova Fronteira, Rio de Janeiro, 1994),

³ A. Einstein, Escritos da Maturidade, pg 56 (Editora nova Fronteira, Rio de Janeiro, 1994)

técnicas de fluidodinâmica computacional, através da interface proposta, espera-se que o aluno abstraia com maior facilidade as equações e características que regem a dinâmica dos fluidos. Em consonância com o pressuposto, delimita-se os seguintes objetivos específicos:

- a) Manipular os principais modelos usados no ensino de Mecânica dos Fluidos
- b) Construir um ambiente de simulação onde o discente consiga interagir com os modelos propostos;
- c) Inserir o discente em uma perspectiva educacional voltada ao estudo da Dinâmica de Fluidos Computacional;
- d) Criar um pacote único para utilização facilitada por parte do docente de Mecânica dos Fluidos.

Tendo em vista os objetivos propostos, esta dissertação foi estruturada de modo que no Capítulo 1 faz uma abordagem geral a respeito da origem e desenvolvimento da mecânica dos fluidos ao longo da história. Apresenta também as definições e equações principais, com um maior enfoque na dinâmica dos fluidos, fundamentando e justificando a existência da fluidodinâmica computacional. No Capítulo 2 é apresentado o formalismo básico da modelagem matemática e computacional dos escoamentos caracterizados no Capítulo 1, fornecendo os fundamentos básicos necessários para discutir os formalismos de simulação abordados na interface J.A.R.V.E.S. e no software de simulação open-source OpenFOAM.

No Capítulo 3 discute-se o aporte teórico da aprendizagem, estabelecendo um contraponto entre os teóricos e a construção de uma interface de simulação, de modo a simplificar a demonstração de simulações de escoamentos nos cursos de Mecânica dos Fluidos a nível de graduação. No Capítulo 4 é discutido o formalismo técnico de programação da interface, proposta como produto educacional, juntamente com toda a representação da estrutura funcional da interface J.A.R.V.E.S.. No Capítulo 5 trata-se da experiência da inserção do produto em uma turma de Fenômenos de Transporte da UNICALDAS - Faculdade de Caldas Novas, no quinto período de Engenharia Ambiental. Ao final, na Síntese Final é apresentada um resumo dos resultados mais importantes obtidos na inserção do produto educacional e suas correlações.

1 A Mecânica dos Fluidos

Este capítulo dedica-se a definir a base fundamental em mecânica dos fluidos, necessária para correta interpretação da fenomenologia que se busca simular. Juntamente com a determinação do ferramental matemático utilizado na análise da dinâmica dos fluidos, serão definidos os principais axiomas regentes, no intuito final de delimitar com clareza as Equações de Navier-Stokes. Apesar de ser o baluarte dentro deste campo da física, as Equações de Navier-Stokes não possuem solução analítica, o que permite ainda significativos avanços dentro desta área de pesquisa.

1.1 Uma análise histórica

Como toda ciência antiga, a mecânica dos fluidos nasce de forma completamente empírica e subconsciente. Na pré-história quando nossos antepassados se estabeleceram e começaram a passar de um sistema coletor para agricultor, os maiores problemas eram a disponibilidade de água e comida em quantidade suficiente. Com desenvolvimento das primeiras vilas, sistemas arcaicos de transposição começaram a ser construídos. Antigos canais de irrigação foram achados no Egito e Mesopotâmia que datam de antes de 4000 a.C. Desta época cita-se o sistema de abastecimento de Jerusalém.

Existem fortes evidências da ocupação da região de Ophel, hoje compreendida por Jerusalém desde a idade do cobre, de modo que data desta época, a construção o primeiro canal de abastecimento da cidade. O Canal Médio da Idade do Bronze era um conjunto de valas profundas cobertas por lajes de pedra que conduziam a água da Fonte de Giom até a cidade baixa. Posteriormente, no reinado de Ezequias, fora construído um túnel que leva seu nome, com aproximadamente 533 metros de comprimento e um declive de 0,3 metros, que era uma evolução em relação ao Canal Médio da Idade do Bronze, visto que aproveitava as trincas e galerias naturais do solo rochoso da antiga Jerusalém. O Túnel de Ezequias abastecia a Piscina de Siloé, fonte de água dentro das muralhas, que permitia uma significativa vantagem estratégica, vistos os inúmeros cercos que a cidade sofreu ao longo dos séculos.

Na Grécia antiga, vale citar o Túnel de Eupalinos, construído no século VI a.C. para servir como aqueduto de abastecimento da Pitagoreion, antiga capital da ilha de Samos. O governador Policrates, requereu a Eupalinos de Mégara a construção de um túnel que transpusesse a montanha, como bem cita Heródoto

LX - Estendi-me bastante sobre Samos, e por uma razão muito simples sua gente realizou três das maiores obras existentes em toda a Grécia. Há nessa ilha uma montanha de cento e cinquenta braças de altura. Perfuraram-na pela base, abrindo um túnel com duas bocas ou aberturas, com sete estádios de

comprimento, oito pés de altura e outros tantos de largura. Ao longo do túnel cavaram um canal com vinte côvados de profundidade e três pés de largura, atravessando toda a montanha. Esse canal leva à cidade, através de canos, a água de uma grande fonte. O arquiteto que realizou essa obra era natural de Mégara e chamava-se Eupalino, filho de Naustrofo. Foi esse um dos três grandes trabalhos da gente de Samos.

O túnel de Eupalinos foi um dos principais sistemas hidráulicos da Grécia antiga, visto a profunda utilização de metodologias matemáticas e geométricas para determinação da declividade e orientação das equipes de escavação. Estudos recentes mostram um erro 0.9% na construção do túnel. Perdido por muitos séculos, foi redescoberto em 1882 por arqueólogos alemães. Ainda na Grécia antiga, temos os importantes trabalhos de Arquimedes de Siracusa, que em suas contribuições para ciência, cita-se o Princípio do Paralelogramo para soma de vetores e o Princípio do empuxo hidrostático. Sua descoberta do princípio fundamental da hidrostática foi descrita por Vitruvius em seu trabalho *De Architectura*. Posteriormente apresenta em seu tratado *Sobre os Corpos Flutuantes* postulados referentes aos princípios hidrostáticos, onde na tradução de ASSIS (1996), enuncia-se o princípio do empuxo hidrostático,

Proposição 5 *Qualquer sólido mais leve do que um fluido ficará, caso colocado no fluido, submerso de tal forma que o peso do sólido será igual ao peso do fluido deslocado.*

Proposição 6 *Se um sólido mais leve do que um fluido for forçadamente submerso nele, o sólido será impelido para cima com uma força igual a diferença entre seu peso e o peso do fluido deslocado.*

Após esparsas contribuições ao longo dos séculos, destaca-se Leonardo da Vinci como o pioneiro da observação e definição do fluxo turbulento. Polímata, destacou-se como cientista, matemático, engenheiro, inventor, anatomista, pintor, escultor, arquiteto, botânico, poeta e músico (BRAMLY, 1989). Natural de Anchiano, nascido em 15 de abril de 1452, produziu ao longo de sua carreira inúmeros trabalhos nas áreas citadas, sendo também considerado o pai da aviação e da balística, onde no presente contexto, destaca-se o *Codex Atlanticus*.

O *Codex* é um compêndio de 1119 páginas onde da Vinci trata dos mais variados assuntos, tais como anatomia, astronomia matemática e mecânica. Parte de seu tratado discute como funcionaria o movimento turbulento das águas. Traduzido da obra original por Ugo Piomelli, da Universidade de Maryland (PIOMELLI, 2001):

Observe o movimento da superfície da água, o que se assemelha ao do cabelo, que tem dois movimentos: um devido ao peso do feixe, o outro ao formato dos cachos; Assim, a água tem movimentos de turbilhão, uma parte do qual é devido à corrente principal, o outro ao movimento aleatório e inverso.

Na tentativa de melhor definir o fenômeno, da Vinci representa através de desenhos o movimento vorticoso como destacado na figura 1, tal como no seguinte trecho retirado do próprio *Codex*:

Então água em movimento se esforça para manter o curso de acordo com o poder das ocasiões, e, se ele encontra um obstáculo no seu caminho, completa a extensão do curso iniciado por um movimento circular e rotativo.

Figura 1 – Desenho de Leonardo da Vinci representando o movimento turbulento



Fonte: Piomelli, 2001

1.2 Métodos de Análise em Dinâmica de Fluidos

Diferentemente da abordagem newtoniana na análise do movimento dos corpos sólidos, a dinâmica de fluidos necessita de um formalismo diferente para sua análise correta pois, visto a complexidade do sistema de partículas, determinar diretamente seria um trabalho à exaustão. Admitindo que na modelagem matemática de escoamentos reais, existam vínculos entre os elementos que compõe o sistema, sujeito a deslocamentos onde a abordagem newtoniana para essa análise obrigaria a determinação da força de ligação de cada vínculo do sistema, tornando a solução direta impossível de ser obtida. Outros métodos de análise fazem-se mais úteis quando aplicados da forma correta. Nessa seção será apresentado os métodos básicos na análise de

escoamentos.

1.2.1 A Notação Indicial

Dentro do estudo da mecânica de meios contínuos, a notação indicial destaca-se por conseguir manipular com relativa facilidade campos vetoriais e tensoriais típicos da mecânica dos fluidos. A Notação indicial foi inicialmente desenvolvida por Gregorio Ricci-Curbastro em um trabalho publicado em conjunto com seu aluno Tullio Levi-Civita ¹ em 1900, onde definem as regras do chamado *Cálculo de Ricci*. Posteriormente Levi-Civita publica em 1926, juntamente com as contribuições de Ricci o livro *The Absolute Differential Calculus* ² fundamentando portanto a notação indicial para tratamento e cálculo de tensores e campos tensoriais. Durante este mesmo período, Albert Einstein fundamenta em seu trabalho publicado em 1916 ³ a *Convenção do Somatório de Einstein*. Pretende-se aqui, portanto, delimitar uma base fundamental para a correta compreensão da notação utilizada nesta dissertação.

A notação indicial, diferentemente da notação vetorial, mais amplamente aceita nos cursos de física, utiliza índices (subscritos e sobrescritos, conforme destacado na tabela 1) para determinar a natureza das grandezas analisadas e realizar as operações necessárias, obedecendo duas convenções específicas.

Tabela 1 – Comparativo entre a Notação Vetorial e a Notação Indicial

	Notação Vetorial	Notação Indicial
Escalar	a	a
Vetor	\mathbf{a}	a_i
Tensor	\mathbf{A}	a_{ij}

Inicialmente considera-se um vetor tridimensional \mathbf{u} e um tensor de segunda ordem \mathbf{T} . Sob a perspectiva da notação indicial, ambas grandezas seriam anotadas u_i e T_{ij} respectivamente. Os índices subscritos determinam a natureza e a ordem da grandeza, onde devem obrigatoriamente ser expandidos em termos do espaço n-dimensional considerado, de modo que no caso em específico, assumem valores 1, 2, 3 para um espaço cartesiano. Esta ação sobre o índice é a chamada Convenção do Intervalo ⁴. As grandezas destacadas, assumem a forma abaixo quando expandidas:

¹ RICCI, M. M. G.; LEVI-CIVITA, Tullio. Méthodes de calcul différentiel absolu et leurs applications. *Mathematische Annalen*, v. 54, n. 1-2, p. 125-201, 1900.

² LEVI-CIVITA, Tullio. *The absolute differential calculus (calculus of tensors)*. Courier Corporation, 1926.

³ EINSTEIN, A. *The foundation of the generalised theory of relativity. On a Heuristic Point of View about the Creation and Conversion of Light 1 On the Electrodynamics of Moving Bodies 10 The Development of Our Views on the Composition and Essence of Radiation 11 The Field Equations of Gravitation 19 The Foundation of the Generalised Theory of Relativity*, v. 22, p. 22, 1916.

⁴ Tradução literal de *Range Convention*

$$u_i = \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{bmatrix}, \quad T_{ij} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} & T_{13} \\ T_{21} & T_{22} & T_{23} \\ T_{31} & T_{32} & T_{33} \end{bmatrix}.$$

Na operação da notação indicial, uma convenção importante estabelecida por Einstein em seu trabalho de 1916 é a *Convenção do Somatório*. Em termos literais pode-se enunciá-la como:

Convenção do Somatório *A presença de um índice repetido em qualquer expressão implica na obrigatoriedade de um somatório a respeito deste índice limitado ao intervalo de variação estabelecido,*

A correta interpretação da convenção do somatório implica que a cada operação, a relação existente entre índices repetidos e livres determina a natureza e a ordem final da grandeza resultante. Exemplificando tal situação, analisa-se a equação da tração, descrita em termos de um estado de tensão σ_{ij} ⁵

$$t_i = \hat{n}_j \sigma_{ji}. \quad (1.1)$$

Tal equação é escrita em termos do vetor tração $\vec{t} = t_i$, do versor normal $\hat{\mathbf{n}} = \hat{n}_j$ e do tensor tensão $\sigma^T = \sigma_{ji}$. Pela convenção do somatório, a presença do índice repetido j determina a expansão em termos do somatório limitado às dimensões analisadas (considerado aqui o cartesiano tridimensional, onde $i = (1, 2, 3)$), expandindo posteriormente cada somatório em termos do índice livre, de modo que

$$t_i = \sum_{j=1}^3 \hat{n}_j \sigma_{ji}, \quad (1.2)$$

onde

$$\begin{aligned} t_1 &= n_1 \sigma_{11} + n_2 \sigma_{21} + n_3 \sigma_{31}, \\ t_2 &= n_1 \sigma_{12} + n_2 \sigma_{22} + n_3 \sigma_{32} \\ t_3 &= n_1 \sigma_{13} + n_2 \sigma_{23} + n_3 \sigma_{33} \end{aligned} \quad (1.3)$$

A equação (1.2) pode ser reescrita na forma matricial como:

$$\begin{bmatrix} t_1 \\ t_2 \\ t_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{n}_1 \\ \hat{n}_2 \\ \hat{n}_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{21} & \sigma_{31} \\ \sigma_{12} & \sigma_{22} & \sigma_{32} \\ \sigma_{13} & \sigma_{23} & \sigma_{33} \end{bmatrix}. \quad (1.4)$$

⁵ Tal estado é expresso em termos do tensor de Cauchy, demonstrado na seção 1.5.2

Na expressão (1.2) o subscrito i é o índice livre, resultado da convenção do somatório, determinando a natureza vetorial de t_i . Como consequência direta do formalismo dessa notação, a simbologia utilizada para representar as principais operações são descritas nos termos da Tabela 2.

Tabela 2 – Principais convenções da Notação Indicial

	Notação Vetorial	Notação Indicial
Produto escalar	$\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}$	$a_i b_i$
Produto vetorial	$\mathbf{a} \times \mathbf{b}$	$\varepsilon_{ijk} a_j b_k$
Derivada parcial temporal	$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{a}$	$\partial_o a_i$
Derivada parcial espacial	$\frac{\partial}{\partial y} \mathbf{a}$	$\partial_j a_i$
Gradiente	∇a	$\partial_i a$
Divergente	$\nabla \cdot \mathbf{a}$	$\partial_i a_i$
Rotacional	$\nabla \times \mathbf{a}$	$\varepsilon_{ijk} \partial_j a_k$

Vale ressaltar que a notação utilizada no desenvolvimento desta dissertação, salvo em casos específicos, será a notação indicial nos termos descritos desta subseção.

1.2.2 Método Lagrangiano e Euleriano

O movimento de um meio contínuo apresenta-se como uma sequência de configurações após o decorrer de sucessivos intervalos de tempo. Em linhas gerais, a dinâmica dos fluidos é um processo não-linear, de sistemas com um número enorme de elementos interagentes, onde para melhor definição do escoamento, diferentes métodos devem ser aplicados para determinação correta do fenômeno. Destaca-se dentro do campo da dinâmica dos fluidos a abordagem Lagrangeana e a Euleriana.

A descrição Lagrangeana ⁶ é similar a descrição newtoniana, abordando as trajetória de cada partícula do fluido em questão. Determina-se a cada partícula um vetor posição, escritos em termos de uma posição inicial x_i e do tempo t , tal que:

$$r_i = r_i(x_i, t). \quad (1.5)$$

Ressalta-se porém que o método lagrangiano é de difícil tratamento matemático, visto que a cada incremento temporal faz-se necessário a atualização das características do vetor posição de cada partícula do sistema.

A abordagem Euleriana ⁷ não se preocupa em primeira instância em determinar diretamente o histórico de deslocamentos das partículas individualmente. O método descreve

⁶ Joseph-Louis Lagrange (originalmente Giuseppe Luigi Lagrangia, 1736-1813) foi matemático, tendo significativa contribuição no campo da mecânica celeste e na análise do Problema dos Três Corpos.

⁷ Leonhard Euler (1707-1783) foi matemático e físico suíço, tendo contribuições na área de Cálculo e na Teoria dos Grafos.

todas as grandezas envolvidas no escoamento como função de tempo em uma posição fixa do espaço, significando portanto, que se analisará o fluxo da grandeza de campo quando na posição dada pelo elemento de controle, localizada pelo vetor $x_i = r_i$. A transposição de coordenadas lagrangianas para eulerianas é dado por:

$$x_i = r_i(x_i, t). \quad (1.6)$$

1.2.3 A Derivada Material

A derivada material, substancial ou Lagrangiana descreve a variação temporal e espacial de determinada grandeza de campo para um elemento material sujeito a um campo de velocidades. Tal modelo é trivial em coordenadas de Lagrange, uma vez que por definição, a descrição lagrangiana acompanha a partícula de fluido.

O intuito principal da derivada material é estabelecer uma função de relação entre as abordagens lagrangiana e euleriana de uma grandeza qualquer analisada no escoamento de um fluido. Para obtê-la, inicialmente considera-se uma função f , avaliada em dois pontos distintos:

$$f = f(x_i, t), \quad (1.7)$$

$$\Delta f = f(\Delta x_i, \Delta t). \quad (1.8)$$

No limite em que os pontos são próximos suficiente para que Δf seja infinitesimal, de forma que a diferencial da função df possa ser escrita na forma de um diferencial total desta função, determina-se portanto:

$$df = \partial_o f dt + \partial_i f dx_i. \quad (1.9)$$

Ao analisar a equação (1.9) percebe-se que é descrito por ela a variação da grandeza no passo temporal e espacial. Reservado os devidos limites de validade no comparativo, pode-se em primeira instância considerar o movimento das partículas sob ação de um campo de velocidades u_i como o movimento de deriva dos elétrons quando na ação de um potencial elétrico. Microscopicamente, as cargas livres em um condutor estão em movimento aleatório devido a presença da agitação térmica da rede. Apesar de aleatório, tendo sido estabelecido uma diferença de potencial ao condutor, percebe-se a geração de uma movimentação ordenada média superposta ao primeiro movimento associado à agitação térmica. No caso do fluido, apesar da movimentação advinda da agitação térmica ser pequena, as interações fruto dos potenciais moleculares permite por consequência mais graus de liberdade as partículas constituintes que no caso dos sólidos, sendo que o deslocamento no sentido da linha de fluxo é superposto ao do deslocamento aleatório, fruto das deformações contínuas ou vorticidades turbulentas locais. Considerando isto, a variação da posição é dado por

$$\Delta x_i = u_i \Delta t, \quad (1.10)$$

$$dx_i = u_i dt. \quad (1.11)$$

Aplicando (1.11) na equação (1.9) e dividindo ambos os lados por dt obtêm-se

$$\frac{df}{dt} = \frac{Df}{Dt} = \partial_o f + u_j \partial_j f. \quad (1.12)$$

O primeiro termo do lado direito da equação (1.12) é a derivada local da grandeza analisada, e tal como no referencial euleriano, determina a variação da grandeza ao longo do tempo na posição determinada. O segundo termo do lado direito é a derivada de transporte ou advectiva, indicando a variação instantânea da grandeza decorrente de uma variação de posição fruto do campo de velocidades u_i .

1.2.4 Teorema de Transporte de Reynolds

Analisando a derivada material percebe-se que se caracterizou o escoamento e suas grandezas envolvidas em termos de taxa, onde cada equação envolve a derivação de uma grandeza extensiva em termos da variação temporal ou espacial. Sob outra perspectiva, pretende-se determinar a variação da grandeza limitada a um volume de controle interno ao sistema analisado. Recorrendo ao cálculo, utilizamos a Regra de Leibniz, que para uma função $f(x_i, t)$ real definida sob um retângulo $R = [a, b] \times [c, d] \in \mathbb{R}$, integrável em x para $t \in \mathbb{R}$, têm-se que a derivada temporal da quantidade integrada pode ser descrita como sendo (LIDSTRÖM, 2011)

$$\frac{d}{dt} \int_a^b f(x_i, t) dx_i = \int_a^b \partial_o f(x_i, t) dx_i, \quad (1.13)$$

para limites de integração constante. Dado que os limites sejam também função do tempo, descreve-se o teorema, integrado nos limites $\alpha(t)$ e $\beta(t)$, na forma de

$$\frac{d}{dt} \int_{\alpha(t)}^{\beta(t)} f(x_i, t) dx_i = \int_{\alpha(t)}^{\beta(t)} \partial_o f(x_i, t) dx_i + f(\beta(t), t) \partial_o \beta(t) - f(\alpha(t), t) \partial_o \alpha(t). \quad (1.14)$$

Considerando a função descrita em termos de um volume de controle $V \in \mathcal{R}$, onde \mathcal{R} é um espaço euclidiano contínuo, de modo que este volume seja função de tempo e que suas fronteiras sejam deformáveis, descreve-se o Teorema de Leibniz para uma função $f(x_i, t)$ como sendo

$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} f(x_i, t) dV = \int_{V(t)} \partial_o f(x_i, t) dV + \int_{S(t)} f(x_i, t) u_k n_k dS. \quad (1.15)$$

Analisando a equação acima, percebe-se que no caso especial onde a função f seja unitária a Regra de Leibniz reduz-se de modo que

$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} dV = \int_{V(t)} \partial_o(1)dV + \int_{S(t)} (1)u_k n_k dS, \quad (1.16)$$

$$\frac{dV}{dt} = \int_{S(t)} u_k n_k dS. \quad (1.17)$$

determinando que o volume total na região analisada (aqui chamado por $V(t)$) se altera conforme o fluxo sobre suas fronteiras. Partindo da equação (1.15), a Regra de Leibniz reduz-se ao Teorema de Transporte de Reynolds quando a função intensiva η for um tensor, associada a uma grandeza extensiva N ,

$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} N dV = \int_{V(t)} \partial_o \eta \rho dV + \int_{S(t)} \eta \rho n_l w_l dS, \quad (1.18)$$

- N → Grandeza extensiva qualquer;
- η → Propriedade intensiva associada à grandeza extensiva;
- ρ → Massa específica local;
- $n_l w_l$ → Produto interno entre o campo de velocidades e o vetor normal da superfície.

1.3 Delimitação do Escopo

Em definição mais simples, fluido é tudo que flui. Existem diversas formas de caracterizar-se um fluido, a definição comumente usada na literatura sobre mecânica dos fluidos é relativo à deformação contínua das matérias fluidas sob ação de tensões externas. Desejando definir este escopo com maior clareza, recorreremos à análise reológica para tal.

1.3.1 Continuidade da Matéria

A mecânica clássica básica, como comumente é estudada, resume-se a tratar problemas em quantidades finitas de elementos, facilmente tratados como centros de massa. Tal abordagem é plenamente justificada pois facilita o entendimento, criando base para análises mais complexas. Com a evolução da ciência, os problemas em mecânica clássica tornaram-se mais complexos, fazendo com que as definições newtonianas acabassem por ser limitadas ou gerar uma corrente de problemas subsequentes que tornariam o problema de solução impossível, onde cita-se como exemplo a fundamentação da Mecânica de Lagrange e o Princípio de d'Alembert. Um dos campos de estudo resultantes destes problemas conceituais cita-se a Mecânica de Meios Contínuos, geralmente atribuída a Leonhard Euler, que estuda sistemas de infinitas partículas, que num espaço euclidiano tridimensional, tem suas propriedades tratadas como funções do

espaço e tempo, abrangendo de forma generalizada sólidos deformáveis, sólidos elásticos e fluidos em geral. Admite-se, que ao tratar a dinâmica dos fluidos, faz-se necessário considerar a invariância das propriedades básicas da matéria analisada. Considera-se como postulado do contínuo que “a matéria é distribuída de forma contínua ao longo de toda região delimitada com um grande número de moléculas, por menor que seja este volume.”

Matematicamente, uma matéria que preenche determinada região \mathcal{R} de um espaço euclidiano tridimensional será considerada contínua se a propriedade massa for considerada invariante sobre toda a região \mathcal{R} analisada. A grandeza massa pode ser melhor definida a partir dos seguintes axiomas (PETRILA, 2005),

Axioma 1.1 (Axioma de Medição) Há sempre um $m : \{\mathcal{M}\} \rightarrow \mathbb{R}_+$.

Tal axioma determina, fisicamente, a natureza escalar da massa, tal que para qualquer quantidade de massa $m \in \mathcal{M}$, associa-se um número real positivo,

Axioma 1.2 (Axioma de Aditividade) Para qualquer divisão do sistema material \mathcal{M} em dois subsistemas \mathcal{M}_1 e \mathcal{M}_2 , ($\mathcal{M} = \mathcal{M}_1 \cup \mathcal{M}_2$ e $\mathcal{M}_1 \cap \mathcal{M}_2 = \emptyset$), a aplicação de m satisfaz a propriedade aditiva, i.e., $m(\mathcal{M}) = m(\mathcal{M}_1) + m(\mathcal{M}_2)$.

A propriedade aditiva determina a natureza mensurável da massa. Implicitamente determina que a massa de um determinado sistema material \mathcal{M} é a soma de todos os subsistemas dm que compõem \mathcal{M} , onde, considerando a continuidade do sistema, temos

$$m(\mathcal{M}) = \int_{\mathcal{M}} dm$$

Axioma 1.3 (Axioma de Conservação) Para qualquer sistema material \mathcal{M} , sua massa $m(\mathcal{M})$ não muda durante a evolução temporal do sistema,

$$\frac{\partial m}{\partial t} = 0.$$

Entendendo portanto, que a massa é uma grandeza contínua sobre todo o volume da região \mathcal{V} analisada, indica que existe uma relação entre a região ocupada e o sistema material, tal que um volume suficientemente pequeno (porém não sendo zero, cumprindo o Princípio da Indestrutibilidade da Matéria), $V \subset \mathcal{V}$ possui, encerrado em si, um subsistema $P \subset \mathcal{M}$, de maneira tal que a relação

$$\frac{P(\mathcal{M})}{V(\mathcal{V})} = \frac{\mathcal{M}}{\mathcal{V}} = \rho,$$

seja considerada válida onde ρ é determinada a Massa Específica do sistema material \mathcal{M} . Outro conceito considerado é a noção de "volume de controle" ou "volume material". Um volume de controle é um espaço arbitrário $V \subset \mathcal{V}$ que carrega em si as informações do sistema material, limitado por superfícies também formadas por partículas do sistema material. Tal volume de controle assume as características do campo (escalar, vetorial ou tensorial) onde ele está localizado, respeitando a condição imposta que a variação líquida de massa sobre as paredes do volume é zero, determinando que a quantidade de moléculas dentro do volume é invariante na evolução temporal. Finalmente, definido a natureza constitutiva do objeto de estudo, considera-se o contínuo como deformável, onde a distância entre as partículas muda durante o movimento, fruto das ações externas atuantes no corpo.

1.3.2 Tensões cisalhantes e a viscosidade

Outra característica importante considerada na mecânica do contínuo é a reação do corpo à atuação de tensões externas. Para que sejam separadas as duas classes, faz-se necessário a determinação mais apurada da reação às tensões externas. Inicialmente considera-se um corpo de volume V em coordenadas cartesianas, posicionado na origem de um sistema referencial x_i onde $i = 1, 2, 3$, de tal forma que a superfície contida no plano $x_{1,2}$ seja fixa ao referencial e a superfície paralela $x'_{1,2}$ livre quando $x_3 = h$, sendo esta exposta a um campo de deslocamentos. Para analisar as reações considera-se as tensões geradas pelo campo de deslocamentos e a taxa de deformação dos corpos. Deterministicamente, as tensões de stress em um corpo, fruto de ações externas ou de campo, não dependem somente de posição ou do tempo, mas também da orientação do elemento de superfície em relação ao tensor tensão. Ao aplicar o campo de deslocamentos sobre a face superior dos corpos, em um intervalo de tempo t a $t + dt$ percebe-se uma resposta específica do corpo. Se o elemento considerado possui ligações estruturantes, este deformará de maneira limitada, conformando-se em uma nova configuração de equilíbrio, onde a força de natureza elástica opõe-se a força externa. Removido o campo de deslocamentos, o corpo retorna a sua configuração inicial. Para essa classe de materiais denomina-se sólidos, onde toda ação de força externa provoca deformações de natureza elástica, que para condições isotrópicas de organização molecular é regido pela Lei de Hooke, escrita na notação indicial (HOU, 2012)

$$\sigma_{ij} = \lambda \delta_{ij} \varepsilon_{kk} + 2G \varepsilon_{ij}, \quad (1.19)$$

onde,

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ij} &= \text{Tensor Deformação} &= \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i}); \\ \lambda &= \text{Primeiro Parâmetro de Lamé} &= \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}; \\ G &= \text{Segundo Parâmetro de Lamé} &= \frac{E}{2(1+\nu)}, \end{aligned}$$

e E e ν são o Módulo de Young e o Coeficiente de Poisson, respectivamente. Caso nas ligações estruturantes sejam inexistentes, percebe-se uma reação totalmente diferente. As tensões tangen-

ciais atuantes provocam uma deformação contínua, fazendo com que o estado inicial do corpo não seja possível de ser alcançado novamente. Essa classe de materiais denomina-se fluidos, classificados assim por não produzir força elástica que opõe-se ao cisalhamento constante sofrido pelo campo de deslocamentos, escoando por fim, como resposta as ações externas sofridas.

Em 1687 Isaac Newton publica na seção IX do livro 2 da obra *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica*⁸ enuncia a hipótese da viscosidade em latim:

Hypothesis *Resistentian, quae oritur ex defectu lubricitatis partium fluidi, caeteris paribus, proportionalem esse velocitati, qua partes fluidi separantur ab invicem.*

Esta hipótese, na primeira edição em inglês, traduzida por Andrew Motte em 1729, é descrita em tradução direta,

Hipótese *A resistência resultante da falta de capacidade de lubrificação nas partes de um fluido é, outras coisas sendo iguais, proporcional à velocidade com a qual as partes do fluido são separados um do outro.*

Em outras edições traduzidas, o termo "want of lubricity (falta de lubrificação) fora substituído por "lack of slipperiness" (falta de escorregamento). Na seção IX do *Principia*, Newton trabalha a ideia da viscosidade dos fluidos, definindo-a com base em diversos experimentos realizados (proposições LI⁹ e LII¹⁰). Assumimos que a definição da "falta de escorregamento" (ou falta de lubrificação) denotado por Newton está associada a ideia do gradiente de velocidade e o arrasto das lâminas (como determinado na proposição LI).

O conceito de viscosidade, de acordo com a definição de Newton, surge quando analisa-se o corpo fluido separando-o em lâminas infinitesimais paralelas ao plano $x'_{1,2}$ e analisa-se o movimento de uma camada em relação à outra. Assim, quanto maior for a resistência interna à movimentação, maior a tensão necessária para promover este movimento. O conceito de viscosidade geralmente é enunciado na literatura em Mecânica dos Fluidos de modo análogo ao enunciado para o caso do corpo fluido definido anteriormente. Deste modo, o corpo fluido é encerrado entre duas placas paralelas infinitas, a fim de ignorar os efeitos de borda no experimento. A partir do instante de tempo t até $t + dt$ o campo de tensões atua sobre a face superior do corpo fluido provocando o surgimento de um gradiente de velocidades. Assumindo a priori que o perfil de

⁸ NEWTON, Isaac.(1687) **Philosophiae Naturalis Principia Mathematica**. Edição Facsimile de Koyre,A. Londres: Cambridge University Press, 1972. 410p.

⁹ Proposição LI . Teorema XXXVIII. Se um cilindro sólido infinitamente longo, em um fluido uniforme e infinito, gira em um movimento uniforme em torno de um eixo central, e o fluido ser forçado apenas por este impulso da rotação do cilindro, e cada parte do fluido persistir em um movimento uniforme; Eu digo que os tempos periódicos das partes do fluido são as suas distâncias do eixo do cilindro.

¹⁰ Proposição LII . Teorema XL. Se uma esfera sólida, num fluido homogêneo e infinito, gira em torno de um eixo central em um movimento uniforme, e o fluido ser forçado apenas pelo impulso da rotação da esfera; e cada parte do fluido perseverar em um movimento uniformemente eu digo, que os tempos periódicos das partes do fluido são como os quadrados de suas distâncias do centro da esfera.

deformação seja laminar, as camadas superiores do corpo começam a mover-se em um perfil transiente de velocidades. Após isso, se o campo de tensões é mantido em um intervalo de tempo maior que dt , a deformação ganha um perfil estacionário, tal que a tensão necessária para a deformação seja traduzida pela equação,

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{du_i}{dx_j} \right), \quad (1.20)$$

onde μ é a viscosidade absoluta do fluido.

Tendo aplicado os critérios considerados, as tensões sendo positivas em relação ao eixo de coordenadas torna automaticamente o gradiente de velocidades positivo, limitado ao caso analisado. Deve-se destacar no entanto que de acordo com Bird (2002), a tensão de cisalhamento que age sobre cada camada do corpo pode ser interpretado como o "fluxo de impulso" na direção positiva de x_3 , uma vez que o deslocamento de uma camada sobre a outra confere às camadas adjacentes uma certa quantidade de impulso, decorrente do gradiente de velocidade. Neste sentido considera-se que a orientação do gradiente negativo de velocidades denota a direção de atuação da força responsável pelo transporte de momento.

Ressalta-se que para o caso estacionário considera-se a velocidade u_i função exclusiva de x_2 , onde v_j e w_k são iguais a zero. A generalização para o caso tridimensional é interessante porém não trivial, foi deduzida por Stokes em 1845 a partir dos trabalhos de Navier (1821) e Poisson (1831) e deu fundamentação à construção das equações de Navier-Stokes, melhor discutida na seção 1.6.

1.4 Decomposição Cinemática do Movimento

Como amplamente é corroborada, a mecânica do movimento dos corpos fluidos é, recorrentemente, um evento não linear, o que impede que as linhas de fluxo sejam paralelas na maioria dos escoamentos. A principal fonte da não-linearidade é o operador não linear $\partial_i u_j$ que aparece recorrentemente na maioria das equações governantes da cinemática e dinâmica dos fluidos.

Apesar do resultado final das equações determinar previsões não lineares de modo geral, recorrentemente o comportamento local dos fluidos é quase sempre dominada por fenômenos lineares. Ao analisar os efeitos lineares criados por pequenas variações de velocidade, associando-as ao gradiente do campo de velocidades médio permite um entendimento com maior riqueza da movimentação dos fluidos (POWERS, 2003). Na análise linear, determina-se que a movimentação de uma partícula do fluido pode ser descrito como a soma da translação linear e rotação, tal como um corpo sólido, e um par de deformações: extensionais e de cisalhamento. Ambos os tipos podem ser pensado em termos de taxas, produzidas por forças externas.

Geralmente as tensões de deformação são as ações externas mais importantes na análise do escoamento em um fluido, dado que ao executar essa ação sobre um corpo sólido sua estrutura interna deforma de modo limitado, alcançando uma nova configuração onde exista um equilíbrio das forças externas aplicadas e as reações internas, de natureza restaurativas. De modo diferente, a matéria fluida sofre deformação contínua e permanentemente sobre ação de forças externas, assim sendo, para um corpo sólido elástico somente será relevante levar em consideração as forças externas quando a condição de equilíbrio atual for atingida somente por ação destes, tal que, salvo este caso em específico, a movimentação de um sólido pode ser traduzida como sendo a soma da translação linear e da rotação somente. Em contraste, para um ponto material considera-se somente a translação linear, de tal forma que podemos classificar o movimento da matéria da seguinte forma conforme exposto por Powers (2003, p 54):

fluido = translação + rotação + deformação extensional + deformação cisalhante,
 sólido flexível = translação + rotação + deformação extensional + deformação cisalhante,
 sólido rígido = translação + rotação,
 ponto material = translação.

Inicialmente analisa-se o movimento de uma partícula inicialmente posicionada em x_j , onde considerado a natureza da movimentação do fluido, expande-se em termos da série de Taylor, admitindo uma variação infinitesimal dx_j na vizinhança de x_j , desconsiderando portanto, termos de ordem superior

$$u_i(x_j + dx_j) \simeq u_i(x_j) + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \delta x_j, \quad (1.21)$$

ainda reescrevendo o último termo na notação reduzida

$$u_i(x_j + dx_j) \simeq u_i(x_j) + dx_j \partial_j u_i, \quad (1.22)$$

$$u_i(x_j + dx_j) = u_i(x_j) + \delta u_i(x_j), \quad (1.23)$$

onde

$$\delta u_i(x_j) = \partial_j u_i \delta x_j. \quad (1.24)$$

Analisando a movimentação da partícula a equação (1.23) traduzida por $u_i + \delta u_i$, considera-se que o termo u_i cumpre a parte translacional da partícula, deixando o termo δu_i como base fundamental das características de rotação e deformação. Pela operação do gradiente de um campo vetorial, têm-se, dado as características da notação indicial adotada, que o posto do

resultado do produto equivale a soma dos postos dos tensores ¹¹ (BUTKOV, 1988), de modo que na notação matricial escreve-se:

$$L_{ij} = \nabla \mathbf{u} = \partial_j u_i = \begin{vmatrix} \partial_1 u_1 & \partial_2 u_1 & \partial_3 u_1 \\ \partial_1 u_2 & \partial_2 u_2 & \partial_3 u_2 \\ \partial_1 u_3 & \partial_2 u_3 & \partial_3 u_3 \end{vmatrix}. \quad (1.25)$$

Podemos decompor o tensor gradiente de velocidade $\partial_j u_i$ em uma parte simétrica e uma anti-simétrica na forma de

$$\delta u_i = \underbrace{\partial_{(j} u_i) \delta x_j}_{\text{Deformação e Cisalhamento}} + \underbrace{\partial_{[j} u_i] \delta x_j}_{\text{Rotação}}, \quad (1.26)$$

onde,

$$\delta u_i^{(s)} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] \delta x_j, \quad (1.27)$$

$$\delta u_i^{(a)} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] \delta x_j. \quad (1.28)$$

Tal resultado implica em que a variação infinitesimal de velocidade em um sistema fluido tem tanto influência na deformação local como rotação do fluido, sendo esta última consequência, assumida como a vorticidade local a partir daqui. Apesar de já ter sido delimitado que as dependências simétricas do tensor $\partial_j u_i$ tem relação com a deformação, sua relação com a microestrutura do meio contínuo será realizado na seção 1.6 onde discorrerá sua ligação com os fluidos newtonianos.

1.5 Conceitos Básicos na Análise de Escoamentos

Define-se por escoamento toda movimentação de uma porção fluida em relação a um sistema referencial inercial adotado, resultando no transporte de massa, implicando ou não no transporte de momento linear, momento angular e de energia. Tais características do escoamento são regidas por axiomas não-relativísticos, denotando que a velocidade de descolamento ou o próprio campo de velocidades são muito menores que a velocidade da luz, com uma quantidade de partículas adotadas suficientemente grande para que flutuações provocadas por descontinuidades sejam desconsideradas.

Verbalmente tais axiomas se enunciam na forma de:

¹¹ Entende-se este teorema na forma de $A_{ijklm} = B_{ij} C_{klm}$

- **Princípio da Conservação da Massa:** A taxa de variação temporal da massa de um sistema material é igual a zero;
- **Segunda Lei de Newton:** A taxa de variação temporal do momento linear de um sistema material é igual a soma das forças atuantes nessa região¹²;
- **Princípio da Conservação da Energia:** A taxa variação temporal da energia de um sistema material é igual a diferença entre taxa de calor transferido e a taxa de trabalho executado¹³;
- **Princípio do Momento Angular:** A taxa de variação temporal do momento angular de um sistema material é igual a soma dos torques atuantes nessa região¹⁴.

Para o correto delineamento de todas as principais equações governantes, algumas condições de contorno são impostas inicialmente, para que durante a análise matemática das equações, sua modelagem ocorra condizentemente com a fenomenologia observada. Entre as principais condições impostas pode-se mencionar:

- A hipótese do contínuo;
- Isotropia na distribuição molecular;
- Fluidos primordialmente newtonianos.¹⁵

Apesar de uma larga quantidade de fluidos são considerados incompressíveis, inicialmente não será imposta essa condição básica, exatamente pelo motivo que intenciona-se discutir ambas as classes. Sempre que possível, as equações abrangerão ambas condições de escoamento.

1.5.1 Princípio da Conservação da Massa - Equação da Continuidade

A noção do infinitesimal de massa é implícito ao estudo da dinâmica aplicada de meios contínuos. Tal noção auxilia não só a definição do princípio da conservação da massa, mas também colabora com a obtenção das equações governantes, dado que as leis físicas aplicadas ao infinitesimal de massa, são passíveis de serem generalizadas para todo o sistema onde esse infinitesimal esteja contido e que seja portador de suas características físicas. O axioma que enuncia o princípio da conservação da massa, descrito de forma numérica é:

$$\frac{d}{dt}dm(\mathcal{M}) = 0 \quad , \quad \forall dm \in \mathcal{M}, \quad (1.29)$$

¹² Generalização de Euler da Segunda Lei da Mecânica Newtoniana

¹³ Primeira Lei da Termodinâmica

¹⁴ Primeira formulação de Euler na hidrodinâmica

¹⁵ Caso seja necessário, será mencionado na análise, a condição básica dos fluidos não-newtonianos

onde dm é um infinitesimal de massa, na forma de:

$$\mathcal{M} = \int_{\mathcal{M}} dm. \quad (1.30)$$

Como explanado na seção 1.3.1, compreende-se que partindo de uma distribuição isotrópica da massa em todo espaço \mathcal{V} , a relação Massa Específica seja considerada verdadeira, implicando que:

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{dm}{dV}, \\ dm &= \rho dV, \\ \mathcal{M} &= \int_{\mathcal{V}} \rho dV. \end{aligned} \quad (1.31)$$

Logo, enuncia-se a conservação de massa como sendo:

$$\frac{d}{dt} \int_{\mathcal{V}} \rho dV = 0. \quad (1.32)$$

Recorrendo ao Teorema de Transporte de Reynolds, enunciado na equação (1.18) e considerando que o campo de velocidades na vizinhança de dm seja igual a u_i , reescreve-se a equação (1.32) na forma de:

$$\frac{d}{dt} \int_{\mathcal{V}} \rho dV = \int_{\mathcal{V}} \partial_o \rho dV + \int_S \rho u_i n_i dS, \quad (1.33)$$

e, ao observar o segundo termo do lado esquerdo da equação (1.33), escrito em termos de uma integral de superfície, na qual pode-se aplicar-se o Teorema da Divergência de Gauss, conforme descrito na equação (1.34), exemplificada para um tensor $T_{jkl\dots}$ qualquer

$$\int_S n_i T_{jkl\dots} dS = \int_V \nabla_i T_{jkl\dots} dV. \quad (1.34)$$

Prosseguindo na análise, reescreve-se a equação (1.33) em termos do Teorema de Gauss para a integral de superfície, obtendo por consequência

$$\int_{\mathcal{V}} \partial_o \rho dV + \int_{\mathcal{V}} \nabla_i (\rho u_i) dV = 0, \quad (1.35)$$

$$\int_{\mathcal{V}} (\partial_o \rho + \partial_i (\rho u_i)) dV = 0. \quad (1.36)$$

Assume-se por consequência que se resultado de uma integração, sobre limites do espaço material analisado é igual a zero, denota que o próprio integrando é igual a zero

$$(\partial_o \rho + \partial_i (\rho u_i)) = 0, \quad (1.37)$$

que também pode ser reescrita como

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = -\partial_i u_i. \quad (1.38)$$

1.5.2 Princípio do Momento Linear - Segundo Princípio Fundamental da Dinâmica

O raciocínio da formulação matemática da segunda lei de newton, aplicado a um infinitesimal de massa dm segue o mesmo raciocínio básico do princípio da conservação da massa. Se considerarmos que o momento linear aplicado ao infinitesimal de massa é dado por

$$dP = u_i dm = \rho u_i dV. \quad (1.39)$$

Como definido no início da seção 1.5, o princípio do momento linear é definido matematicamente por

$$\frac{d}{dt} P_i = \frac{d}{dt} \int_{\mathcal{V}} \rho u_i dV = (\text{Forças de Corpo}) + (\text{Forças de Superfície}). \quad (1.40)$$

Classifica-se como força de corpo toda aquela fruto da ação de um campo, seja ele gravitacional ou de natureza eletromagnética. Dado a abordagem infinitesimal das equações governantes, a força de corpo é expressa em razão do volume considerado, sendo que na dinâmica de fluidos não magnéticos, o principal campo atuante é o gravitacional. Para o infinitesimal de massa considerado, a equação da força de corpo é expressa na forma de

$$(\text{Forças de Corpo}) = \int_{\mathcal{V}} \rho f_i dV. \quad (1.41)$$

Tendo caracterizado as forças de corpo, define-se que as forças de superfície são todas aquelas que, obrigatoriamente, necessitam do efetivo contato entre corpos para serem caracterizadas. Sob o ponto de vista da deformação, as forças de corpo, em especial a força-peso, não provocam em primeira instância deformações ¹⁶, determinando que o estado de tensão de um corpo está, portanto, diretamente ligado as forças de superfície atuantes sobre ele.

¹⁶ nos casos onde somente forças dessa natureza sejam atuantes

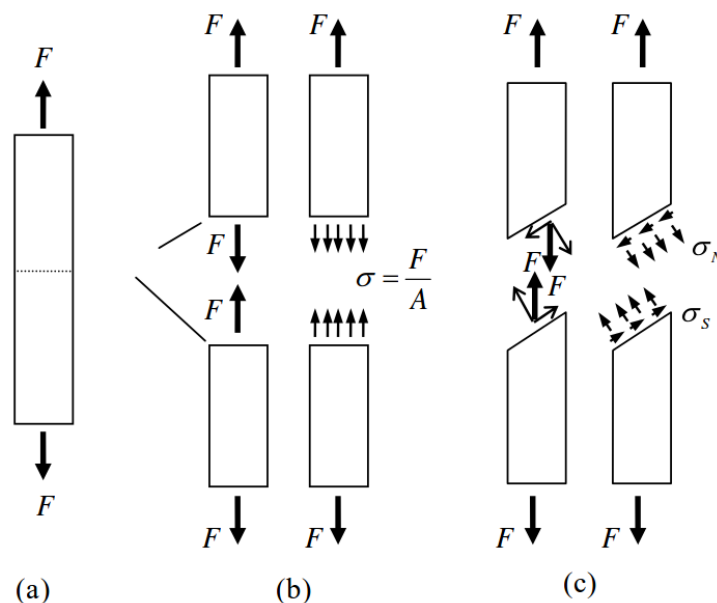
Na definição do Princípio do Momento Linear, caracterizamos as forças de superfície como

$$(\text{Forças de Superfície}) = \int_S t_i dS, \quad (1.42)$$

sendo t_i um vetor tração generalizado onde $t_i = t_i(n_j x_k)$ atuante sobre um infinitesimal de área. Entende-se que um corpo onde suas partículas constituintes tenham vínculos de interação, de modo que sob ação de forças de superfície, tais como a caracterizada anteriormente, produz uma tensão interna fruto da deformação gerada pela própria ação das forças. O correto entendimento acerca desse estado de tensão define de modo completo a reação do corpo a ações externas.

A atuação de forças de superfície não depende somente da magnitude da ação ou do valor do escalar de área, mas também da orientação desta superfície (seja ela real ou imaginária) em relação ao vetor tração atuante. Ao fazer atuar sobre um corpo qualquer, de modo que o plano axial do corpo seja o mesmo plano onde os vetores atuantes estejam contidos, permite em um primeiro momento a percepção do estado de tensão do corpo em duas dimensões.

Figura 2 – Diferentes estados de tensão para diferentes cortes em um mesmo corpo.



Fonte: Repositório MIT-OCW, 2015

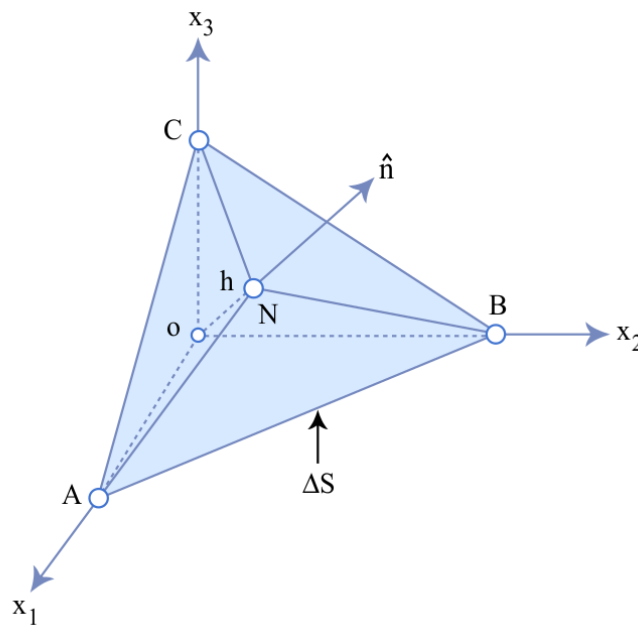
É fácil perceber na figura 2¹⁷ a interdependência entre a orientação do plano e a direção e sentido da força resultante aplicada. Em 2a e 2b demonstra-se que quando o plano de corte é perpendicular ao plano axial do corpo, o estado de tensão σ é traduzido exclusivamente pela razão entre a força de tração resultante aplicada e a área do plano de corte do corpo. Já em

¹⁷ Disponível em: <https://ocw.mit.edu/courses/earth-atmospheric-and-planetary-sciences/>; Acesso em ago. 2016

2c percebe-se que quando o plano de corte possui um diedro em relação ao plano axial do corpo, ocorre a proporcionalização da força de tração resultante, dado que este vetor atua em um ângulo α em relação ao referencial do plano de corte, decompondo-se em uma tensão de natureza cisalhante, representado pela componente σ_s e outra de natureza normal, representado pela componente σ_n .

O vetor tração pode, para análise do caso tridimensional, ser decomposto em componentes perpendicular e paralelas ao plano de corte, de modo que cria-se um estado de tensão representado por uma tensão normal e duas tensões cisalhantes paralelas ao plano de corte. De maneira a caracterizar o estado de tensão corretamente, posiciona-se um cubo isotrópico alinhado aos eixos de um espaço cartesiano, cortado em um diedro oblíquo de modo a formar um tetraedro de superfície ΔS , com vetor normal n_i , onde atuará o vetor tração t_i , conforme ilustra a figura 3¹⁸.

Figura 3 – Representação do plano de atuação do vetor t_i



Fonte: Repositório MIT-OCW, 2015

Considerando que ΔX é a dimensão característica do tetraedro, determina-se que o volume do tetraedro seja de ordem ΔX^3 e as superfícies de ordem ΔX^2 . Considerando (restrito ao caso) o princípio do momento linear, obtêm-se

$$\rho a_i(\Delta X^3) = f_i(\Delta X^3) + t_i n_i(\Delta X^2). \quad (1.43)$$

¹⁸ Disponível em: <https://ocw.mit.edu/courses/earth-atmospheric-and-planetary-sciences/>; Acesso em ago. 2016

No limite do infinitesimal de volume, considerando que $\Delta X \rightarrow 0$, implica portanto que o somatório das forças de superfície é igual a zero, o que resulta em

$$0 = \underbrace{t_i(\hat{n}_i)\Delta S}_{\text{Ação no plano de corte}} + \underbrace{t_i(-\hat{n}_1)\Delta S_1 + t_i(-\hat{n}_2)\Delta S_2 + t_i(-\hat{n}_3)\Delta S_3}_{\text{Reação nos planos projetados}}. \quad (1.44)$$

Evocando o Lema Fundamental de Cauchy (IRGENS, 2008), onde determina que, vetores tração que atuam em lados opostos de uma mesma superfície possuem o mesmo módulo e sentidos opostos (IRGENS, 2008). Tal condição é descrita para o caso particular na forma de $t_j(n_j) = -t_j(-n_j)$, onde os planos projetados podem ser escritos na forma de $\Delta S_i = n_i(\Delta S)$, reescrevendo-se a equação (1.44) na forma

$$t_i(\hat{n}_i)\Delta S = \hat{n}_1 t_i(\hat{n}_1)\Delta S + \hat{n}_2 t_i(\hat{n}_2)\Delta S + \hat{n}_3 t_i(\hat{n}_3)\Delta S. \quad (1.45)$$

Assumindo que t_i é um vetor e que o versor (\hat{n}_j) indica a qual superfície o vetor t_i está associado, tal produto descreve em sua forma simples o funcionamento básico de um tensor. Tal noção implica que

$$t_i = \hat{n}_1 \sigma_{1i} + \hat{n}_2 \sigma_{2i} + \hat{n}_3 \sigma_{3i}, \quad (1.46)$$

$$t_i = \hat{n}_j \sigma_{ji}. \quad (1.47)$$

Onde a transposta da equação (1.47) indica que a atuação da força de tração t_j sobre uma superfície de normal \hat{n}_i cria o estado de tensão traduzido pela matriz tensor tensão σ_{ij} , onde

$$\sigma_{ij} = \begin{vmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{vmatrix}$$

Voltando as considerações iniciais, onde a única condição imposta foi a isotropia das características físicas do tetraedro, faz-se necessário portanto, expandir essas características física ao campo dos fluidos. É natural ao estudo da termodinâmica e mecânica dos fluidos a noção da pressão, de modo que a ausência de ligações estruturantes internas exige a formalização de um aporte teórico típico à essas duas fenomenologias. Em relação à pressão termodinâmica, sua geração está ligada diretamente a energia cinética associada a partícula livre dentro do gás dito ideal, de modo que a pressão é descrita como $p = p(\rho, e)$ sendo e a energia interna do sistema gasoso. De mesma maneira, a pressão hidrostática está não só associada a chamada pressão viscosa, decorrente da resistência gerada ao rolamento entre camadas do fluido mas também, do ponto de vista normal de atuação, ao potencial eletroquímico de ligação das moléculas constituintes.

Em simulações computacionais envolvendo difusões moleculares, um dos grandes problemas é a reprodução das forças intra e intermoleculares existentes entre os elementos do modelo. Na modelagem de fluidos, tais como a água, existem potenciais associados às forças intermoleculares que cumprem, em primeiro momento, a tradução das forças de atração e repulsão existente entre as moléculas em questão, onde pode-se citar o potencial tipo ponte de hidrogênio. Seguindo esse raciocínio, onde somente forças de repulsão, sejam elas associadas as interações intermoleculares, geram um estado de tensão interno em resposta as forças de superfície que tendem a diminuir a distância existente entre estas partículas. Neste momento diferencia-se portanto, a pressão termodinâmica daquela advinda da própria interação molecular.

Assumindo portanto que as tensões normais do fluido tem relação com a pressão hidrostática média no centro do volume $(\Delta X)^3$, decompõe-se o tensor σ_{ij} na forma de

$$\underbrace{\sigma_{ij}}_{\text{Tensor Stress Total}} = \underbrace{-p\delta_{ij}}_{\text{Tensor Pressão Mecânica}} + \underbrace{\tau_{ij}}_{\text{Tensor Deviatórico}} \quad (1.48)$$

onde o negativo do termo $-p\delta_{ij}$ representa que na atuação da tração, a pressão é isotrópica e negativa em relação ao ponto analisado. Considera-se também que

$$p\delta_{ij} = -\frac{1}{3}\sigma_{ii} = -\frac{1}{3}(\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}). \quad (1.49)$$

Finalmente, inserindo todas as predições feitas, determinamos a forma primária do princípio do momento linear

$$\int_{\mathcal{V}} (\partial_o \rho u_i + \partial_j (\rho u_j u_i)) dV = \int_{\mathcal{V}} \rho f_i dV + \int_S \hat{n}_j \sigma_{ji} dS. \quad (1.50)$$

Sendo reescrita, ao transformar o segundo termo do lado direito da equação usando o Teorema de Gauss, em termos de

$$\int_{\mathcal{V}} (\partial_o \rho u_i + \partial_j (\rho u_j u_i) - \rho f_i - \partial_j \sigma_{ji}) dV = 0. \quad (1.51)$$

Tomado que o integrando é nulo, escrevemos

$$(\partial_o \rho u_i + \partial_j (\rho u_j u_i) - \rho f_i - \partial_j \sigma_{ji}) = 0, \quad (1.52)$$

$$\partial_o \rho u_i + \partial_j (\rho u_j u_i) = \rho f_i + \partial_j \sigma_{ji}. \quad (1.53)$$

De modo que a equação (1.53) é conhecida como Equação de Cauchy. A Equação de Cauchy é válida para qualquer meio contínuo, onde o termo σ_{ij} carrega a informação da microestrutura, modelando suas consequência na macroestrutura. Como no caso analisado, $\sigma_{ji} = -p\delta_{ij} + \tau_{ji}$ temos

$$\partial_o \rho u_i + \partial_j (\rho u_j u_i) = \rho f_i + \partial_j (-p \delta_{ij} + \tau_{ji}), \quad (1.54)$$

$$\partial_o \rho u_i + \partial_j (\rho u_j u_i) = \rho f_i - \partial_j p + \partial_j \tau_{ji}. \quad (1.55)$$

Reconhecendo o lado esquerdo da equação (1.55) como a derivada material do campo de velocidades u_i , $\frac{D}{Dt} u_i = \partial_o u_i + u_j \partial_j (u_i)$, determinamos a forma final do Princípio do Momento Linear como sendo

$$\rho \frac{D}{Dt} u_i = \rho f_i - \partial_j p + \partial_j \tau_{ji}. \quad (1.56)$$

Apesar da equação (1.56) determinar o do momento linear, sua relação com a microestrutura do fluido ainda não faz-se presente. Entende-se por hora que o tensor τ_{ij} carrega a informação das tensões cisalhantes, e, conseqüentemente, relação intrínseca com a viscosidade do fluido.

1.5.3 Princípio da Conservação da Energia - Primeira Lei da Termodinâmica

O princípio da Conservação da Energia de um volume infinitesimal de fluido toma por base o enunciado básico da Primeira Lei da Termodinâmica como fundamental. Apesar da teoria ser uma construção de várias contribuições, a primeira lei da termodinâmica foi enunciada de modo primitivo nos trabalhos de Rudolph Clausius¹⁹ em 1850, onde diz *"In all cases in which work is produced by the agency of heat, a quantity of heat is consumed which is proportional to the work done; and conversely, by the expenditure of an equal quantity of work an equal quantity of heat is produced."*²⁰. Clausius no mesmo trabalho também enuncia, *"In a thermodynamic process involving a closed system, the increment in the internal energy is equal to the difference between the heat accumulated by the system and the work done by it."*²¹. Recorrentemente utiliza-se a noção de sistema isolado, determinando a não-interferência do meio sobre o sistema, permitindo que qualquer troca realizada seja em função de "transformação" interna. Tendo isso enunciado, determinamos que a taxa de variação temporal da energia de um volume infinitesimal arbitrário é igual a diferença entre a taxa de variação temporal dos trabalhos executados e o calor acumulado pela porção fluida. Matematicamente enuncia-se

$$\frac{d}{dt} E = \frac{d}{dt} Q - \frac{d}{dt} W. \quad (1.57)$$

¹⁹ CLAUSIUS, Rudolph. I. On the moving force of heat, and the laws regarding the nature of heat itself which are deducible therefrom. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, v. 2, n. 8, p. 1-21, 1851.

²⁰ "Em casos onde o trabalho é produzido fruto da ação do calor, a quantidade de calor consumido é proporcional ao trabalho efetuado; e reciprocamente na recepção de qualquer quantidade de calor, uma igual porção de calor é produzida. tradução nossa)

²¹ "Em um processo termodinâmico envolvendo sistemas fechados, o incremento na energia interna é igual a diferença entre a energia acumulada pelo sistema e o trabalho executado por ele"

O termo do lado esquerdo equivale à energia total do volume infinitesimal, que pode ser escrita em termos da energia cinética mais a energia interna específica, caracterizada por e , especificando a quantidade de energia interna por unidade de massa. A energia interna total pode ser descrita na forma diferencial como

$$dE = \underbrace{\frac{1}{2}\rho u_j u_j dV}_{\text{Energia Cinética}} + \underbrace{e\rho dV}_{\text{Energia Interna}}, \quad (1.58)$$

$$dE = \left(\frac{1}{2}u_j u_j + e \right) \rho dV, \quad (1.59)$$

$$E = \int_{\mathcal{V}} \left(\frac{1}{2}u_j u_j + e \right) \rho dV. \quad (1.60)$$

O segundo termo do lado direito da equação (1.57) equivale ao diferencial do trabalho. Valendo-se do princípio do produto escalar entre os vetores destacados, e, como intenciona-se escrever em termos de taxa percebendo a relação $dx_i/dt = u_i$, pode-se manipular da seguinte forma

$$dW = F_i dx_i,$$

$$\frac{dW}{dt} = F_i u_i dt,$$

$$\frac{dW}{dt} = F_i u_i. \quad (1.61)$$

Restando somente o termo da força F_i para ser caracterizado. Relembrando os tratados propostos nas seções anteriores, onde a força atuante sobre um volume infinitesimal poderia ser decomposta em forças de corpo e de campo, vale-se de tal relação também na construção da equação do trabalho mecânico

$$F_i = \int_{\mathcal{V}} \rho f_i dV + \int_S n_j \sigma_{ji} dS. \quad (1.62)$$

Conforme construção obtida na equação em (1.61), juntamente com as equações descritas em (1.41), (1.42) e (1.47), obtêm-se a taxa de variação do trabalho

$$\frac{dW}{dt} = \int_{\mathcal{V}} \rho u_i f_i dV + \int_S u_i n_j \sigma_{ji} dS. \quad (1.63)$$

O segundo termo do lado direito da equação (1.57) consiste basicamente no fluxo térmico sobre o infinitesimal de volume. Valendo-se da Lei de Fourier para condução térmica, aonde o vetor fluxo ϕ_i sobre uma superfície dS é dado

$$\frac{dQ}{dt} = \int_S n_i \phi_i dS. \quad (1.64)$$

Assume-se por convenção que o fluxo de calor entrando no volume tem sinal de negativo, enquanto que no fluxo inverso, seu sinal é positivo. Ao final, inserindo em (1.57) os resultados obtidos em (1.63) e (1.64) obtêm-se a primeira forma do Princípio da Conservação da Energia

$$\frac{d}{dt} \int_{\mathcal{V}} \left(\frac{1}{2} u_j u_j + e \right) \rho dV = \int_{\mathcal{V}} \rho u_i f_i dV + \int_S u_i n_j \sigma_{ji} dS - \int_S n_i \phi_i dS, \quad (1.65)$$

onde aplica-se o Teorema do Transporte de Reynolds no lado esquerdo da equação e o Teorema de Gauss nas integrais de superfície obtidas

$$\begin{aligned} \int_{\mathcal{V}} \partial_o \left[\rho \left(\frac{1}{2} u_j u_j + e \right) \right] dV + \int_{\mathcal{V}} \partial_i \left[u_i \rho \left(\frac{1}{2} u_j u_j + e \right) \right] dV = \\ \int_{\mathcal{V}} \rho u_i f_i dV + \int_{\mathcal{V}} \partial_j (u_i \sigma_{ji}) dV - \int_{\mathcal{V}} \partial_i (\phi_i) dV. \end{aligned} \quad (1.66)$$

Manipulando as integrais apropriadamente, anulando o integrando e decompondo o termo σ_{ji} em suas componentes conforme equação (1.48) obtêm-se

$$\partial_o \left(\frac{1}{2} \rho u_j u_j + \rho e \right) + \partial_i \left[u_i \left(\frac{1}{2} \rho u_j u_j + \rho e \right) \right] = \rho u_i f_i + \partial_j (u_i \tau_{ji}) - \partial_i (p u_i) - \partial_i \phi_i. \quad (1.67)$$

Sob a perspectiva da análise euleriana, se o sistema é conservativo pode-se afirmar que a quantidade da grandeza na condição inicial, deve corresponder a soma das quantidades finais, existentes em consequência da transformação realizada entre seus estados. Analisando com mais atenção a equação (1.67) percebe-se exatamente essa afirmação. A taxa de variação temporal e advectiva da energia total de um volume infinitesimal (seja ela de natureza mecânica ou termodinâmica) corresponde aos trabalhos executados e ao fluxo de calor que atravessa o sistema.

Ressalta-se porém que a equação (1.67) corresponde a análise da energia total do sistema, seja ela de natureza mecânica ou termodinâmica. Apesar de ser facilmente decomposta em termos exclusivamente mecânicos e termodinâmicos, onde o primeiro termo da equação corresponde à energia mecânica, sendo obtido através do formalismo do Princípio do Momento Linear, onde sua definição aqui é totalmente compreensível, tratando-se desde o início de uma análise de um axioma conservativo.

Recorrendo à equação do trabalho mecânico, na forma de produto escalar entre o vetor força f_i e o vetor deslocamento x_i

$$W = \sum_{i=1}^3 f_i x_i. \quad (1.68)$$

Ao escrever a equação força na forma diferencial da descrição da Segunda Lei de Newton e lembrando que x_i é um deslocamento infinitesimal descrito também por $u_j dt$, reescreve-se (1.68)

$$W = \partial_o p_i u_i dt, \quad (1.69)$$

$$= u_i dp_i, \quad (1.70)$$

$$= u_i d(mu_i). \quad (1.71)$$

Aplicando devidamente a regra do produto obtêm-se

$$d(u_i u_i) = [(u_i du_i) + (du_i u_i)] = 2[(u_i du_i)]. \quad (1.72)$$

Determina-se que a variação da energia cinética fruto de um trabalho infinitesimal, na observância do princípio de conservação da massa é descrito como

$$u_i d(mu_i) = \frac{1}{2} m d(u_i u_i) = d\left(\frac{m}{2} u_i u_i\right). \quad (1.73)$$

Portanto, como intenciona-se descrever a conservação da energia mecânica em termos estudados, basta tão somente realizar o produto escalar entre o vetor velocidade u_i e o momento linear, descrito pela equação (1.56), aplicando após isto, o resultado obtido na equação (1.73)

$$u_i [\partial_o \rho u_i + \partial_j (\rho u_j u_i)] = u_i [\rho f_i - \partial_i p + \partial_j \tau_{ji}], \quad (1.74)$$

$$\partial_o \left(\frac{1}{2} \rho u_i u_i\right) + \partial_j \left[u_j \left(\frac{1}{2} \rho u_i u_i\right)\right] = \rho u_i f_i + \partial_j (u_i \tau_{ji}) - \partial_i (p u_i). \quad (1.75)$$

Analisando com olhar mais atencioso a equação (1.75), observa-se que o incremento da energia cinética depende diretamente da força de corpo, de modo que seu incremento ocorre quando o fluxo acontece na direção da força de corpo. Não obstante a existência de desigualdade entre as forças de superfície provoquem também o incremento na energia cinética, que ocorre devido ao acréscimo no módulo de tensão deviatórica e no decréscimo da pressão hidrostática.

Tendo definido portanto a forma da equação de conservação da energia mecânica, torna-se portanto fácil obter a equação da energia termodinâmica, onde a subtração entre as equações (1.67) e (1.75) determina que

$$\partial_o (\rho e) + \partial_i (u_i \rho e) = \partial_i u_j \tau_{ji} - \partial_i p u_i - \partial_i \phi_i. \quad (1.76)$$

Novamente ao se analisar a evolução da energia termodinâmica, predita pela equação (1.76), percebe-se que seu incremento ocorre proporcionalmente ao decréscimo de volume, onde na observância da equação (1.38) que determina a expansão relativa do volume. Outro fato importante a ser destacado é a proporcionalidade da evolução da energia termodinâmica á o tensor deviatórico, onde por dedução lógica, a interação viscosa, por natureza do próprio atrito,

provoca seu incremento. Mais uma vez existe a ligação empírica entre o tensor deviatórico e a natureza viscosa do fluido. Sua forma real será tratada mais adiante.

Em análise de caso específico, discorrer sobre o Princípio da Conservação da energia, escrita em termos da entropia permite demonstrar que mesmo no caso de uma grandeza exclusivamente aditiva do sistema, denota que ainda sim, o princípio conservativo é obedecido. Apesar de ser tratada separadamente, a sua relação com a equação da energia termodinâmica fica evidente quando analisada em conjunto com a Equação da Identidade Termodinâmica.

Na intenção de se obter a equação em termos da entropia, busca-se primeiro escreve-la na dependência da derivada material. Portanto, aplica-se no lado esquerdo da equação (1.76) a regra do produto e posteriormente reagrupando termos comuns, obtêm-se

$$e\partial_o\rho + \rho\partial_o e + e\partial_i(u_i\rho) + u_i\rho\partial_i e = \partial_i u_j \tau_{ji} - \partial_i p u_i - \partial_i \phi_i, \quad (1.77)$$

$$\underbrace{e[\partial_o\rho + \partial_i(u_i\rho)]}_{=0} + \rho \underbrace{[\partial_o e + u_i\partial_i e]}_{\frac{D}{Dt}e} = \rho \frac{D}{Dt}e = \partial_i u_j \tau_{ji} - \partial_i p u_i - \partial_i \phi_i. \quad (1.78)$$

Dado um sistema onde escreva-se que a entropia seja função da energia interna, do volume do sistema e número de partículas do sistema ($S = S(E, V, N)$), é possível escrever uma equação diferencial para essa grandeza, basicamente tomando-lhe a diferencial total desta função, onde determina-se

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial E}\right) dE + \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right) dV + \left(\frac{\partial S}{\partial N}\right) dN. \quad (1.79)$$

Tal equação é conhecida como Identidade Termodinâmica. Podemos por hora desprezar a dependência no número de partículas do sistema, dado que esta equação funciona em uma transformação infinitesimal e pela obrigatoriedade do Princípio da Conservação da Massa, o número de partículas é constante. Tal noção implica que

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial E}\right) dE + \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right) dV. \quad (1.80)$$

Dado que $\frac{\partial S}{\partial E} = \frac{1}{T}$ e $\frac{\partial S}{\partial V} = \frac{p}{T}$, reescreve-se a diferencial total como

$$dS = \frac{1}{T} dE + \frac{p}{T} dV. \quad (1.81)$$

Multiplicando ambos os lados por T , obtêm-se a forma final da Identidade Termodinâmica como sendo

$$TdS = dE + pdV. \quad (1.82)$$

Como todas as equações escritas até aqui foram determinadas em função da massa específica e do volume do sistema material, nesse caso em específico, faz-se necessário reescrever a equação 1.82) em termos da grandeza extensiva massa. Em especial tem-se que $v = V/m = 1/\rho$, que aplicado em (1.82) reescreve-se

$$Tds = de + \frac{1}{\rho^2}pd\rho, \quad (1.83)$$

onde, dividindo ambos os lados por dt e subentendendo que $\frac{de}{dt} = \frac{De}{Dt}$ tem-se

$$\rho \frac{De}{Dt} = \rho \left(T \frac{ds}{dt} + \frac{p}{\rho^2} \frac{d\rho}{dt} \right), \quad (1.84)$$

$$\tau_{ij}\partial_i u_j - p\partial_i u_i - \partial_i \phi_i = \rho T \frac{ds}{dt} + \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt}. \quad (1.85)$$

Como determinado pela equação da expansão relativa, descrita por (1.38), onde $\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = -\partial_i u_i$ observa-se

$$\rho \frac{ds}{dt} = \frac{1}{T} \tau_{ij} \partial_i u_j - \frac{1}{T} \partial_i \phi_i. \quad (1.86)$$

Aplicando a regra do quociente no termo de ϕ_i , atinge-se sua forma final onde

$$\rho \frac{ds}{dt} = \frac{1}{T} \tau_{ij} \partial_i u_j - \partial_i \left(\frac{\phi_i}{T} \right) - \frac{1}{T^2} \phi_i \partial_i T. \quad (1.87)$$

Analisando essa equação percebe-se que a aditividade da entropia ocorre devido ao fluxo de calor pelas faces do volume infinitesimal e pela ação do tensor deviatórico, enquanto agente viscoso do escoamento.

1.5.4 Princípio da Quantidade do Momento Angular

Partindo da premissa que o Princípio da Quantidade do Momento Angular determina que a taxa de variação temporal do momento angular como sendo a soma dos torques aplicados sobre esse domínio, tem solução trivial na análise do caso do ponto material ou do corpo rígido.

No entanto quando analisada para meios contínuos, onde a interferência da microestrutura não possa ser desprezada, sua solução acaba exigindo uma análise matemática mais atenta.

Primeiramente, no formalismo básico, a quantidade de momento angular de um corpo de massa dm é expressa na forma de

$$dL_i = \varepsilon_{ijk} r_j u_k dm. \quad (1.88)$$

Já tendo caracterizado anteriormente na seção 1.5.2 as forças que atuam sobre um infinitesimal de massa dm podemos enunciar os torques atuantes, em função destas forças como sendo

$$(\text{Torque das forças de corpo}) = \rho \varepsilon_{ijk} r_j f_k dV, \quad (1.89)$$

$$(\text{Torque das forças de superfície}) = \varepsilon_{ijk} r_j n_q \sigma_{qk} dS. \quad (1.90)$$

Escrevendo finalmente o Princípio da Quantidade de Momento Angular na forma de

$$\frac{d}{dt} \int_{\mathcal{V}} \rho \varepsilon_{ijk} r_j u_k dV = \int_{\mathcal{V}} \rho \varepsilon_{ijk} r_j f_k dV + \int_S \varepsilon_{ijk} r_j n_q \sigma_{qk} dS. \quad (1.91)$$

Aplicando a Teorema de Transporte de Reynolds no lado esquerdo da equação e o Teorema de Gauss nas duas integrais de superfície em ambos os lados temos

$$\int_{\mathcal{V}} \rho \varepsilon_{ijk} \left[\partial_o(r_j u_k) + \partial_q(r_j u_k u_p) \right] dV = \int_{\mathcal{V}} \varepsilon_{ijk} \left[\rho r_j f_k dV + \partial_q(r_j \sigma_{qk}) \right] dV, \quad (1.92)$$

onde, assumindo que o espaço considerado em ambos os lados da equação é o mesmo, organiza-se de modo a obter

$$\rho \varepsilon_{ijk} \left[\partial_o(r_j u_k) + \partial_q(r_j u_k u_p) - r_j f_k \right] - \varepsilon_{ijk} \left[\partial_q(r_j \sigma_{qk}) \right] = 0, \quad (1.93)$$

e usando a regra do produto, obtêm-se

$$\begin{aligned} \rho \varepsilon_{ijk} \left\{ \left[r_j \partial_o(u_k) + u_k \partial_o(r_j) \right] + \left[r_j \partial_q(u_q u_k) + u_q u_k \partial_q(r_j) \right] - r_j f_k \right\} - \\ - \varepsilon_{ijk} \left\{ \left[r_j \partial_q(\sigma_{qk}) + \sigma_{qk} \partial_q(r_j) \right] \right\} = 0. \end{aligned} \quad (1.94)$$

Pela convenção da notação indicial, onde $\partial_i x_j = 1$ quando $i = j$ e $\partial_i x_j = 0$ quando $i \neq j$, tal que $\delta_{ij} = \partial_i x_j$, considerando-se portanto o termo $\partial_q r_j = \delta_{qj}$, onde

$$\begin{aligned} u_q u_k \delta_{qj} &= u_j u_k, \\ \sigma_{qk} \delta_{qj} &= \sigma_{jk}. \end{aligned} \quad (1.95)$$

Não obstante, a derivada parcial do vetor r_j também é nula, visto que na análise r_j não é função de tempo. Tendo essas noções em mente, organiza-se a equação na forma

$$\begin{aligned}\varepsilon_{ijk} [-\rho u_j u_k + \sigma_{jk}] &= \rho r_j \varepsilon_{ijk} [\partial_o(u_k) + \partial_q(u_k u_p) - f_k - \partial_q(\sigma_{qk})], \\ \varepsilon_{ijk} [-\rho u_j u_k + \sigma_{jk}] &= 0,\end{aligned}\quad (1.96)$$

onde pode-se igualar todo o termo lado esquerdo a zero, dado que momento linear destacado é igual a zero no lado direito da equação, pelo determinado na equação do momento linear (1.56). Decompondo o tensor σ_{jk} em suas partes simétricas e anti-simétricas, obtêm-se

$$\begin{aligned}\varepsilon_{ijk} (\rho u_j u_k - \sigma_{jk}) &= 0, \\ \varepsilon_{ijk} (\rho u_j u_k - \sigma_{(jk)} - \sigma_{[jk]}) &= 0, \\ -\varepsilon_{ijk} \sigma_{[jk]} &= 0.\end{aligned}\quad (1.97)$$

Tal resultado implica diretamente que a parte anti-simétrica do tensor σ_{ij} é igual a zero, levando a conclusão que o tensor stress, é simétrico na conservação do momento angular.

Na mecânica do contínuo, o comportamento da microestrutura passa ser fator importante a ser considerado, dado a proximidade com a ordem de grandeza da análise. Os primeiros estudos que consideravam a interferência da microestrutura nas macro características do material referem-se aos trabalhos de Voigt (1887), onde sugeria que a interação entre as partes do material dava-se através de vetores tensão-momento. Segundo Soutas-Little (1999) as partículas do material possuem um momento angular intrínseco ligado diretamente as forças de superfície aplicadas, que devem ser inseridas na análise de qualquer equação de momento angular. Tal tensor-momento é caracterizado como

$$c_i = n_k C_{ki}, \quad (1.98)$$

onde c_i é o momento angular fruto das forças de superfície. Adotando essa propriedade no Princípio da Quantidade de Momento Angular, onde

$$(\text{Momento angular via Tensor-Momento}) = n_k C_{ki} dS. \quad (1.99)$$

Refazendo todo o tratamento do exposto, partindo novamente da equação (1.91), inserindo o termo descrito em (1.99), obtêm-se que

$$\partial_k C_{ki} = -\varepsilon_{ijk} \sigma_{[jk]}. \quad (1.100)$$

1.5.5 Equação Geral de Conservação

Dado o entendimento acerca dos axiomas acima percorridos, faz-se útil a determinação de uma forma geral para uma equação conservativa para uma grandeza intensiva qualquer. Inicialmente entende-se que a variação de uma grandeza ϕ qualquer é definida por

$$\begin{array}{ccc}
 \boxed{\begin{array}{c} \text{Taxa de variação} \\ \text{temporal de } \phi \\ \text{em } dV \end{array}} & = & \boxed{\begin{array}{c} \text{Fluxo de } \phi \text{ sobre} \\ \text{as superfícies de } dV \end{array}} + \boxed{\begin{array}{c} \text{Taxa de produção} \\ \text{Resultante de } \phi \\ \text{em } dV \end{array}} \\
 \text{Termo I} & & \text{Termo II} \qquad \qquad \text{Termo III}
 \end{array}$$

Onde descreve-se cada elemento em termo do Teorema de Transporte de Reynolds, tendo convenientemente a integral superficial manipulada pelo Teorema de Gauss de forma a obter

$$\text{Termo I} = \int_{\mathcal{V}} [\partial_o \rho \phi + \partial_i (\rho u_i \phi)] dV. \tag{1.101}$$

Considerando a Primeira Lei de Fick, que trata sobre a difusão molecular, convenientemente adaptada ao sistema analisado, considerando que o transporte da grandeza ϕ acontece devido à própria difusão molecular, reescreve-se tal lei na forma de

$$J_i = -\Gamma' \partial_i \phi, \tag{1.102}$$

onde Γ é a constante de difusão de ϕ . Assim adaptado escreve-se o segundo termo da lagrangiana na forma

$$\text{Termo II} = - \int_{\mathcal{V}} [J_i n_i] dS, \tag{1.103}$$

$$= - \int_{\mathcal{V}} [\partial_i J_i] dV, \tag{1.104}$$

$$= \int_{\mathcal{V}} \partial_i [\Gamma \partial_i \phi] dV, \tag{1.105}$$

onde o terceiro e último termo é descrito na forma

$$\text{Termo III} = \int_{\mathcal{V}} Q dV. \tag{1.106}$$

Sendo o termo Q o sorvedouro de ϕ dentro de dV . Apropriadamente somando todos os termos obtêm-se

$$\int_{\mathcal{V}} [\partial_o \rho \phi + \partial_i (\rho u_i \phi)] dV = \int_{\mathcal{V}} \partial_i [\Gamma \partial_i \phi] dV + \int_{\mathcal{V}} Q dV. \tag{1.107}$$

Manipulando apropriadamente a equação (1.107) obtêm-se a forma final da equação geral de conservação

$$\underbrace{\partial_o \rho \phi}_{\text{termo transiente}} + \underbrace{\partial_i (\rho u_i \phi)}_{\text{termo convectivo}} - \underbrace{\partial_i \Gamma \partial_i \phi}_{\text{termo difusivo}} = \underbrace{Q}_{\text{termo de fonte}} \quad (1.108)$$

Ao final dessa seção tem-se um apanhado geral das equações governantes da mecânica de fluidos. Apesar de serem definidas para uma larga aplicabilidade para todos os meios contínuos, os axiomas reservam em suas variáveis, a impossibilidade de uma imediata solução. Por via de regra, nos casos tais como esse, a utilização de equações constitutivas é de grande valia.

Equações constitutivas são todas aquelas que relacionam de alguma maneira as dependências da microestrutura do sistema material com sua reologia macroscópicas, estabelecendo modelos que relacionem estas grandezas indeterminadas. Geralmente tais relações são plenamente empíricas, modelando os axiomas de modo que descrevam com a melhor precisão possível o funcionamento real de tais sistemas.

Antes de dar-se seguimento, os axiomas definidos até aqui resumem-se em

- a) **Conservação da Massa** $\rightarrow \partial_o \rho + \partial_i (\rho u_i) = 0$,
- b) **Princípio do Momento Linear** $\rightarrow \partial_o \rho u_i + u_j \partial_j (\rho u_i) = \rho f_i - \partial_j p + \partial_j \tau_{ji}$,
- c) **Conservação da Energia** $\rightarrow \partial_o (\rho e) + \partial_i (u_i \rho e) = \tau_{ij} \partial_i u_j - p \partial_i u_i - \partial_i \phi_i$,
- d) **Princípio do Momento Angular** $\rightarrow \partial_k C_{ki} = -\varepsilon_{ijk} \sigma_{[jk]}$.

Dos cinco axiomas apresentados até aqui, os mais importantes dentro da modelagem matemática e computacional dos escoamentos que se pode destacar são o axioma do Princípio do Momento Linear, da Conservação da Energia e da Segunda Lei da Termodinâmica, todas escritas em termos do tensor deviatórico τ_{ij} . Em determinados momentos foi percebido durante a discussão, uma relação existente entre o tensor deviatórico e a resposta viscosa do fluido, o que impulsiona a interpretar apropriadamente a principal equação constitutiva da dinâmica dos fluidos

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{du_i}{dx_j} \right), \quad (1.109)$$

proposto por Newton e descrito de modo sucinto na seção 1.3.2 .

1.6 Equações de Navier-Stokes para fluidos isotrópicos

Na mecânica de meios contínuos, as equações constitutivas contribuem, assim como dito, na transposição do axioma matemático, em uma equação que consiga realmente definir a

especificidade macroscópica do sistema material. Das equações principais destacadas, percebe-se uma dependência grande na interatividade da microestrutura com a ação de forças externas. Tal situação emprega de modo prático uma equação constitutiva onde relaciona-se, de modo direto, o tensor deviatórico e a interação viscosa do sistema material. Na tentativa de definir esse sistema, determinadas condições são impostas ao fluido, tais como

- a) o fluido é **homogêneo**, ou seja, mantém as propriedades conservadas em todo o espaço considerado,
- b) o fluido é **isotrópico**, ou seja, não adota direção preferencial;
- c) na ausência de tensões de deformação, o único stress considerado será o hidrostático e
- d) o tensor deviatórico τ_{ij} é função linear e explícita do gradiente de velocidades.

Tais condições modelam o que se conhece como fluido stokesiano.

Na seção 1.4.1, separa-se o tensor gradiente de velocidades em suas partes simétrica e anti-simétrica. Considerando portanto a quarta condição como início e que somente a parte simétrica do tensor gradiente de velocidades é responsável pela efetiva deformação do sistema material analisado, pode-se escrever

$$\tau_{ij} = A_{ijkl} \partial_{(k} u_{l)}. \quad (1.110)$$

A isotrópica do fluido permite o resumo do tensor de proporcionalidade na forma de

$$A_{ijkl} = \epsilon_{hij} \epsilon_{hkl} = C_1 \delta_{ij} \delta_{kl} + C_2 \delta_{ik} \delta_{jl} + C_3 \delta_{il} \delta_{jk}, \quad (1.111)$$

e conseqüentemente, na admissão da homogeneidade as constantes C_2 e C_3 são iguais, resultando na forma final de

$$A_{ijkl} = C_1 \delta_{ij} \delta_{kl} + C_2 (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}). \quad (1.112)$$

Ao lançar novamente o olhar sobre o experimento proposto por Newton, que se traduz na equação (1.20), determina-se que os fatores C_1 e C_2 são escritos em termos da viscosidade absoluta μ . Ao final de todo trabalho de reconstrução do tensor de proporcionalidade, obtêm-se que a equação constitutiva final do tensor deviatórico é definida como

$$\tau_{ij} = 2\mu \partial_{(i} u_{j)} - \frac{2}{3} \mu \partial_{(k} u_{k)} \delta_{ij}, \quad (1.113)$$

de modo que observa-se que o segundo termo corresponde a chamada “segunda viscosidade”, acontecendo exclusivamente para fluidos ditos compressíveis. Após esta determinação, pode-se

finalmente determinar o mais importante conjunto de equações da dinâmica dos fluidos, as Equações de Navier-Stokes.

Inicialmente derivadas em 1822 por Claude Louis Marie Henri Navier, que utilizando a noção da interação intermolecular, propôs uma solução onde levava em consideração os efeitos viscosos do escoamento. Vinte e três anos após a publicação de Navier, George Gabriel Stokes re derivou em 1845 o trabalho de Navier, apresentando-as na forma como conhecemos hoje.

Partindo do Princípio do Momento Linear (1.56) substitui-se o termo τ_{ij} pelo obtido na equação (1.113). Percebe-se de antemão que a operação do termo $\partial_j \tau_{ij}$ corresponde ao real interesse desse tópico, portanto será trabalhado em separado.

$$\partial_j \tau_{ij} = \partial_j \left(2\mu \partial_{(i} u_{j)} - \frac{2}{3} \mu \partial_{(k} u_{k)} \delta_{ij} \right), \quad (1.114)$$

$$= 2\mu \left[\frac{1}{2} \partial_j (\partial_i u_j + \partial_j u_i) - \frac{1}{3} \partial_j (\partial_k u_k) \delta_{ij} \right]. \quad (1.115)$$

De modo que ao substituir o a equação (1.115) em (1.56) obtêm-se a forma final do Princípio do Momento Linear, do conjunto de equações de Navier-Stokes

$$\partial_o \rho u_i + u_j \partial_j (\rho u_i) = \rho f_i - \partial_j p + 2\mu \left[\frac{1}{2} \partial_j (\partial_i u_j + \partial_j u_i) - \frac{1}{3} \partial_j (\partial_k u_k) \delta_{ij} \right]. \quad (1.116)$$

Vale ressaltar no entanto que a forma apresentada em (2.19) é para fluidos newtonianos viscosos e compressíveis. No caso de fluidos incompressíveis, onde o traço do tensor gradiente de velocidade é nulo ($\partial_k u_k = 0$), temos a forma incompressível da Navier-Stokes

$$\partial_o \rho u_i + u_j \partial_j (\rho u_i) = \rho f_i - \partial_j p + 2\mu \left[\frac{1}{2} \partial_j (\partial_i u_j + \partial_j u_i) - \frac{1}{3} \partial_j \left(\underbrace{\partial_k u_k}_{=0} \right) \delta_{ij} \right], \quad (1.117)$$

$$\partial_o \rho u_i + u_j \partial_j (\rho u_i) = \rho f_i - \partial_j p + \mu \partial_j (\partial_i u_j + \partial_j u_i). \quad (1.118)$$

Considerando que $\partial_j (\partial_i u_j + \partial_j u_i) = \nabla^2 u_i$ e que $\frac{\mu}{\rho} = \nu$ apresenta-se as equações de Navier-Stokes em sua forma mais conhecida

$$\nabla \cdot u = 0, \quad (1.119)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} u + u \nabla \cdot u = f - \frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 u_i. \quad (1.120)$$

Apesar de sua dedução ser razoavelmente simples, quando lança-se mão dos termos e noções corretas, a não-linearidade da equação obtida impede uma solução numérica direta. Sua

importância estende-se desde a análise de escoamentos na ótica da mecânica do contínuo, até a movimentação de galáxias nos estudos de astronomia. A larga aplicabilidade dessas equações no entanto são feitas de modo extremamente restrito, sendo modeladas sequencialmente por equações constitutivas, colaborando com a construção de um modelo numérico restrito. As Equações de Navier-Stokes são consideradas um dos problemas do milênio pela Clay Mathematics Institute, oferecendo um prêmio de \$1,000,000.00 baseado no seguinte enunciado

Prove or give a counter-example of the following statement

In three space dimensions and time, given an initial velocity field, there exists a vector velocity and a scalar pressure field, which are both smooth and globally defined, that solve the Navier–Stokes equations.

De modo que a intenção é comprovar a existência e suavidade de soluções em \mathbb{R}^3 das equações de Navier-Stokes (TARTAR, 2006).

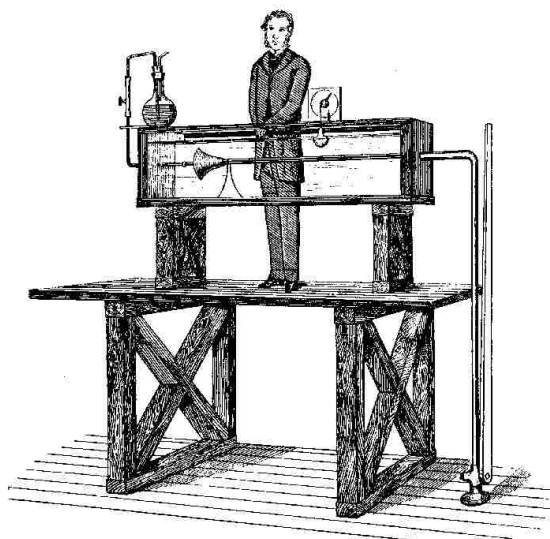
Finalizar esse capítulo com a determinação das equações de Navier-Stokes é de certa forma proposital dado que na modelagem matemática e computacional dos escoamentos, alvo principal dessa dissertação, da-se por possível graças a esse conjunto de equações. Todas as definições e trabalho matemático até aqui foram realizados com intuito de criar a base fundamental para a correta interpretação dos modelos e algoritmos utilizados na Dinâmica de Fluidos Computacional (CFD), que será discorrida ao longo do capítulo 2.

2 Modelagem Matemática e Computacional dos Escoamentos

Nesse capítulo será abordado a modelagem matemática e computacional dos escoamentos, baseado nas definições e equações obtidas no capítulo 1. Tendo em vista a impossibilidade da solução direta das equações de Navier-Stokes e do crescente desenvolvimento dos processadores, a Dinâmica de Fluidos Computacional (CFD - *Computational Fluid Dynamics*) tornou-se solução recorrente para problemas nas áreas de engenharia, medicina e ciências. A abordagem será dada voltada à aplicabilidade como recurso didático, demonstrando o formalismo de construção de modelos, malhas e algoritmos de simulação.

Apesar de grande parte dos esforços da atualidade serem direcionados às áreas de física quântica, novos materiais e biofísica, a dinâmica dos fluidos fez-se presente na construção de base da física clássica, onde sua fenomenologia é facilmente percebida em um grande número de casos. O escoamento do sangue pelas veias e artérias, a deformação específica da válvula mitral gerada pelo escoamento sanguíneo durante o bombeamento pelo coração e turbulência gerada por patologias pulmonares são exemplos dados dentro do próprio corpo humano. A importância do tema na história da humanidade ficou evidente na seção 1.1, onde percebe-se o desenvolvimento gradativo das percepções físicas e matemáticas da dinâmica dos fluidos ao longo dos séculos. Um evento importante nessa linha do tempo que será destacado nessa seção é o trabalho de Osborne Reynolds, na busca da caracterização dos escoamentos, classificando-os quanto a sua instabilidade e natureza caótica.

Figura 4 – Ilustração do experimento de Reynolds



Fonte: Repositório da Universidade de Toronto - Canadá

Durante o século XIX, várias descobertas e definições foram alcançadas dentro do estudo da dinâmica dos fluidos. A motivação de Osborne Reynolds partiu dos trabalhos de Navier, que buscou a relação entre o tensor deviatórico e os termos viscosos do fluido, juntamente com as contribuições de Stokes, que modelou estes resultados em um escoamento tipicamente laminar. Sua intenção então era determinar uma equação que correlacionasse os termos viscosos e inerciais, modelando assim a fenomenologia do escoamento. Para tanto Reynolds desenvolveu em seu trabalho ¹ de 1883 um aparato experimental demonstrado na figura 4², onde conseguia simular situações diversas, perfeitamente controláveis para determinar a relação existente entre os termos. Com esse experimento, Reynolds descobriu que os escoamentos são basicamente classificados em duas classes: Laminares e Turbulentos. Após cuidadosa experimentação, Reynolds definiu que a passagem pelo limiar de transição do escoamento organizado (laminar) para caótico (turbulento) dependia de uma relação adimensional existente entre estes termos. Quando as grandezas viscosas do escoamento tornavam-se o termo dominante em relação ao termo inercial, denota a característica inerente ao escoamento laminar, e em contraponto, quando as grandezas inerciais são maiores que o termo viscoso, o escoamento se desestabiliza, alcançando um estado caótico típico da turbulência.

A equação era definida em termos de razão entre as grandezas, relacionando-as da seguinte forma:

$$Re = \frac{\text{Grandezas Inerciais}}{\text{Grandezas Viscosas}}; \quad (2.1)$$

$$Re = \frac{(\text{Massa})(\text{Aceleração})}{(\text{Viscosidade Absoluta})(\text{Gradiente de Velocidade})(\text{Área})}; \quad (2.2)$$

$$Re = \frac{(\rho L^3)(v/t)}{\mu(v/L)L^2} = \frac{(\rho L^2)(1/t)}{\mu}. \quad (2.3)$$

Onde finalmente obtém-se

$$Re = \frac{\rho v L}{\mu}. \quad (2.4)$$

A equação (2.4) representa o Número de Reynolds ³ obtido de modo experimental, fazendo escoar fluidos newtonianos em tubos com rugosidade controlada e diâmetro D constante, tendo seus escoamentos classificados da seguinte forma (DEWITT(1990) e HOLMAN (2002)):

¹ REYNOLDS, Osborne. An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels. Proceedings of the royal society of London, v. 35, n. 224-226, p. 84-99, 1883.

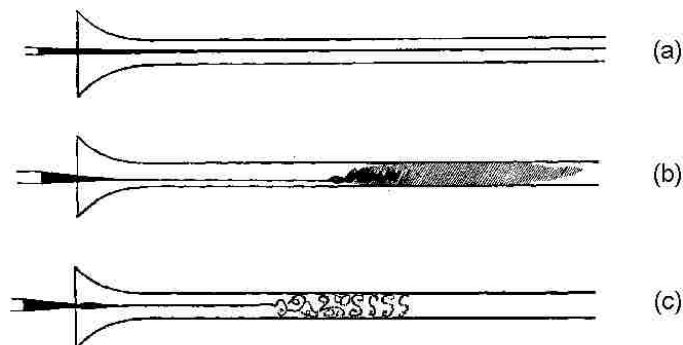
² Disponível em: <https://www.physics.utoronto.ca/dept-items/colloquium/mar1507colloquium/>; Acesso em ago. 2016

³ Também conhecido como Módulo de Reynolds

- Escoamento Laminar Pleno $\rightarrow Re < 2300$
- Escoamento de Transição $\rightarrow 2300 < Re < 4000$
- Escoamento de Turbulento $\rightarrow Re > 4000$

Na figura 5⁴, retirada do trabalho de Reynolds publicado em 1883, demonstra sua percepção acerca dos escoamentos caracterizados anteriormente.

Figura 5 – Representação do perfil de escoamento.



Fonte: Repositório da Universidade de Toronto - Canadá

Na figura 5(a), Reynolds demonstra o caso do escoamento Laminar, onde a linha de fluxo é bem definida. Na figura 5(c), demonstra-se o escoamento de transição, onde existe a desestabilização do perfil laminar, surgindo a movimentação turbulenta, figurada como os vórtices desenhados. Já na figura 5(b) demonstra-se o perfil plenamente turbulento, onde a aleatoriedade da movimentação é plena.

2.1 Modelagem Matemática do Escoamento Turbulento

Dentro da modelagem do escoamento turbulento, a própria definição de turbulência é um ponto crítico, sendo tratado por diversos modelos tais como, as Equações médias de Reynolds, Escalas de Komolgorov e modelos estatísticos como Fokker-Plank. Segundo Patankar, 1980 e Bird, 2002, define-se um escoamento turbulento todo aquele onde o movimento das partículas não segue linhas de fluxo pré-definidas, sendo completamente caótico no espaço e no tempo. Outras características importantes podem ser destacadas tais como:

- a) *altos valores de Re*: o escoamento turbulento caracteriza-se por possuir um valor de $Re > 4000$;

⁴ Disponível em: <https://www.physics.utoronto.ca/dept-items/colloquium/mar1507colloquium/>; Acesso em ago. 2016

- b) *irregularidade*: o escoamento é irregular exatamente pela aleatoriedade da movimentação das partículas constituintes do fluido;
- c) *difusividade*: ainda pela natureza aleatória, a difusividade do sistema é ampliada, dado que os portadores de energia térmica e / ou cinética tem maiores graus de liberdade;
- d) *dissipatividade*: na relação energia cinética – energia interna, o escoamento turbulento caracteriza-se por ser altamente dissipativo, dado que parte da energia cinética dispendida na vorticidade transforma-se em energia interna;
- e) *continuidade*: mesmo nas menores escalas, o princípio da continuidade do fluido não é desprezada, na observância das características básicas do escoamento.

A turbulência é, sob determinado ponto de vista, um fenômeno composto de diversas escalas. A difração da luz branca quando atravessa um prisma demonstra que é composta em sua totalidade por vários comprimentos de onda (cores) superpostos. Expandindo essa noção ao estudo da turbulência, pode-se considerar que ela é a superposição de várias escalas turbulentas. Conforme Rosman (1989), dentro deste "espectro", os maiores vórtices surgem retirando energia do escoamento pleno e se dissipam, transferindo a energia para as escalas menores, e assim sucessivamente. Cria-se portanto um processo de fluxo de energia que direciona-se para uma escala onde o Módulo de Reynolds seja suficientemente pequeno para que a energia cinética turbulenta seja dissipada pela interação molecular viscosa. Tal suposição define o raciocínio tomado por Lewis Fry Richardson em seu trabalho de 1922. Richardson, entre inúmeros experimentos buscava definir a métrica das escalas da cascata de energia, onde define de forma sucinta sua teorização no seguinte verso retirado de seu trabalho de 1922:

*"Grandes vórtices têm pequenos vórtices,
Que se alimentam de sua velocidade;
E pequenos vórtices têm menores vórtices,
E assim por diante até a viscosidade
(No sentido molecular)."*

Tal definição é de extrema importância, pois coloca a dissipação da energia cinética turbulenta k no final do processo, onde toda a energia da cascata é concentrada e dissipada pela ação plena dos termos viscosos do escoamento. Considerando a grandeza da energia na ordem do cubo da velocidade típica do escoamento, de modo a definir que a escala da taxa de dissipação viscosa tem dimensão (RICHARDSON, 1922)

$$\varepsilon \propto \frac{u_{\alpha}^3}{l_{\alpha}}. \quad (2.5)$$

Dado a incompletude matemática do tratamento dado por Richardson, principalmente na determinação de quão pequeno é um vórtice para que nessa escala aconteça a dissipação viscosa e se a escala temporal é absoluta em toda a extensão do espectro vorticioso.

Inicialmente definida com alguns problemas por Richardson em 1922, a teorização da Cascata de Energia foi formalmente definida por Kolmogorov⁵ em seu trabalho de 1941, que dentro da comunidade científica o apelidou de Teoria K41. De acordo com Komolgorov, a caracterização dos parâmetros as escalas de espaço (η) e de tempo (t_η) são

$$\eta = \left(\frac{v^3}{\varepsilon}\right)^{1/4} \quad t_\eta = \left(\frac{v}{\varepsilon}\right)^{1/2}, \quad (2.6)$$

onde v é a viscosidade cinemática do fluido (KOMOLGOROV, 1941).

Como consequência da teoria das escalas, a Simulação de Grandes Escalas (*Large Eddy Simulation* - LES) apresenta-se como alternativa para simulação numérica de escoamentos turbulentos. Em relação a Simulação Numérica Direta (*Direct Numerical Simulation* - DNS), a técnica LES trás um melhoramento em relação ao custo computacional exigido para simular diretamente todas as escalas de turbulência. O método LES diferencia-se por utilizar um "filtro de sub malha", onde subdivide o escoamento turbulento em uma parte anisotrópica, compreendida pelas largas escalas de turbulência e a parte isotrópica, compreendida pelas pequenas escalas, onde a dissipação da energia cinética turbulenta efetivamente acontece. O objetivo deste procedimento é além de resolver de duas formas diferentes, duas naturezas de turbulência dita diferentes, reduzir consideravelmente o custo computacional exigido.

2.1.1 Equações Médias de Reynolds e o modelo $k - \varepsilon$

As equações médias de Reynolds buscam de forma simples a definição da turbulência, concentrando primeiramente no estudo de seu caráter aleatório. Para uma grandeza ξ qualquer, tal que $\xi = \xi(x_i, t)$, pode ser descrita em termos de uma superposição de um valor aleatório instantâneo $\xi'(x_i, t)$, sobre um campo médio definido por $\overline{\xi(x_i)}$. Esta definição, que também é conhecida como Decomposição de Reynolds, apesar de simplória, induz várias soluções para problemas que envolvam a presença de um "ruído"⁶. A expressão que define matematicamente o exposto acima é demonstrada como

$$\xi = \overline{\xi} + \xi', \quad (2.7)$$

e representado pela figura 6:

⁵ Andrei Nikolaevich Kolmogorov (1903-1987) foi um matemático soviético que dentre as grande contribuições na área da estatística, participou da determinação da Teoria da Informação e da Teoria da Escala.

⁶ Utiliza-se a palavra "ruído" como forma de demonstrar a presença de uma interferência em um estado equilibrado qualquer

Figura 6 – Representação das componentes médias e aleatórias do escoamento.



Fonte: Foken, 2008

Onde a componente média da grandeza ξ pode ser descrita na ação de uma média temporal do campo total

$$\bar{\xi} = \frac{1}{\Delta T} \int_t^{t+\tau} \xi dt, \quad (2.8)$$

sendo τ um parâmetro de tempo considerado. Segundo Shiozer (1996), algumas definições sobre regras da decomposição de Reynolds, no exemplo de um campo A qualquer, devem ser entendidas, para a correta aplicação nas grandezas envolvidas no escoamento:

- a) $\bar{A} = A$;
- b) $\overline{A'} = 0$;
- c) $\overline{A + B} = \bar{A} + \bar{B}$;
- d) $\overline{kA} = k\bar{A}$, se k for constante;
- e) $\overline{\partial_i A} = \partial_i \bar{A}$;
- f) $\overline{\partial_o A} = \partial_o \overline{A'} = 0$;
- g) $\overline{A'B} = \overline{A'B} = 0$.

Na observância do exposto, considera-se que a média temporal do produto de duas grandezas ξ e φ seguem o seguinte formato

$$\overline{\xi\varphi} = \overline{(\xi + \xi')(\varphi + \varphi')}; \quad (2.9)$$

$$\overline{\xi\varphi} = \overline{\xi\varphi + \xi\varphi' + \varphi\xi' + \xi'\varphi'}. \quad (2.10)$$

Considerando os itens *a)* e *f)* das características do Operador Decomposição de Reynolds reescreve-se a equação (2.10) como sendo

$$\overline{\xi\varphi} = \xi\varphi + \overline{\xi'\varphi'}. \quad (2.11)$$

Tomando a derivada espacial da equação (2.11), e expandindo o primeiro termo do lado direito pela regra do produto obtêm-se

$$\partial_i \overline{(\xi\varphi)} = \varphi \partial_i \xi + \xi \partial_i \varphi + \partial_i \overline{(\xi'\varphi')}. \quad (2.12)$$

Tais noções sobre as Equações Médias de Reynolds auxiliam na modelagem das Equações de Navier-Stokes, método esse que tem o nome de *Reynolds Average Navier-Stokes* ou método *RANS*. O método RANS levam em consideração a decomposição do termo da velocidade do escoamento em suas partes constante (u_i) e variável (u'_i). Considerando a equação de Navier-Stokes descrita como

$$\partial_o u_i + u_j \partial_j u_i = \rho^{-1} \partial_j p + \nu \partial_j (\partial_i u_j + \partial_j u_i), \quad (2.13)$$

onde a condição de incompressibilidade do escoamento foi observada. Resolver a equação (2.13) tomando por base as decomposições de Reynolds não induz uma solução trivial visto a não-linearidade do termo convectivo completo. Apesar da dificuldade, aplicá-la permite perceber uma fenomenologia interessante. Interpretando o todo o termo do lado esquerdo da equação (2.13) como sendo a derivada material do campo de velocidades, tira-se a média desta derivada, resultando em

$$\frac{Du_i}{Dt} = \partial_o \bar{u}_i + \partial_j \overline{(u_i u_j)}. \quad (2.14)$$

Aplicando a equação (2.12) à derivada espacial do campo de velocidades, conforme destacado na equação (2.14) obtêm-se

$$\partial_j \overline{(u_i u_j)} = \bar{u}_j \partial_j \bar{u}_i + \bar{u}_i \partial_j \bar{u}_j + \partial_j \overline{(u'_i u'_j)}. \quad (2.15)$$

Logo reescrevendo a equação de Navier-Stokes (2.13) usando a equação definida em (2.15) e simplificando pela condição de incompressibilidade têm-se

$$\rho (\partial_o u_i + \bar{u}_j \partial_j \bar{u}_i) = -\partial_j \left[\bar{p} \delta_{ij} + \mu (\partial_i u_j + \partial_j u_i) - \rho \overline{(u'_i u'_j)} \right]. \quad (2.16)$$

Observa-se que a consequência imediata do processo de decomposição de escalas e da transformação das equações originais em equações médias, é o aparecimento de um tensor adicional, conhecido como Tensor de Reynolds. Ele pode ser reescrito na forma matricial como

$$\Xi'_{ij} = \overline{u'_i u'_j} = \begin{bmatrix} \overline{u'_1 u'_1} & \overline{u'_1 u'_2} & \overline{u'_1 u'_3} \\ \overline{u'_2 u'_1} & \overline{u'_2 u'_2} & \overline{u'_2 u'_3} \\ \overline{u'_3 u'_1} & \overline{u'_3 u'_2} & \overline{u'_3 u'_3} \end{bmatrix}$$

As Tensões de Reynolds são componentes de um tensor de segunda ordem simétrico. Os componentes da diagonal são tensões normais (σ) e os componentes fora da diagonal são tensões de cisalhamento (τ). Com esse tensor descobrimos, portanto que a Energia Cinética Turbulenta nada mais é que

$$k = \frac{1}{2}(\Xi'_{ii}). \quad (2.17)$$

Prosseguindo na descrição, surge então a teoria da Viscosidade Turbilhonar. Tal modelo sugere que a turbulência consiste basicamente de pequenas vorticidades que são criados e dissipados continuamente ao longo do espaço e do passo temporal onde as tensões de Reynolds carregam a informação dessa flutuação da vorticidade. Proposta por Boussinesq em 1877⁷, a teoria da viscosidade turbulenta surgiu baseada em uma analogia entre as tensões turbulentas e as tensões viscosas do escoamento laminar (SHIOZER, 1996)

$$-\overline{u'_i u'_j} = \nu_t (\partial_j \bar{u}_i + \partial_i \bar{u}_j) - \frac{2}{3} k \delta_{ij}, \quad (2.18)$$

onde, inserida em (2.16) resulta na obtenção da chamada viscosidade efetiva:

$$\partial_o u_i + \bar{u}_j \partial_j \bar{u}_i = -\partial_j [\nu_{ef} (\partial_i u_j + \partial_j u_i)] - \frac{1}{\rho} \partial_i (\bar{p} + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}). \quad (2.19)$$

De modo que $\nu_{ef} = \nu + \nu_t$

Modelo $k - \epsilon$

O modelo $k - \epsilon$ é um modelo de duas equações que descreve a turbulência de um sistema em termos da energia cinética turbulenta k e da forma como a dissipação nas menores escalas da cascata de energia, descrita por ϵ acontece. Como todo processo de determinação de sistemas complexos, dificilmente a determinação completa é atingida em primeiro momento. As primeiras determinações que indicaram a solução do problema foram dadas por Davidov (1961), Harlow e Nakayama (1968), Hanjali (1970). Porém a autoria do modelo $k - \epsilon$ é de Jones e Launder (1972). O melhoramento do valor das constantes do modelo veio somente dois anos depois por Launder e Sharma (1974). Na definição do modelo, inicialmente considera-se a Equação de Navier-Stokes

⁷ BOUSSINESQ, Joseph. Essai sur la théorie des eaux courantes. Imprimerie nationale, 1877.

em sua forma incompressível, descrito pela equação (2.13). Multiplica-se ambos os lados por u_i e toma-se a média de cada termo

$$\overline{u_i \partial_o u_i} + \overline{u_j u_i \partial_j u_i} = -\frac{1}{\rho} \overline{u_i \partial_i p} + \nu \partial_j (\overline{u_i \partial_i u_j} + \overline{u_i \partial_j u_i}). \quad (2.20)$$

Realizando o mesmo processo na equação (2.19)

$$\overline{u_i \partial_o \bar{u}_i} + \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j \partial_j \bar{u}_i} = -\partial_j \left[\overline{\bar{u}_i} \frac{1}{\rho} \bar{p} \delta_{ij} + \nu (\overline{\bar{u}_i \partial_i \bar{u}_j} + \overline{\bar{u}_i \partial_j \bar{u}_i}) - \overline{\bar{u}_i (u'_i u'_j)} \right]. \quad (2.21)$$

Subtraindo as equações (2.20) e (2.21) e aplicando as condições impostas pelas regras da Decomposição de Reynolds, obtêm-se que

$$\frac{1}{2} \left(\partial_o \overline{u'_i u'_i} + \overline{\bar{u}_j \partial_j u'_i u'_i} + \partial_j \overline{u'_i u'_i u'_j} \right) = -\overline{u'_j u'_i} \partial_j \bar{u}_i - \frac{1}{\rho} \partial_i \overline{p' u'_i} + \nu \partial_j \left[\overline{\left[\frac{1}{2} \partial_j (u'_i u'_i) \right]} - \overline{(\partial_j u'_i)^2} \right], \quad (2.22)$$

onde

$$\varepsilon = \nu (\partial_j u'_i)^2. \quad (2.23)$$

Levando em consideração o exposto na equação da energia cinética turbulenta (2.17), reescreve-se (2.22) na forma final da equação da Energia Cinética Turbulenta

$$\partial_o k + \overline{\bar{u}_j \partial_j k} = -\partial_j \left(\overline{\frac{1}{2} u'_i u'_i u'_j} + \frac{1}{\rho} \overline{p' u'_j} - \nu \partial_j k \right) - \overline{u'_j u'_i} \partial_j \bar{u}_i - \varepsilon. \quad (2.24)$$

Analisando a equação (2.24) que a primeiro momento aparenta grande complexidade, bastando um olhar crítico de seus termos compreende-se sua funcionalidade. A soma dos dois primeiros termos do lado esquerdo da equação referem-se à derivada substancial da energia cinética turbulenta, denotando por consequência, que o termo completo do lado direito explica a variação desta grandeza no espaço e no passo temporal. O primeiro termo determina a *advecção turbulenta*, explicando como a energia cinética turbulenta é transportada dentro do fluido pelo termo flutuante. O segundo refere-se ao termo de *difusão da pressão*, denotando a variação do campo de pressão interno ao escoamento turbulento. O terceiro termo é a *difusão da energia cinética turbulenta*, determinando a forma como a energia cinética turbulenta é transportada pelo transporte natural molecular do escoamento. O quarto termo determina a *produção da energia cinética turbulenta*, caracterizando a forma como ocorre o fluxo da energia cinética média para a quantidade de energia cinética turbulenta. Por fim o último termo refere-se a *taxa de dissipação da energia cinética turbulenta*.

Como a dedução da equação (2.24) é de obtenção direta da modelagem da Equação de Navier-Stokes, indicando que sua quantidade é determinada nas grandes escalas, o análogo

dissipativo descrito por ε não pode ser obtido da mesma forma, dado que seu funcionamento acontece nas escalas menores, onde a dependência geométrica do escoamento é quase inexistente, indicando portanto que sua obtenção é modelada empiricamente. Na determinação da equação da dissipação da energia cinética turbulenta, chega-se ao final da construção do modelo $k - \varepsilon$, onde suas duas equações são escritas conforme demonstrado por WILCOX (1993)

Equação de k

$$\partial_o k + \bar{u}_j \partial_j k = -\partial_j \left[\left(v + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \partial_j k \right] + v_t (\partial_j \bar{u}_i + \partial_i \bar{u}_j) \partial_j \bar{u}_i - \varepsilon \quad (2.25)$$

Equação de ε

$$\partial_o \varepsilon + \bar{u}_j \partial_j \varepsilon = -\partial_j \left(\frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \partial_j \varepsilon \right) + C_{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon}{k} [v_t (\partial_j \bar{u}_i + \partial_i \bar{u}_j) - \frac{2}{3} k \delta_{ij}] \partial_j \bar{u}_i - C_{\varepsilon_2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.26)$$

Constantes de aproximação

$$C_{\varepsilon_1} = 1.44 \quad C_{\varepsilon_2} = 1.92 \quad C_\mu = 0.09 \quad \sigma_k = 1.0 \quad \sigma_\varepsilon = 1.3 \quad (2.27)$$

Relações auxiliares

$$l = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (2.28)$$

2.2 A Dinâmica de Fluidos Computacional

Existem hoje disponíveis no mercado uma grande quantidade de softwares de simulação em fluidodinâmica, onde pode-se citar o Fluent, Ansys, Flow3D entre outros. Grande parte dos sistemas proprietários desta classe oferecem soluções completa, desde interfaces de criação de malha e pré-processamento até softwares integrados de pós-processamento. Dado a complexidade destes programas, grande parte possuem custo elevado e restrições que vão de tipos de sistemas operacionais suportados até a paralelização do código via *clusters* de processamento. Uma tendência hoje no mercado de softwares é o desenvolvimento *Open Source*, onde a colaboração mútua de desenvolvedores espalhados através do globo permite uma melhor adaptabilidade do software, implicando porém em uma maior dificuldade de utilização, visto a não preocupação com a interface gráfica de utilização. Mesmo com toda a complexidade computacional agregada ao uso de simuladores, o conhecimento acerca da fenomenologia e da reologia do escoamento é imprescindível, visto que a imposição das condições de contorno em softwares mais completos ou adaptação das sub-rotinas em códigos via linha de comando são de responsabilidade do pesquisador.

O desenvolvimento histórico da CFD acompanha o desenvolvimento histórico dos computadores. O Segundo Fortuna (2012) a primeira contribuição na área foi o trabalho de Richardson

(1910)⁸ onde, dentre outras contribuições, desenvolveu uma solução para um laplaciano via método iterativo tipo Jacobi e discorreu sobre o correto delineamento das condições de fronteira. Posteriormente, destaca-se a contribuição de Liebmann⁹, que em seu trabalho de 1918 retrabalha a solução de Richardson para o laplaciano, determinando o que hoje é conhecido como método iterativo de Gauss-Seidel. Dentro da área restrita ao CFD, o trabalho de Thom (1933), onde solucionava manualmente via diferenças finitas as linhas de corrente de um escoamento laminar ao redor de um cilindro.

Um dos maiores crescimentos na CFD foi na década de 1960 com o desenvolvimento dos processadores e a maior acessibilidade aos computadores pessoais que permitiu a vários pesquisadores desenvolver algoritmos para solução das equações modeladas. Um dos métodos que destacou-se ao longo do desenvolvimento da CFD foi o método MAC (do inglês *marker and cell*). O método MAC caracteriza-se por posicionar determinadas partículas como delimitadores de fronteira de superfície. Por conseguir trabalhar proficientemente com malhas desestruturadas, sua utilização ainda é vista na solução de problemas de escoamentos multi fase atualmente. Destaca-se em 1968 o artigo publicado por Amsden & Halow¹⁰ onde adapta no método MAC a turbulência, tendo relativa precisão com os dados obtidos experimentalmente.

Fortuna (2000) ainda cita como marco no desenvolvimento de métodos numéricos a publicação do livro-texto de Pantankar (1980) onde ele discorre sobre o algoritmo SIMPLE, que será apresentado detalhadamente na seção 2.3.2. Inicialmente como uma ferramenta específica das indústrias aeroespaciais, defesa e energia nuclear, na década de 1970 a CFD espalhou-se para as indústrias automobilísticas, transformou-se posteriormente em uma ferramenta comum em várias aplicações comerciais. Devido ao rápido crescimento dos recursos de capacidade de processamento e ao desenvolvimento de melhores pacotes de software CFD de propósito geral, nas últimas duas décadas têm sido visto um amplo crescimento da aplicação de CFD em análises e pesquisas acadêmicas no tratamento de escoamentos de fluidos não-newtonianos, entre outros.

2.3 Métodos Computacionais Aplicado a Dinâmica de Fluidos

Tendo entendido a forma como ocorre a modelagem matemática da dinâmica de fluidos, faz-se necessário discutir portanto as técnicas voltadas a modelagem computacional das equações regentes dos escoamentos. No passado, soluções analíticas das equações de Navier-Stokes só foram obtidas para poucos problemas devido a sua não-linearidade, obrigando o uso de técnicas

⁸ RICHARDSON, Lewis Fry. On the approximate arithmetical solution by finite differences of physical problems involving differential equations, with an application to the stresses in a masonry dam. In: Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. The Royal Society, 1910. p. 335-336.

⁹ LIEBMANN, H. Die angenäherte Ermittlung harmonischer Funktionen und konformer Abbildungen, Sitzungsberichte der math.-phys. Klasse, Bayer. Akademie der Wissenschaften, München, v. 1918, p. 385-416, 1918.

¹⁰ AMSDEN, Anthony A.; HARLOW, Francis H. Transport of turbulence in numerical fluid dynamics. Journal of Computational Physics, v. 3, n. 1, p. 94-110, 1968.

experimentais, o que acabavam por delimitar o estudo fenomenológico da dinâmica dos fluidos a casos muito específicos. Com o melhor acesso aos computadores na década de 50/60, as técnicas analíticas e suas adaptações ao ambiente digital trouxe um novo campo de pesquisa onde restrições geométricas ou impostas pela não-linearidade poderiam encontrar soluções próprias.

Ao tratar um problema computacionalmente, deve-se determinar apropriadamente as equações regentes e o espaço (ou domínio) onde estas equações são validas. Tais condições determinam o desenvolvimento espacial e temporal das equações, onde condições de contorno, restrições as equações e propriedades físicas e reológicas do fluido podem ser resolvidas satisfatoriamente. Como tratar o domínio como um contínuo acarretaria problemas de custo computacional dado que a solução deveria ser obtida nos infinitos pontos que a compõe, obrigando a discretização do espaço a ser analisado.

2.3.1 Método das Diferenças Finitas e a Discretização da EDP

Na solução de equações diferenciais parciais, como é o caso para a CFD, a discretização espacial em pontos ou volumes infinitesimais é importante tarefa para obtenção de um conjunto de dados discretos que traduza, de modo aproximado, a solução diferencial para o caso especificado. Ao conjunto de vértices obtidos através da divisão do espaço contínuo em pequenas células (polígonos regulares ou não – no caso bidimensional, e poliedros diversos – no caso tridimensional) se dá o nome de *malha*¹¹. Assim, a solução de uma EDP sob uma região \mathcal{R} discretizada qualquer é a determinação dos valores dependentes para a variável em cada ponto da malha condizente com \mathcal{R} . Dentre as técnicas para discretização do espaço, dá-se aqui prioridade à análise do Método dos Volumes Finitos (*Finite Volume Methods – FVM*), motivado pela larga aceitação dentro das técnicas em CFD como na sua priorização dentro do software OpenFOAM.

Um código somente consegue solucionar uma EDP quando esta está apropriadamente aproximada a um conjunto algébrico discreto solucionável em determinados pontos da malha, onde o resultado desta transformação dá-se o nome de *equações de diferenças finitas* (PATANKAR, 1980). Um dos métodos de discretizar uma função f qualquer é através da Expansão em Série de Taylor. Inicialmente considera-se uma região \mathcal{R} do espaço discretizada em uma malha conforme a figura 7:

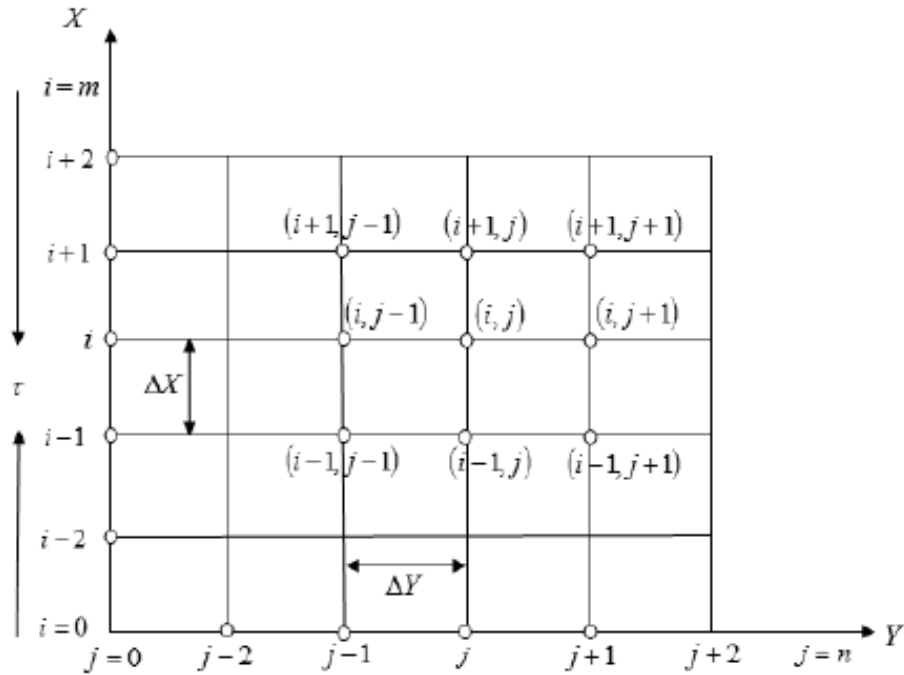
Supõe-se uma função f , contínua num intervalo $[a, b]$ e possuindo N derivadas dentro deste intervalo, pode-se expandir $f(x_i + \Delta x)$ em torno de um ponto x_i em termos da série de Taylor de modo que

$$f(x_i + \Delta x) = f(x_i) + \sum_{\alpha=1}^N \frac{1}{\alpha!} \partial_i^\alpha f(x_i) (\Delta x)^\alpha. \quad (2.29)$$

Isolando-se a primeira derivada reescreve-se (2.29) como sendo

¹¹ Grid ou Mesh em inglês

Figura 7 – Malha estruturada representando a região \mathcal{R}



Fonte: Versteeg, 1995

$$\partial_i f(x_i) = \frac{f(x_i + \Delta x) - f(x_i)}{\Delta x} - \sum_{\alpha=2}^N \frac{1}{\alpha!} \partial_i^\alpha f(x_i) (\Delta x)^\alpha, \quad (2.30)$$

$$\partial_i f(x_i) = \frac{f(x_i + \Delta x) - f(x_i)}{\Delta x} - \text{ELT}, \quad (2.31)$$

onde o *Erro Local de Truncamento* corresponde aos termos de ordem superior a 2 da série

$$\text{ELT} = \sum_{\alpha=2}^N \frac{1}{\alpha!} \partial_i^\alpha f(x_i) (\Delta x)^\alpha. \quad (2.32)$$

Conforme disposto na figura 7, pode-se simplificar a notação dado que $x_i + \Delta x = x_{i+1}$, de modo que a aproximação de primeira ordem para a primeira derivada de f , utilizando as *diferenças progressivas* é descrita como

$$\partial_i f(x_i) = \frac{f(x_{i+1}) - f(x_i)}{\Delta x} - \text{ELT}. \quad (2.33)$$

E o mesmo pode ser obtido, expandindo em termos de $f(x_i - \Delta x)$, sendo conhecido como *diferenças retrógradadas* na forma de

$$\partial_i f(x_i) = \frac{f(x_i) - f(x_{i-1})}{\Delta x} - \text{ELT}. \quad (2.34)$$

Nestas duas aproximações, percebe-se que o erro local de truncamento varia proporcionalmente ao refinamento da malha, onde o prevailecimento do primeiro termo, denota que o refinamento provoca um decrescimento linear do ELT, na forma de

$$|\text{ELT}| \leq \beta \Delta x \left[\sum_{\alpha=2}^n \frac{(\Delta x)^{\alpha-2}}{\alpha!} \right], \quad (2.35)$$

$$|\text{ELT}| \propto B \Delta x. \quad (2.36)$$

Na intensão de uma melhor resposta ao refinamento da malha, realiza-se a aproximação por *diferenças centrais*, obtida na subtração de (2.33) e (2.34) apropriadamente manipuladas, de forma a obter

$$\partial_i f(x_i) = \frac{f(x_{i+1}) - f(x_{i-1}))}{2\Delta x} - \text{ELT}(\Delta x)^2, \quad (2.37)$$

demonstrando que o decaimento do erro local de truncamento passa a ser quadrático em relação ao refinamento da malha, melhorando a manipulação da modelagem. Tal construção é uma *aproximação algébrica* para as derivadas de primeira ordem das equações estacionárias presentes na modelagem matemática de modo que unindo este ferramental juntamente com a discretização do espaço torna-se possível a obtenção de valores aproximados, dependentes do ELT. Outro modo de discretizar uma equação é a partir da integração da EDP sobre todo o domínio em \mathcal{R}^3 , resultando na técnica chamada de *Método dos Volumes Finitos*.

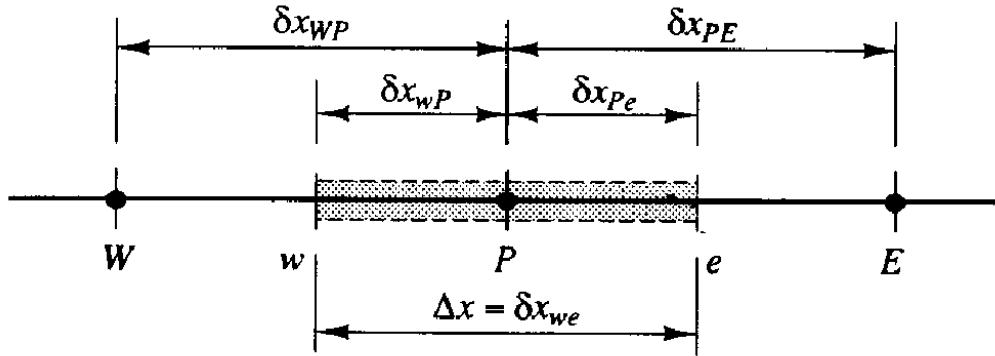
Similar ao método apresentado anteriormente, onde uma EDP sobre uma transformação em um conjunto de equações algébricas computacionalmente solucionáveis, o *Método dos Volumes Finitos* segue o mesmo princípio porém, usando uma metodologia diferente. Enquanto o método das diferenças finitas recorre a utilização de ferramental tal como a Série de Taylor, o método dos volumes finitos discretiza uma equação integrando-a sobre toda a região \mathcal{R} de interesse. Ao executar este primeiro passo, obtêm-se um conjunto semi-discretizado de equações que, por métodos de interpolação, transforma as relações algébricas em um conjunto de equações algébricas solucionáveis. Para o caso em específico, considera-se a malha unidimensional destacada na figura 8.

Conforme figura 8, um ponto geral P tem em sua vizinhança dois outros pontos, W e E , com superfícies de fronteira w e e . As distâncias nodais são definidas por δx_{WP} e δx_{PE} e as distâncias nodo-fronteira por δx_{wP} e δx_{Pe}

Considerando a equação geral de conservação (1.108), na sua forma permanente e exclusivamente difusiva, onde o negativo do divergente do vetor difusão de ϕ é igual ao termo de fonte Q

$$\partial_i [\Gamma \partial_i \phi] + Q = 0. \quad (2.38)$$

Figura 8 – Malha unidimensional estruturada



Fonte: Patankar, 1980

Integrando a equação (2.38) sobre todo o volume dV considerado e aplicando o Teorema de Gauss na primeira integral obtêm-se

$$\int_S [\Gamma \partial_i \phi] n_i dS + \int_V Q dV = 0. \quad (2.39)$$

Sendo a primeira integral sobre a superfície do volume de controle, o seu resultado pode ser definido como sendo

$$\int_w^e \Gamma \partial_i \phi n_i dS = (\Gamma A \partial_i \phi)_w - (\Gamma A \partial_i \phi)_e, \quad (2.40)$$

onde (2.39) é reescrita como sendo

$$(\Gamma A \partial_i \phi)_w - (\Gamma A \partial_i \phi)_e + Q \Delta V = 0. \quad (2.41)$$

Apesar de ser solucionável, a equação (2.41) ainda precisa ter discretizado o coeficiente de difusão Γ e o fluxo da variável ϕ sobre as faces e e w . Por interpolação linear, pode-se determinar as seguintes relações para o valor de Γ nas fronteiras como

$$\Gamma_w = \frac{\Gamma_W + \Gamma_P}{2}; \quad \Gamma_e = \frac{\Gamma_P + \Gamma_E}{2}. \quad (2.42)$$

E para as derivadas de ϕ

$$(\partial_i \phi)_w = \frac{d\phi}{dx_i} \Big|_w = \left(\frac{\phi_P - \phi_W}{\delta x_{WP}} \right) \quad (\partial_i \phi)_e = \frac{d\phi}{dx_i} \Big|_e = \left(\frac{\phi_E - \phi_P}{\delta x_{PE}} \right) \quad (2.43)$$

Segundo Versteeg (2007), o termo fonte pode ser expresso pela soma de uma constante Q_u mais uma função da variável dependente $Q_P\phi_P$ na forma

$$Q\Delta V = Q_u + Q_P\phi_P. \quad (2.44)$$

Resultando na forma final de (2.41), conforme equações obtidas em (2.42), (2.43) e (2.44)

$$\left(\frac{\Gamma_P + \Gamma_E}{\delta x_{PE}} A_e + \frac{\Gamma_W + \Gamma_P}{\delta x_{WP}} A_w - 2Q_P \right) \phi_P = \left(\frac{\Gamma_W + \Gamma_P}{\delta x_{WP}} A_w \right) \phi_W + \left(\frac{\Gamma_P + \Gamma_E}{\delta x_{PE}} A_e \right) \phi_E + 2Q_u. \quad (2.45)$$

Se considerarmos os termos que multiplicam os coeficientes ϕ_W , ϕ_E e ϕ_P como coeficientes dependentes da posição, reescreve-se a equação (2.45) na forma

$$a_P\phi_P = a_W\phi_W + a_E\phi_E + 2Q_u, \quad (2.46)$$

onde

$$a_W = \left(\frac{\Gamma_W + \Gamma_P}{\delta x_{WP}} A_w \right) \quad (2.47)$$

$$a_E = \left(\frac{\Gamma_P + \Gamma_E}{\delta x_{PE}} A_e \right) \quad (2.48)$$

$$a_P = a_W + a_E - 2Q_P \quad (2.49)$$

Este resultado determina a discretização sob a perspectiva do método dos volumes finitos. Esta equação pode ser definida para cada nó da malha, afim de solucionar o problema, quando apropriadamente adaptada as condições de contorno típicas do problema, seu resultado determina a distribuição da propriedade ϕ , discreta, sobre todo os nós da malha. A generalização para os casos bidimensional e tridimensional podem ser obtidos de formas semelhantes, de modo que a equação para o caso geral escreve-se na forma:

$$a_P\phi_P = \sum a_n\phi_n + 2Q_u \quad (2.50)$$

De modo que para os casos especificados abaixo, os valores de n sejam completos:

$$1D = a_W, a_E \quad (2.51)$$

$$2D = a_W, a_E, a_N, a_S \quad (2.52)$$

$$3D = a_W, a_E, a_N, a_S, a_F, a_B \quad (2.53)$$

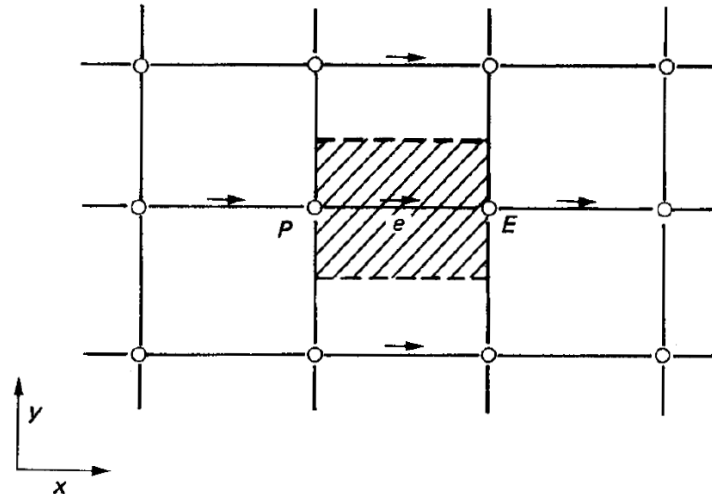
Observa-se também que a generalização para o tratamento de casos advectivos/convectivos também pode ser obtido de forma semelhante, tornando este método uma ferramenta amplamente usada na abordagem da dinâmica de fluidos computacional.

2.3.2 O algoritmo SIMPLE / PISO

Dado a construção do conjunto de equações discretizadas, faz-se necessário estabelecer a rotina de funcionamento deste modelo. Analisando o obtido na discretização da equação da conservação (2.46), pode-se em primeiro momento concluir a equação da conservação pode ser reescrita como caso específico dos princípios da continuidade e da quantidade de movimento. Mesmo que tal definição induza a pensar na simplicidade de obter-se a solução para os casos destacados, o desconhecimento a priori do campo de velocidades já induziria um grande empecilho a ser resolvido. Analisando ainda que o campo de velocidades seja parte da equação a ser resolvida gera termos não lineares como a derivada de $\rho u_i u_j$, tornando ainda mais complexa a obtenção da solução desejada.

Como análise do demonstrado, na figura 9 demonstra-se as faces entre os nós P e E , onde o fluxo do campo de velocidades é calculado.

Figura 9 – Representação do fluxo do campo de velocidades



Fonte: Patankar, 1980

Discretizando a equação da continuidade em concordância com o obtido na seção (1.5.2), para o caso de um fluido invíscido, obtêm-se

$$a_e u_e = \sum a_n u_n - (p_P - p_E) A_e + 2S_u. \tag{2.54}$$

Na análise da equação (2.54) percebe-se um acoplamento da solução da equação da quantidade de movimento com a determinação do campo de pressão. Uma abordagem a ser tomada nesse problema é a solução acoplada das equações de momento, conjuntamente com um correlator

do campo de pressão. Tal rotina caracteriza o algoritmo SIMPLE (acrônimo para Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations)

O algoritmo SIMPLE baseia-se no princípio que a equação do momento linear somente irá satisfazer a equação da continuidade se e somente se o campo de pressões correto for determinado (PATANKAR, 1980). Neste algoritmo existe a necessidade de corrigir-se tanto o campo de pressão como o de velocidades

$$u_{nf} = u_{nf}^* + u'_f \quad p_\alpha = p_\alpha^* + p'_\alpha \quad (2.55)$$

Onde de modo direto relaciona-se a correção da velocidade e a correção do campo de pressão, na forma de

$$u'_f = d_f (p'_\alpha - p'_{\alpha+1}). \quad (2.56)$$

O algoritmo SIMPLE possui a seguinte sequência de execução

1. Determinar um campo de pressões p^* ;
2. Resolver a equação do momento linear, afim de obter os valores para u^* (consequentemente para v^* e w^* no caso tridimensional);
3. Resolver a equação de p' ;
4. Determinar o valor exato do campo p ;
5. Resolver a equação de correção para determinar o valor de u (consequentemente para v e w no caso tridimensional);
6. Usar o novo campo de pressões p para determinar um novo campo de pressões p^* e repetir novamente todo o processo até a obtenção da solução.

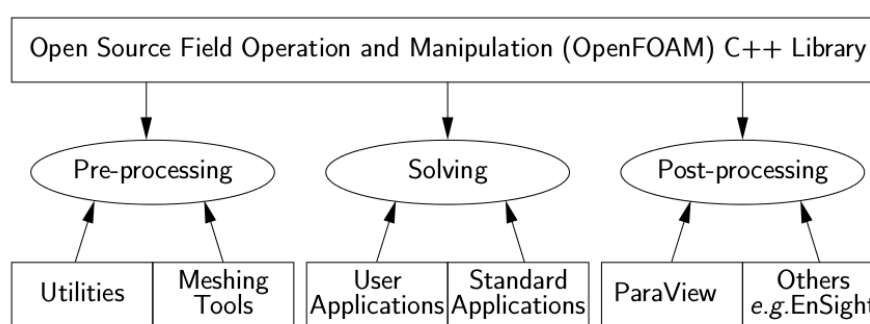
O algoritmo SIMPLE mostra-se eficiente na solução de diversos tipos de escoamento, desde que em seu estado estacionário, sejam eles laminares ou turbulentos. Para regimes de escoamento transiente utiliza-se o algoritmo PISO (acrônimo para Pressure Implicit with Splitting of Operator), sendo uma extensão do algoritmo SIMPLE, onde é gerado dois níveis de correção, na intenção de melhor se caracterizar o regime transiente simulado.

2.4 O OpenFOAM[®]

O OpenFOAM é um conjunto de bibliotecas escritas em $C++$ desenvolvida para simulações de sistemas onde a fenomenologia é escrita em termos de campos tensoriais. Dentro dessas

bibliotecas (figura 10), existem vários modelos nas mais diversas áreas, onde por consequência uma das aplicabilidades mais usadas e com maior suporte online ¹² é exatamente a Dinâmica de Fluidos Computacional. Inicialmente desenvolvido em 1993 por Henry Weller e Hrvoje Jasak, enquanto estudantes do Imperial College, o FOAM (acrônimo de *Field Operation and Manipulation*) foi uma proposta frente a inacessibilidade aos softwares de simulação disponíveis na época. Escrito em C++, o OpenFOAM é um software de código livre sob licença GNU ¹³, onde pode ser baixado via repositório da SourceForge, Github e da própria NABLA, detentora da licença oficial de desenvolvimento e distribuição do FOAM até o ano de 2005, onde foi liberado e licenciado tipo GNU. Hoje o código OpenFOAM é mantido e desenvolvido pela OpenCFD ¹⁴ e paralelamente a Wikki mantém e desenvolve o FoamExtended, similar ao OpenFOAM.

Figura 10 – Estrutura de bibliotecas do OpenFOAM



Fonte: OpenFOAM User Guide, 2015

A estrutura de linguagem do OpenFOAM foi desenvolvida para aproximar de forma eficiente a linguagem matemática da linguagem de programação. A tabela 2.4 demonstra alguns operadores diferenciais que estão disponíveis dentro da biblioteca de códigos do OpenFOAM.

Tabela 3 – Sintaxe de escrita das principais operações diferenciais no OpenFOAM

Operação	Expressão	Sintaxe
Derivada Temporal	∂_t	ddt
Gradiente	∇	grad
Divergente	$\nabla \cdot$	div
Laplaciano	∇^2	laplacian

Na manipulação das dimensões das grandezas representadas, o OpenFOAM permite operações algébricas nessas propriedades desde que devidamente representadas. Como forma de precaver a implementação errada de determinadas rotinas, o código executa o cálculo dimensional

¹² existe diversos fóruns de discussão e comunidades na internet que dispõe de FAQ's e conteúdos voltados à utilização do OpenFOAM

¹³ Do inglês *General Public License*

¹⁴ <http://www.openfoam.com> Acesso em 08 de novembro de 2016

em todas as operações tensoriais efetuadas. Para representá-las, o usuário tem disponível a seguinte linha de comando:

```

1 dimensions      [0 2 -3 0 0 0 0];
2 //              | | | | | | |
3 //              1 2  3 4 5 6 7

```

De modo que cada entrada entre os colchetes representa a dimensão especificada na tabela 4:

Tabela 4 – Dimensões físicas consideradas no OpenFOAM

N°	Propriedade	Unidade SI
1	Massa	quilograma Kg
2	Comprimento	metro m
3	Tempo	segundo t
4	Temperatura	Kelvin K
5	Quantidade molar	mol mol
6	Corrente elétrica	Âmpere A
7	Luminosidade	candela cd

Onde exemplo dado, a dimensão da grandeza é em $\frac{m^2}{t^3}$. Em relação a sintaxe de escrita das equações a serem resolvidas dentro do simulador segue a seguinte forma, utilizando a equação de transporte de uma grandeza escalar T , conforme equação (2.57)

$$\partial_o \rho T + \partial_i (\rho u_i T) - \partial_i (d_i \partial_i T) = 0 \quad (2.57)$$

```

1 solve
2 (
3     fvm::ddt(T)
4     + fvm::div(phi, T)
5     - fvm::laplacian(dT, T)
6 );

```

Convém notar que a variável ϕ (phi) presente no código descrito acima, corresponde ao campo de velocidades linearmente interpolado para as fronteiras do volume de controle, conforme a equação abaixo

$$\phi = \int_{\mathcal{A}} u_i n_i dA. \quad (2.58)$$

O OpenFOAM tem implementado o Método dos Volumes Finitos, como operação para discretização das EDP's a serem calculadas ao longo da simulação. Para tanto o software possui

duas bibliotecas específicas, a `FVM.H` e a `FVC.H`. A primeira biblioteca corresponde ao conjunto de operações de discretização típicas do método dos volumes finitos. Os resultados fornecidos são armazenados em um objeto tipo `fvMatrix<Type>`, de modo a serem armazenados em uma matriz que será solucionada pelo próprio método. A segunda biblioteca trás o ferramental para manipular os termos da EDP de modo explícito não guardando-os porém, dentro de uma matriz solucionável pelo sistema.

3 Aporte Teórico em Ensino

Tendo sido feita toda a fundamentação teórica acerca da mecânica dos fluidos no capítulo 1 e da determinação das ferramentas de modelagem matemática dos escoamentos explicitada no capítulo 2, intenciona-se aqui discutir como todo esse aporte técnico pode ser inserido numa perspectiva educacional. É comum aos professores na área de física e engenharia, encontrar imensas dificuldades em conseguir uma aprendizagem significativa quando trata-se de um conteúdo extremamente abstrato, em um ambiente onde as ferramentas pedagógicas amplamente discutidas na literatura não aplicam-se em sua totalidade. A caminhada do homem em determinar o formalismo de aprendizagem remota a Grécia antiga, nas discussões de Platão e Sócrates. Ao longo dos séculos vêm-se discutindo como acontece a passagem de conhecimento do mestre aos seus discípulos e atualmente do professor aos seus discentes.

3.1 Fundamentos Básicos da Aprendizagem

Desde a Grécia antiga se é discutido o formalismo psicológico da assimilação de conhecimento. Nessa época já se discutia que o formalismo de aprendizagem estava baseado em dois princípios básicos: o *Empirismo* e o *Inatismo*. Apesar de completamente opostos na forma como o apresentam o conhecimento, as duas vertentes gregas fundamentaram grande parte do estudo moderno de ensino.

Platão (427 a.C. - 347 a.C.) firmava-se em relação ao inatismo ¹, o qual discorre em três momentos de suas obras: *Fédon*, *Mênon* e em *A República*. Deste último cita-se a Alegoria da Caverna, onde é trabalhado a transição do Mundo Sensível ao Mundo das Ideias.

Na corrente inatista, o conhecimento não era adquirido, mas sim despertado de dentro do ser, sendo descrita em *A República*, onde Platão desenvolve a Teoria da Reminiscência. Platão em *Fédon* dizia: "Em verdade, Sócrates – tornou então Cebes – é precisamente esse também o sentido daquele famoso argumento que (suposto seja verdadeiro) tens o hábito de citar amiúde. Aprender, diz ele, não é outra coisa senão recordar". Sócrates, no diálogo desenvolvido em *Mênon*, descreve com clareza a ordem da descoberta inata do conhecimento.

“ SÓCRATES - (...) Sendo então a alma imortal e tendo nascido muitas vezes, e tendo visto tanto as coisas que estão aqui quanto as que estão no Hades, enfim todas as coisas, não há o que não tenha aprendido; de modo que não é de admirar, tanto com respeito à virtude quanto aos demais, ser possível a ela rememorar aquelas coisas justamente que já antes conhecia. Pois, sendo a natureza toda congênere e tendo a alma aprendido todas as coisas, nada impede que, tendo <alguém> rememorado uma só coisa – fato esse precisamente que os homens chamam aprendido –, essa pessoa descubra todas as outras coisas,

¹ mesmo posicionamento de Sócrates (469 a.C. - 399 a.C.)

se for corajosa e não se cansar de procurar. Pois, pelo visto, o procurar e o aprender são, no seu total, uma rememoração (...)

MÊNON - Sim, Sócrates. Mas que queres dizer com isso, que não aprendemos, mas sim que aquilo que chamamos de aprendizado é rememoração? Podes ensinar-me como isso é assim?

SÓCRATES - Inda há pouco te dizia, Mênon, que és traiçoeiro; eis agora que me perguntas se posso te ensinar – a mim, que digo que não há ensinamento mas sim rememoração (...) ²”

A construção do conhecimento dava-se diretamente pela percepção da forma (ou ideia) e a interligação desta com o saber prévio (advindo da alma imortal), formando assim o conhecimento real. Pensar na formação do conhecimento pela construção inatista é perceber que o aprendente cumpre papel estruturante na formação do saber. Assim sendo, o ser carrega em si as habilidades básicas, valores e forma pensar prontas, necessitando da intermediação pelo elemento físico para a reminiscência (DAVIS, 1994).

Em contraponto da teoria de Platão estava o Empirismo de Aristóteles (384a.C. - 322 a.C), onde em sua obra *Metafísica*, Aristóteles inicia discorrendo: "Todos os homens têm, por natureza, desejo de conhecer". A corrente empirista defende que o conhecimento é necessariamente um construto externo, onde a absorção das percepções exteriores e sua interiorização formam por final, o saber do homem. De modo que a interligação entre a percepção e a formalização do conhecimento estrutura-se segundo três teorias fundamentais (CHAUI, 1995):

1) nas teorias empiristas, a percepção é a única fonte de conhecimento, estando na origem das ideias abstratas formuladas pelo pensamento. Hume, por exemplo, afirma que todo conhecimento é percepção e que existem dois tipos de percepções: as impressões (sensações, emoções e paixões) e as ideias (imagens das impressões);

2) nas teorias racionalistas intelectualistas, a percepção é considerada não muito confiável para o conhecimento porque depende das condições particulares de quem percebe e está propensa a ilusões, pois frequentemente a imagem percebida não corresponde à realidade do objeto (...);

3) na teoria fenomenológica do conhecimento, a percepção é considerada originária e parte principal do conhecimento humano, mas com uma estrutura diferente do pensamento abstrato, que opera com ideias (...).

Distingue-se portanto o formalismo empirista em relação as outras teorias pois somente baseia-se a construção do conhecimento, a partir da interiorização das impressões. Ainda analisando a oposição de Aristóteles em relação ao inatismo de Platão, contraposto pela metáfora da *tábula rasa*, onde todo homem nasce ausente de todo conhecimento, e que ao longo de seu desenvolvimento amalha todo o saber que possui. Pode-se citar como grande defensor da corrente empirista o filósofo John Locke (1632-1704), onde em sua obra "*Ensaio acerca*

² **Mênnon.** São Paulo-Rio de Janeiro, Loyola/PUC-Rio, 2001 (Tradução do grego por Maura Iglésias a partir de texto estabelecido por John Burnet. Edição bilíngue grego-português)

do *Entendimento Humano*³ discorre sobre a metáfora da tábula rasa e sua interligação com a construção empirista.

A construção filosófica grega da aquisição / percepção do conhecimento motivou ao longo dos séculos discussões acerca da construção do saber e o formalismo do ensino. Mesmo sendo amplamente criticada, onde poucas correntes de ensino baseiam-se na concepção inatista (cita-se aqui a teoria montessoriana), suas bases permitem amplas discussões acerca da criação do conhecimento próprio. Seguindo o formalismo empirista, onde Aristóteles mesmo citava o valor do discurso na formação do conhecimento, de modo que o ato de ensinar estava baseado na interiorização do apresentado em sala.

O século XVIII foi marcado pelo Iluminismo, movimento filosófico que buscava através da razão, do aprendizado liberalista e laico, reformar o conhecimento prévio advindo da Idade Média. A intensão clara do movimento em desfazer-se dos paradigmas arcaicos fica claro quando analisa-se Immanuel Kant, quando diz:

O iluminismo representa a saída dos seres humanos de uma tutela que estes mesmos se impuseram a si. Tutelados são aqueles que se encontram incapazes de fazer uso da própria razão independentemente da direção de outrem. É-se culpado da própria tutela quando esta resulta não de uma deficiência do entendimento mas da falta de resolução e coragem para se fazer uso do entendimento independentemente da direção de outrem. *Sapere aude!* Tem coragem para fazer uso da tua própria razão! - esse é o lema do iluminismo"

Discutir o princípio das análises do processo ensino - aprendizagem é discorrer basicamente a formação da psicologia em si. Ao longo dos séculos, e principalmente dentro do iluminismo, ao comportamentalismo foi de grande importância para formação do que se conhece pelas teorias de ensino. A primeira teoria baseada na fundamentação comportamentalista que cita-se é o Behaviorismo.

Estudo prioritariamente comportamentalista, baseado principalmente nas contribuições de Pavlov e Watson, onde este último, em seu artigo ⁴ propõe o contraponto ao movimento mentalista (voltado à interiorização) e introduz pela primeira vez o termo "behaviorismo". Segundo pontua Baum (1999), o behaviorismo pode ser caracterizado como:

"(...)um conjunto de ideias sobre essa ciência chamada de análise do comportamento, e não a ciência ela própria, o behaviorismo não é propriamente uma ciência, mas uma filosofia da ciência. Como filosofia do comportamento, entretanto, aborda tópicos que muito prezamos e que nos tocam de perto: por que fazemos o que fazemos e o que devemos e não devemos fazer."

Conforme percebido, a base comportamentalista, estendida ao formalismo do ensino determina que a aquisição do conhecimento por parte dos discentes baseia-se na terna do

³ LOCKE, John; ALEX, Anoar. Ensaio acerca do entendimento humano. 1999.

⁴ WATSON, John B. Psychology as the behaviorist views it. Psychological review, v. 20, n. 2, p. 158, 1913.

Estímulo–Resposta–Reforço. A relação Estímulo – Resposta já era defendida por Pavlov desde seu trabalho de 1941⁵. Pavlov foi o precursor do *Condicionamento Clássico*, vertente esta que motivou um dos grandes pesquisadores no processo de aprendizagem por condicionamento, Burrhus Frederic Skinner (1904 - 1990). De acordo com o pensamento de Skinner, a aprendizagem restringe-se a uma mudança na probabilidade na resposta. Skinner acreditava que além do condicionamento clássico, a presença do *reforço* corroboraria com a fixação do comportamento e, para tanto, lançou mão das chamadas "máquinas de ensinar". Este aparato proposto por Skinner realiza o papel reforçador do comportamento, corroborando com sua ideia de um dos problemas do ensino está na forma de criar condições reforçadoras, onde para que o comportamento seja corretamente reforçado, o tempo entre a resposta dada pelo indivíduo e a reforço seja o mais breve possível. Outra forma, ainda exposta pelo autor, é a repetição de exercícios para que o reforço do comportamento buscado seja pleno.

Rompendo com a corrente behaviorista de ensino, os "cognitivistas" buscavam a compreensão da cognição, ou seja, do modo como o indivíduo processa a informação e compreende os seus significados. O cognitivismo no ensino toma forma a partir da corrente da Gestalt, tendência teórica do início do século XX, onde o enfoque maior era na percepção do mundo exterior. A Gestalt sugeria a indissociabilidade do todo em detrimento do entendimento da parte, ou seja, existe uma tendência clara nessa corrente onde primeiro ocorre a conceituação e interiorização do todo, e posteriormente, o desdobramento e especificidade de cada parte componente. Tome-se por exemplo no estudo de um automóvel, primeiro entende-se a forma e a utilidade do carro, para então posteriormente entende-se cada parte do veículo.

Como um dos destaques dessa corrente psicopedagógica, David Ausubel (1918 - 2008), que defende a chamada *Aprendizagem Significativa*. Uma passagem interessante que, de acordo com Ronca (1980) traduz a percepção de Ausubel em relação à aprendizagem mecânica e a chamada por ele de aprendizagem significativa:

Certa ocasião, Dewey estava visitando uma escola e fez a seguinte pergunta a um grupo de discentes: "O que vocês encontrariam se cavassem um buraco muito profundo dentro da terra?" Como não recebesse resposta repetiu a pergunta, mas o que obteve foi um grande silêncio e olhares perplexos. A professora então advertiu a Dewey, dizendo que ele tinha formulado mal a pergunta. Ela, então, dirigiu-se às crianças e perguntou: "Qual é o estado do centro da terra?" Imediatamente os discentes responderam em coro: "Estado de fusão ígnea". Este fato mostra claramente que para as crianças, não houve aprendizagem significativa mas, sim, uma aquisição mecânica de uma sequência de palavras.

Segundo Ausubel ⁶ Aprendizagem Significativa é aquela onde a nova informação assimilada relaciona-se de modo significativo com o conhecimento pré-existente do indivíduo. Esta

⁵ PAVLOV, Ivan Petrovich. Lectures on conditioned reflexes. Vol. II. Conditioned reflexes and psychiatry. 1941.

⁶ AUSUBEL, D. P. Algunos aspectos psicológicos de la estructura del conocimiento. Buenos Aires: El Ateneo, 1973.

ancoragem porém deve ocorrer de modo não arbitrário(a forma como a relação ocorre não deve ser ao acaso, sua significância deve ser intencional) e não literal (deve existir durante o processo de interiorização, estruturação de raciocínio direcionado pois, a relação entre a informação assimilada e o conhecimento prévio não será significativo caso símbolos diferentes mas equivalentes sejam usados), de modo que para a correta assimilação significativa dos novos conceitos, sua interiorização deve basear-se nos *subsunçores*, conhecimentos prévios relevantes assimilados de modo subjetivo ao longo do desenvolvimento do indivíduo.

Segundo Ausubel; Novak; Hanesian (1980), Um dos problemas na ligação entre o subsunçor e a informação a ser adquirida reside no fato que, por vezes inexiste no aprendiz, uma organização prévia e hierarquizada dos subsunçores já existentes, onde uma solução possível é a justaposição de organizadores prévios. Neste contexto, conforme expõe Moreira e Masini (2006), onde organizadores prévios podem ser textos, filmes, livros, desenhos, fotos entre outros. Sua atuação na aprendizagem significativa esta no fato de organizar e ativar os subsunçores necessários para a correta assimilação significativa da informação a ser passada.

Tais noções são amplamente trabalhada, em diversas formas e contextos, por diversos autores e correntes de pensamento, porém, todas voltadas exclusivamente para o ensino pedagógico. Faz-se portanto necessário colocar aqui um divisor, entendendo desde já que o público a qual este produto está direcionado a muito terminou o ensino básico. Já é formado dentro do discente de nível superior, grande parte da base fundamental de conhecimento prévio significativo. Dados estatísticos apontam uma crescente evasão do ensino superior por motivos diversos, dentre eles a grande complexidade dos cursos. Castro ⁷ deixa claro quando diz: "Em cursos reconhecidamente exigentes, como as engenharias, por exemplo, o fraco desempenho dos discentes e sua dificuldade em realizar as tarefas acadêmicas propostas é um fator decisivo no abandono." Grande parte desta complexidade dá-se pelo grau de abstração exigido para assimilação e compreensão do modelo matemático exposto, nos casos de graduações na área de exatas e ciências da natureza.

Caso a análise fosse feita voltada ao ensino básico, de imediato seria sugerido, apoiando-se na estrutura cognitivista de Ausubel, a utilização de organizadores prévios concomitante com o uso de aparatos que auxiliassem a ligação entre o exposto e os subsunçores já organizados. Percebe-se no entanto porém que a forma de trabalhar para com adultos é completamente diferente. Tendo isso em vista, dar-se-á maior ênfase nesse capítulo em discutir as teorias e propostas da corrente Andragógica como aporte teórico da construção da interface de simulação.

3.1.1 O Ensino para Adultos de Knowles

Os preceitos pedagógicos, fundamentados no cerne da educação vem sendo moldados ao longo dos séculos, desde o princípio do formalismo educacional, conforme visto no início deste capítulo. Com o advento das escolas formais no início do século XIX a procura por parte de

⁷ CASTRO, Alexandre Kurtz dos Santos Sisson de et al. A evasão em um curso de psicologia: uma análise qualitativa. Psicologia em estudo. Vol. 18, n. 2 (abr./jun. 2013), p. 199-209., 2013.

jovens e adultos pela educação formal cresceu, trazendo os primeiros conflitos entre a forma de se ensinar, conforme expõe Nogueira (2004)⁸. Tendo claro tantas diferenças, Alexander Kapp (1799 - 1869) propõe em seu trabalho de 1833⁹, analisando o inatismo de Platão, o processo de aprendizagem do adulto, diferenciando-o da forma como os preceitos pedagógicos regem o processo de ensino / aprendizagem. Vale destacar que apesar de o trabalho de Kapp ser uma leitura psicopedagógica sobre *Menôn e Fénon* de Platão, sua teoria não baseia-se na conjectura inatista, onde o papel do interlocutor é de basicamente "guiar" o aprendiz em seu remembramento, mas sim entender que a independência inerente a idade do indivíduo adulto é fator decisivo na forma como o aprendizado ocorre.

Baseando-se neste conceito Malcom Knowles, em diversas obras^{10 11 12} interpola os princípios pedagógicos com seu estudo a cerca do processo de ensino / aprendizagem de adultos, concluindo que a aplicação de pressupostos pedagógicos pouca eficiência tem na lida com o ensino de adultos. Partindo desta dicotomia, em seu trabalho de 1980, parte para integralizar ambas correntes, explanando que apesar do modelo pedagógico ser ineficiente para a educação de adultos, o modelo andragógico pode ser perfeitamente adaptado a vivência do ensino de crianças, desde que partindo das premissas corretas do modelo pedagógico. Interpretar o modelo de ensino de Knowles é efetivamente colocar o Aprendiz (discente) como agente ativo no processo de ensino / aprendizagem, descentralizando a responsabilidade de regente do professor (dito dentro da teoria de Knowles como um Facilitador). Para entender com mais clareza os motivos desse nivelamento dentro do processo, lista-se os princípios onde Knowles enuncia os motivos desta necessidade:

- a) adultos, diferentemente de crianças, são pessoas independentes;
- b) o conhecimento prévio de um adulto é extremamente valioso no processo de ensino / aprendizagem;
- c) o papel social de um adulto e suas atividades inerentes desencadeiam sua prontidão em aprender;
- d) a orientação para o aprendizado deve ser para a utilização prática do construto, em detrimento ao "aprender por aprender";
- e) a motivação de um adulto em aprender deve partir de um impulso interno (auto-satisfação ou qualidade de vida) e não por repreensões;

⁸ NOGUEIRA, Sônia Mairos. A andragogia: que contributos para a prática educativa?. 2004.

⁹ KAPP, Alexander. Platon's Erziehungslehre, als padagogik fuer die einzelnen und als staatspadagogik. 1833.

¹⁰ KNOWLES, Malcolm S. The modern practice of adult education (revised and updated). New York: Cambridge, 1980.

¹¹ KNOWLES, M. The adult learner: a neglected species. 1990. Houston, TX: Gulf Publishing.

¹² KNOWLES, Malcolm Shepherd et al. Andragogy in action. San Francisco: Jossey-Bass, 1984.

- f) o adulto precisa perceber a relevância entre o processo de ensino / aprendizagem com as necessidades que ele possui.

A principal diferença entre estes modelos é os papéis cumpridos pelo professor e pelo discente. Sob uma perspectiva pedagógica, grande parte das correntes coloca como centro detentor do conhecimento e da metodologia de trabalho o professor e os discentes como receptores deste conhecimento. A divergência reside então nessa estrutura, onde numa abordagem andragógica, existe o papel do *Facilitador* e do *Aprendiz*. O Facilitador de aprendizagem possui a responsabilidade de mediar o processo de aprendizagem, balanceando entre o processo de orientação e facilitação. O Aprendiz adulto, diferentemente da criança, é agente ativo e responsável pelo processo de aprendizagem, auxiliando o papel do facilitador, criando um núcleo indissociável, onde os construtos construídos ao longo da vida pregressa do aprendiz é respeitada, levando o processo de ensino / aprendizagem a um nível mais eficiente. Faz-se necessário porém uma ressalva. Conforme Nogueira (2004), cabe ao professor-facilitador organizar a estrutura de ensino do adulto, dado que caso os aprendentes não possuam relevante experiência na área, que a relevância de determinado tema não seja de imediato relacionado com sua vivência diária ou que o proposto seja demasiado abstrato, o modelo pedagógico deve ser inserido, mediando este processo.

Segundo seus trabalhos (1980,1990a, 1990b), Knowles fundamenta o processo de criação de experiências necessárias para a aprendizagem de adultos. A primeira das etapas é a *Preparação do aprendiz*, onde a principal busca é o desenvolvimento de habilidades proativas inatas ao aprendente, na intenção de propiciar ferramentas necessárias para o processo de aprendizagem, como modelos de gestão de seus estudos, criação de resumos ou listas de tópicos importantes. Outro ponto importante que destaca Knowles é a proximidade do aprendente com o intermediador, dado que um certo grau de relação facilita a motivação para a contribuição mútua no processo de ensino / aprendizagem.

A segunda etapa, segundo Nogueira (2004) é a criação do *Ambiente de Aprendizagem*, onde um ambiente caracterizado pela informalidade, conforto e segurança configuram-se como imprescindíveis no estabelecimento de um clima propício à aprendizagem. A terceira etapa é *Mecanismo de Planejamento Mútuo*. Nesta etapa, o aprendente e o professor-facilitador criam um planejamento participativo, de modo a estimular o aprendente ao envolvê-lo neste processo. A quarta etapa é o *Diagnóstico das Necessidades de Aprendizagem*, onde a maior intenção é avaliar o nível de desenvolvimento e capacidades dos aprendentes, comparando com as competências exigidas no plano de ensino a ser desenvolvido. A quinta etapa é a *Formulação dos Objetivos Programáticos*, onde o aprendente de modo ativo determina os objetivos a serem alcançados, limitando-se as suas capacidades e intenções.

A sexta é a determinação dos *Planos de Aprendizagem*. Nesta etapa todo o molde desenhado pelo aprendente e pelo professor-facilitador é finalmente usado para delimitar as

dependências do plano de aprendizagem a ser desenvolvido. Alcântara (2014) enfatiza que nesta etapa é imprescindível a preferência de uma área-problema em detrimento da verticalização do conteúdo abordado, visto que esta escolha proporciona uma ampliação das atividades, que devem ser preferencialmente práticas ou com possibilidade de inserção prática na vivência do aprendente. A sétima etapa é a *Condução das Experiências de Aprendizagem*, onde o professor-facilitador trabalha atividades participativas e práticas, de modo a correlacionar o conteúdo teórico abordado com a vivência real do aprendente, criando o que dentro da teoria de Ausubel é dito por Aprendizagem significativa. Por fim a oitava etapa é realizado a *Avaliação dos Resultados*, onde de modo crítico, o conteúdo abordado e sua percepção são avaliados, buscando delimitar os objetivos alcançados e não alcançados, reescrevendo as necessidades de aprendizagem.

Em resumo, considera-se o processo andragógico de ensino / aprendizagem, um modelo onde os adultos estão direcionados para um sistema onde a busca de conhecimento e o aperfeiçoamento pessoal / profissional é um importantíssimo motivador interno. Os motivadores internos, diferentemente do processo pedagógico, tem grande importância pois tais motivadores levarão o aprendiz, literalmente, a estar disposto a aprender. No que diz respeito os motivadores internos, Knowles baseia-se na Hierarquia de Necessidades de Maslow¹³, ainda que as necessidades sociais e profissionais seja, por via de regra, grande parte dos motivadores internos usados pelos aprendizes. Outros pontos atrativos no modelo andragógico são sua flexibilidade, sua adaptabilidade às diversas classes e tipos de indivíduos, pela ênfase dada ao processo de aprendizagem, em detrimento a estratificação da relação discente-professor e pela inserção do aprendiz como agente ativo no processo da aprendizagem.

Visto que o processo de ensino/aprendizagem busca uma planificação mútua de responsabilidades, inúmeras ferramentas podem ser utilizadas para inserção do participante como "*discente-pesquisador*" motivando-o a partir da utilização de determinadas ferramentas, a construir o conhecimento acerca do que foi proposto pelo professor-facilitador. Neste momento será dedicado uma análise específica na inserção da ferramenta computacional no processo de ensino andragógico, conforme dito pelo próprio autor :

Para muitos tipos de aprendizagem os recursos mais valiosos para aprender residem nos próprios aprendizes adultos. Assim, a maior ênfase na educação de adultos em técnicas experienciais, técnicas que aproveitam a experiência dos discentes, como a utilização de (...) exercícios simulacionais. (KNOWLES, 1990, p.59)

3.1.2 A Dinâmica de Fluidos Computacional como Ferramenta de Ensino

Tomando como base os princípios básicos discutidos até aqui, a utilização de ferramentas de ensino é de extrema importância. Dentro da perspectiva andragógica, a utilização da simulação computacional é de grande auxílio, dado que a visualização de modelos abstratos corrobora

¹³ MASLOW, Abraham Harold; FRAGER, Robert; COX, Ruth. Motivation and personality. New York: Harper & Row, 1970.

com o processo de aprendizagem do discente. Consequentemente, a simulação computacional, como ferramenta de ensino auto-direcionado acaba por se tornar uma perspectiva atrativa, visto que mídias diversas não permitem, em primeira instância, interação no desenvolvimento do conhecimento assimilado.

Nos últimos anos a CFD ganhou ampla aceitação na educação de mecânica dos fluidos nos cursos de engenharias, física e química, sendo adotada tanto na formação de graduação quanto em programas a nível de pós-graduação em muitas universidades. A utilização tradicional da CFD centrou-se na formação de analistas especializados, com ênfase em algoritmos e desenvolvimento de código. Isto era necessário para treinamento e desenvolvimento da CFD nos primeiros anos, quando os códigos comerciais eram menos avançados ou inexistentes. Com o rápido desenvolvimento de pacotes comerciais nos últimos vinte anos, a CFD vem sendo amplamente usada dentro da área de ensino, apesar da dificuldade explícita na inserção didática destes ambientes a nível de graduação, visto o conhecimento exigido na construção e manipulação correta das simulações propostas.

A importância da inserção da simulação em dinâmica dos fluidos aparece claramente quando analisamos APPANABOYINA, S. et al (2004) quando diz "(...) a importância de educar e treinar os discentes em mecânica dos fluidos computacional torna-se crítica quando os métodos de ensino convencionais ficam aquém de transmitir as ideias complexas necessárias a serem dominadas pelos discentes." Em seu trabalho, analisa os resultados da tecnologia VRML (Virtual Reality Modeling Language) ao curso de mecânica dos fluidos a nível de graduação na Lamar University, em Beaumont, Texas, EUA. Ainda citando o autor, ele frisa:

"(...) [A criação de softwares de CFD] ... permite que estudantes, cientistas e engenheiros aprendam macetes, assim como os princípios básicos, por trás de uma solução CFD. Quando usado em conjunto com um curso de mecânica dos fluidos, ele pode ser usado para ensinar o fundamento da análise de fluxo de fluido, e "substituir" alguns dos experimentos de laboratório usados para ensinar esses princípios" (tradução nossa).

A intenção da inserção da CFD no entanto não é a priorização de um método em detrimento a um outro, mas sim proporcionar uma forma onde determinadas conclusões, por vezes óbvias em um método, acabem por tornar completo, uma percepção advinda de outro. Numa análise ampla sobre a inserção da CFD sob uma perspectiva educacional, HUTCHINGS (2004) cita a pouca inserção de métodos computacionais durante os cursos voltados à mecânica dos fluidos, onde grande parte acaba por ficar restrito a utilização de métodos analíticos e experimentais. Grande parte desta inércia em implementar efetivamente métodos computacionais de modo didático advém da própria complexidade da forma como ela é encarada. Ao analisar a inserção da CFD na aprendizagem, já adaptada à realidade da manipulação direta pelo discente, ele conclui:

"Sendo específico, [a construção de] uma interface educativa para softwares comerciais utilizados para o ensino de CFD, para facilitar a aprendizagem

dos discentes é necessária. O Software comercial tem a vantagem de que os discentes, provavelmente, poderão usar um software igual ou semelhante como profissionais. Idealmente, usando a interface educacional nível avançado é, essencialmente, mesmo que usar um software comercial propriamente dito."(tradução nossa)

Na inexistência de uma interface de simulação, a utilização da CFD por parte dos discentes por vezes exige uma mínima experiência em programação básica, na compreensão da fenomenologia abordada e ainda necessita estar-se habituado a sistemas operacionais diferentes, tal como a plataforma UNIX (raros são os programas de CFD que dedicam-se à plataforma WINDOWS). Um autor que evidencia tal problematização é NAVAZ, H.K. et al.(1998), onde conclui, após inserir determinadas turmas de graduação em problemas específicos de mecânica dos fluidos

"Muitos dos objetivos iniciais dos discentes foram satisfeitos na conclusão do curso. A maior parte dos discentes eram capazes de usar os códigos CFD proficientemente, gerando grades computacionais, e pós-processando os resultados numéricos. Eles precisavam de alguma orientação ao completar a sua última fase de projetos devido à natureza complexa dos problemas escolhidos [ambientação ao sistema UNIX e seus códigos]. Os discentes também aprenderam a interpretar resultados numéricos e comparar os resultados com o comportamento esperado. O curso reforçou a compreensão dos discentes sobre o movimento simples e complexo de um fluido incluindo o fluxo permanente e transiente." (tradução nossa)

Necessita-se portanto de um sistema que insira o discente em um ambiente propício ao desenvolvimento do formalismo em mecânica dos fluidos sem o excessivo aporte teórico na área abordada. Propõe-se aqui como solução da problematização acima, a construção de um conjunto de simulações para demonstrar de maneira gráfica e numérica, as características e interações básicas envolvidas na dinâmica dos fluidos, juntamente com uma interface de controle, como agente facilitador na construção da simulação.

4 A interface J.A.R.V.E.S.

Compreendendo a dificuldade associada à utilização de técnicas em CFD tanto no ambiente profissional quanto acadêmico, propôs-se a construção de uma interface de simulação para tornar a utilização do pacote OpenFOAM mais amigável ao usuário final.

Figura 11 – Logomarca da Interface J.A.R.V.E.S.



Fonte: acervo pessoal

A interface J.A.R.V.E.S. (acrônimo para *Just a Rather Very Educative Simulator*¹, logomarca representada na figura 11) é um conjunto de *scripts* de controle e edição onde, de forma direcionada, manipula *scripts* do software OpenFOAM. Na construção dessa ferramenta

¹ Apenas um Simulador Muito Educativo

buscou-se uma melhor adaptabilidade às distribuições baseadas em GNU/LINUX, ofertando uma interface onde seja possível sua utilização tanto na interface gráfica, quando no modo texto, seja em desktops ou em terminais de comando de *clusters* de processamento paralelo.

A interface J.A.R.V.E.S. foi construída para disponibilizar uma biblioteca de simulações pré definidas, baseadas nos exemplos mais utilizados nos cursos de mecânica dos fluidos, tais como:

- a) escoamento laminar externo sobre um cilindro com dois módulos de Reynolds diferentes: $Re = 30$ e $Re = 195$;
- b) escoamento turbulento interno em um alargamento tipo degrau (reprodução do experimento de Robert W. Pitz e John W. Daily de 1980);
- c) escoamento multi fase com dois fluidos imiscíveis de viscosidades absolutas distintas;
- d) escoamento laminar interno em uma curva 90° com injetor;
- e) simulação da esteira de Von-Karman;
- f) escoamento supersônico de um fluido compressível sobre um estreitamento tipo degrau ($T = 3K$ e $P = 1N/m^2$);
- g) escoamento de transição em um alargamento tipo degrau.

O código-fonte da interface, juntamente com o pacote OpenFOAM adaptado está hospedado o site <https://sourceforge.net/projects/jarves-1-0/>, estando inicialmente compactado em protocolo .zip sendo instalado pelo *script* presente no Anexo I.

A interface J.A.R.V.E.S. está baseado em três ferramentas nativas ao Linux, onde seu funcionamento conjunto auxilia a utilização, controle e edição dos *scripts* do OpenFOAM.

4.1 Linguagem *ShellScript*

A escolha da linguagem de extensão *Shell Script* veio de uma necessidade de adaptação e controle do OpenFOAM. Como a intenção maior na construção da interface J.A.R.V.E.S era controlar a forma como se trata a pré-montagem fragmentada da simulação no OpenFOAM, outras linguagens como Python e a C++, nativa do próprio OpenFOAM, não suprimam a necessidade de controle direto das ações do computador, tal como a linguagem nativa do próprio Shell consegue executar.

O primeiro shell ² a ser desenvolvido para OS UNIX foi criado pelo próprio desenvolvedor do sistema, Kenneth Lane Thompson (1943), onde foi distribuído nas versões 1 a 6

² Camada externa do sistema operacional que faz a ligação entre o usuário e a kernel do OS

do UNIX, dos anos 1971 a 1975, e, embora em desuso o *Thompson Shell* foi o precursor de outros sistemas (BOURNE, 1978). O *Bash*, interpretador Shell nativo da grande maioria das distribuições baseadas no GNU/LINUX foi desenvolvido por Brian Fox em 1988, a pedido de Richard Stallman, fundador da Free Software Foundation. Stallman desejava um shell livre e ao mesmo tempo eficiente, sendo um dos únicos projetos financiados pela FSF, o *Bash* foi mantido por Fox até 1994, sendo hoje assegurado por Chet Ramey, também da FSF.

Trabalhando em conjunto com o *Bash*, a linguagem *Shell Script* realiza o comando escrito em código fonte, em um arquivo com extensão `.sh`, permitindo a construção de um programa ordenado, onde é possível estruturas que contenham:

- a) estruturas de decisão (*if*);
- b) estruturas de repetição (*for* ou *while*);
- c) funções e argumentos;
- d) definições de variáveis e formalismo de funcionamento.

A primeira linha de um *ShellScript* começa obrigatoriamente com um comando `#!` (Vale ressaltar no entanto que o indicativo de comentário no Shell Bash é o `#`, sendo diferente do par utilizando no início do arquivo, que em inglês é pronunciado como "*shebang*"), informando diretamente ao núcleo qual shell ele deverá usar, sendo escrito tal como:

```
1 #!/bin/bash
```

Tal comando determina que o shell *Bash*, localizado no diretório `/bin` execute o script. Após isso, todos os comandos devem vir em linhas separadas. Um exemplo de um programa simples escrito em *Shell Script*:

```
1 #!/bin/bash
2
3 # Este script converte arquivos escritos em codificação ISO-8859-1 em
4 # arquivos de codificação UTF-8, salvando uma versão convertida no diretó-
5 # rio ./convertidos e mantendo a versão original no diretório original.
6
7 EXT=*.tex
8
9 for f in $EXT do
10     filename="$(f%.*)"
```

```
11  echo -n "$f"
12
13  if file $f | grep -wq "ISO-8859-1"
14  then
15      mkdir -p convertidos
16      cp $f ./convertidos
17      iconv -f ISO-8859-1 -t UTF-8 $f > "${filename}_utf8.tex"
18      mv "${filename}_utf8.tex" $f
19      echo ": CONVERTIDO PARA UTF-8."
20  else
21      echo ": JÁ CODIFICADO EM UTF-8."
22  fi
23  done
```

Este código-fonte é uma ferramenta de conversão para arquivos escritos em codificações diferentes, muito útil para arquivos tipo `.tex` que precisam, em algum momento, mudar sua codificação para se adaptar a alguma classe específica.

4.2 Ferramenta SED

A ferramenta SED, acrônimo para *Stream Editor* ou editor de fluxo, que cumpre o papel de edição dos scripts típicos da simulação em OpenFOAM. Como a interface precisava manipular e editar dados ou seções inteiras dentro do OpenFOAM, foi escolhido a ferramenta SED em função da praticidade de inserir, apagar, substituir e editar partes de um documento qualquer. A ferramenta SED foi criada por Lee E. McMahon entre os anos 1973 e 1974, quando era programados da BellLabs. Foi inicialmente disponibilizado na versão 7 do UNIX, sendo considerado um dos primeiros comandos para edição de texto via linha de comando. Vale ressaltar porém que existe uma grande diferença entre a ferramenta SED e editores nativos ao terminal como o VI e o VI-M, pois o SED edita por orientação de linha, não necessitando de "abrir e editar" o arquivo, trabalhando-o dentro do espaço padrão (*Pattern space*).

A ferramenta SED usa a seguinte seguinte sintaxe básica:

```
1 sed [-opções] [comando] [<arquivo(s)>]
```

As opções possíveis para a ferramenta SED estão disponíveis no comando `~$ sed --help`, onde sua saída no terminal de comando lê-se, de modo traduzido como:

```
13 # -----
14 #LINHA 20
15 # -----
16 sed -i '20 d' /$HOME/JARVES_1.0/SOLVERS/IN_COM_TUR/PITZDAILY/pitzDailynew/0/k
17 # -----
18 sed -i "20s/^/internalField    uniform $num;\n/" /$HOME/JARVES_1.0/SOLVERS/
19 IN_COM_TUR/PITZDAILY/pitzDailynew/0/k
20 # -----
```

Este comando trabalha diretamente na linha 20 do arquivo *k*, localizado no diretório original `/$HOME/JARVES_1.0/SOLVERS/IN_COM_TUR/PITZDAILY/pitzDailynew/0/`. O comando descrito na linha 15 executa a remoção da linha 20, através da opção "d = delete" e o comando da linha 17 executa a inserção do valor `internalField uniform $num;` nesta mesma linha através da opção "s = substitute" e o comando " `/^/ \`", onde o espaço entre o *slash* e o *backslash* é considerado um valor e não mais um comando, captando a string `$num` do stream anterior e substituindo-a pelo seu valor determinado. Apesar de aparentemente trabalhosa, a ação "apagar – substituir" mostrou-se bastante útil, visto que elimina a exigência da interferência do usuário na edição do script do OpenFOAM, automatizando significativamente a interface J.A.R.V.E.S.

4.3 A Interface DIALOG

Tendo estruturado o cerne de operação da interface J.A.R.V.E.S., faz-se necessário agora determinar as dependências da interface com o usuário. Das muitas opções disponíveis para as distribuições LINUX, a interface DIALOG foi a que melhor adaptou-se na proposta. A interface DIALOG foi criada por Savio Lam, sendo sua primeira versão lançada em dezembro de 1993, ainda na versão 0.1. Após 1999, o código-fonte do DIALOG está sendo mantido por Thomas E. Dickey, conforme destacado no site onde preserva o log de alterações do código fonte³.

A interface de usuário é uma das partes mais importantes quando se trata da construção e funcionalidade de um software. Através dela, o usuário realiza tarefas, determina comandos e altera condições na estrutura de dados ou de processamento do computador. Seu surgimento deu-se exatamente para simplificar e tornar menos hostil a interação usuário-computador, disponibilizando elementos gráficos que, de modo intuitivo, guiem e correlacionem entradas e saídas de informação. Desde os primórdios da computação até meados da década de 80, a maioria dos computadores tinha sua interface baseada em texto⁴, onde a entrada dos comandos necessários é feita prioritariamente pelo teclado. As interfaces baseadas em texto caracterizam-se por disponibilizar exclusivamente texto e admitir entrada exclusivamente de texto, onde o principal

³ Em: <<http://invisible-island.net/dialog/>>. Acesso em: 09 dezembro 2016

⁴ Text-based User Interface – TUI

benefício é a baixa exigência de processamento durante o uso e principal desvantagem é a pouca interatividade da interface.

A escolha de uma interface baseada em texto para o J.A.R.V.E.S. deu-se devido a possibilidade de sua utilização em terminais de comando, sem a exigência de ter-se instalado uma interface gráfica na distribuição LINUX. A sintaxe básica da interface DIALOG segue o seguinte padrão:

```
1 dialog [--opção1 valor] [--opção2 valor2] [--...] <--tipocaixa...> <texto>
2 <altura> <largura>
```

Onde as principais opções disponíveis são:

```
1 # --title: Título do dialog (padrão vazio)
2 # --backtitle: Título de fundo (padrão vazio)
3 # --begin x y: Posição X e Y (padrão no centro)
4 # --ok-label: Texto do botão OK (padrão 'OK')
5 # --cancel-label: Texto do botão CANCEL (padrão 'Cancel')
6 # --yes-label: Texto do botão YES (padrão 'Yes')
7 # --no-cancel: Retira o botão CANCEL (padrão presente)
8 # --stdout: Capta a saída direta da caixa (padrão direcionamento de erro)
```

E a lista dos tipos de caixas disponíveis:

```
1 --calendar      Cria um calendário e permite escolha de uma data;
2 --checklist     Lista de opções e dá a opção de múltipla escolha;
3 --fselect       Caixa de texto para digitação ou escolha de arquivo;
4 --gauge         Cria uma barra de progresso (porcentagem);
5 --infobox       Emite mensagem de texto sem interatividade;
6 --inputbox      Entrada de string de texto qualquer;
7 --menu          Disponibiliza um menu e dá a opção de uma única escolha;
8 --msgbox        Mostra uma mensagem e um botão OK;
9 --passwordbox  Permite a inserção de uma senha;
10 --radiolist     Lista de opções e permite a escolha de somente uma;
11 --tailbox       Mostra a saída do comando \texttt{tail -f};
12 --tailboxbg    Mostra a saída do comando \texttt{tail -f} em segundo plano;
13 --textbox       Mostra o conteúdo de um arquivo;
```

```

14 --timebox      Disponibiliza a escolha de um horário
15 --yesno       Mostra uma pergunta e disponibiliza os botões YES ou NO

```

Um exemplo prático da usabilidade da interface DIALOG é vista no script abaixo, retirado do script /NODES/NODES2/FLOW.sh, da interface J.A.R.V.E.S:

```

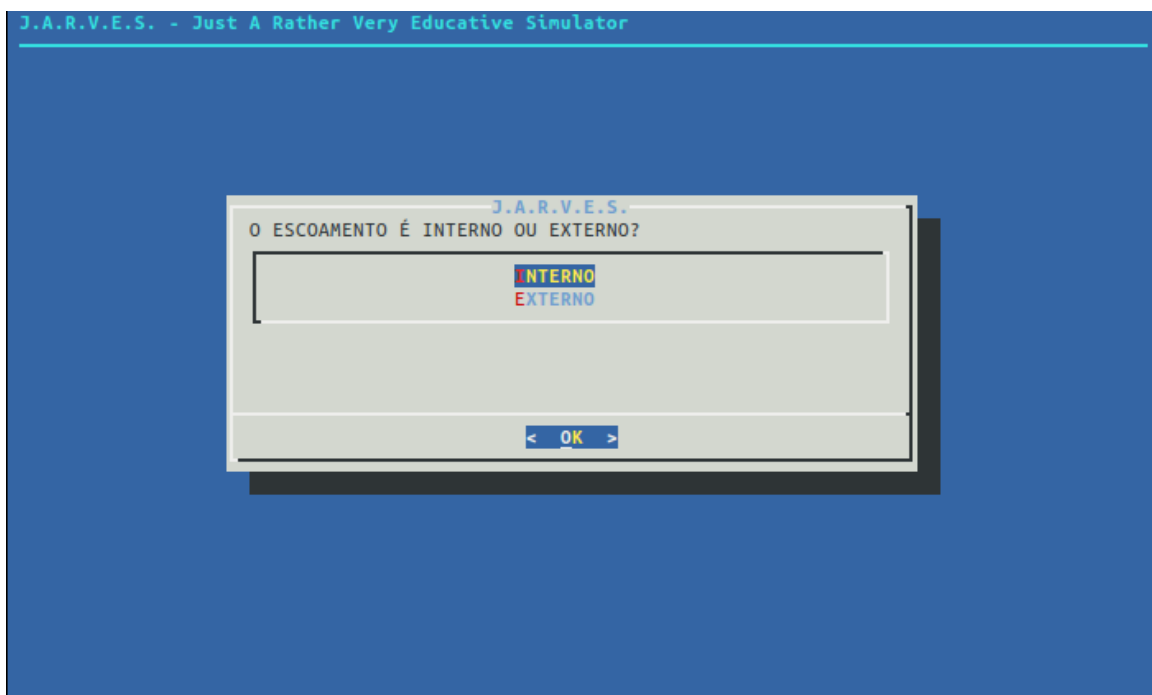
1 #!/bin/bash
2 #/-----\
3 #|      J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Educactive Simulator      |
4 #|-----|
5 #| Nó 2 - Direcionador de Fluxo                                     |
6 #|-----|
7 #| Versão do software:1.0                                          |
8 #| Versao do DOC: 1.0                                             |
9 #| Desenvolvedores: Thiago Felipe Domingos Dias Fernandes       |
10 #|      Nilton Luis Moreira                                       |
11 #| Contato: profthiagomecflu@gmail.com                            |
12 #| Telefone: +55(64)99265-5966                                    |
13 #\-----/
14 touch /tmp/JARVES/TIPO.tmp
15
16 FLOW=$( \
17 dialog \
18   --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Educactive Simulator' \
19   --stdout \
20   --nocancel \
21   --title 'J.A.R.V.E.S.' \
22   --menu 'O ESCOAMENTO É INTERNO OU EXTERNO?' \
23   10 60 0 \
24   INTERNO  '' \
25   EXTERNO  '' \
26 )
27
28 [ $? -ne 0 ] && bash /$HOME/JARVES_1.0/NODES/NODES2/retornarnode2.sh
29
30 case "$FLOW" in
31
32   INTERNO)
33     echo "$FLOW" > /tmp/JARVES/TIPO.tmp

```

```
34     bash /$HOME/JARVES_1.0/NODES/NODES2/CLASSE.sh;;
35
36     EXTERNO)
37         echo "$FLOW" > /tmp/JARVES/TIPO.tmp
38         bash /$HOME/JARVES_1.0/NODES/NODES2/CLASSE.sh;;
39
40     esac
```

Esta caixa baseada em DIALOG é disponibilizada para determinar qual tipo de escoamento será simulado. A string `FLOW` é relacionada à saída da caixa tipo menu, onde existem duas opções disponibilizadas, nas linhas 24 (`INTERNO`) e 25 (`EXTERNO`). A encadeamento de opções utilizadas determina que a caixa tenha uma mensagem de fundo (linha 18, opção `--backtitle`), que a saída seja interpretada como direta (linha 19, opção `--stdout`), sem a presença do botão `CANCEL` (linha 20, opção `--nocancel`) e que o título da caixa seja visto como `J.A.R.V.E.S.` (linha 21, opção `--title`). É criado um direcionamento caso o botão `ESC` do teclado seja pressionado (valor "0" na saída), direcionando o terminal a uma tela de confirmação. Captando a saída da caixa, o condicional `case` escrito das linhas 30 a 40 direciona para a execução de outro dois nós de direcionamentos descritos nas linhas 34 e 38. A saída do script, quando executado, é visualizado na figura 12.

Figura 12 – Caixa de texto criada pelo comando SED



Fonte: acervo pessoal

A junção destas poderosas ferramentas possibilitou a criação da interface automatizada, permitindo que o usuário concentre-se na modelagem básica do problema, eximindo um largo

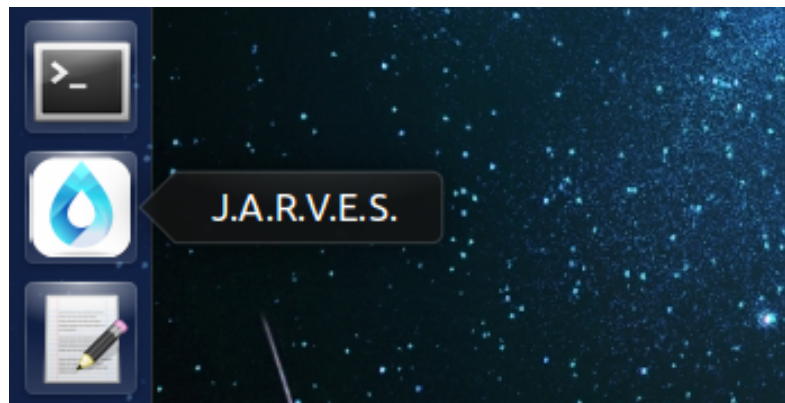
"know-how" em manipulação de scripts. Apesar do detrimento da forma em função da usabilidade, a interface J.A.R.V.E.S. busca cumprir o papel de simplificar e popularizar o uso educacional da CFD, mais precisamente descomplexificar o formalismo do OpenFOAM.

4.4 Rotina de simulação – Caso Pitz-Daily(1980)

Como forma de fundamentar toda o aporte técnico definido neste capítulo será demonstrado nesta seção a rotina de funcionamento da interface J.A.R.V.E.S. e o formalismo de edição e controle que esta ferramenta proporciona. Para tanto será utilizado a simulação de um escoamento turbulento interno em um alargamento tipo degrau, na reprodução do experimento de Robert W Pitz e John W Daily de 1983⁵, no qual se pretendia avaliar o efeito da combustão sobre as propriedades médias do campo de fluxo, tais como o crescimento da camada de mistura, a taxa de deformação. A camada de mistura turbulenta formada no alargamento tipo degrau após a combustão será o simulado.

A interface J.A.R.V.E.S., logo após ser instalada pelo script presente no Anexo I estará disponível dentro no diretório de aplicativos, ficando também no lançador padrão da distribuição UBUNTU instalada, conforme figura 13:

Figura 13 – Ícone do lançador da interface J.A.R.V.E.S.



Fonte: acervo pessoal

Ao clicar no ícone do lançador o usuário será redirecionado para um terminal conforme figuras 14 e 15, sendo solicitado a se identificar conforme figura 16. Neste momento a interface realizará uma busca em seu banco de dados, procurando o nome do usuário, conforme comando:

```
1 value=$( grep -ic "$NOME" /$HOME/JARVES_1.0/CACHE/alunos.txt )$
```

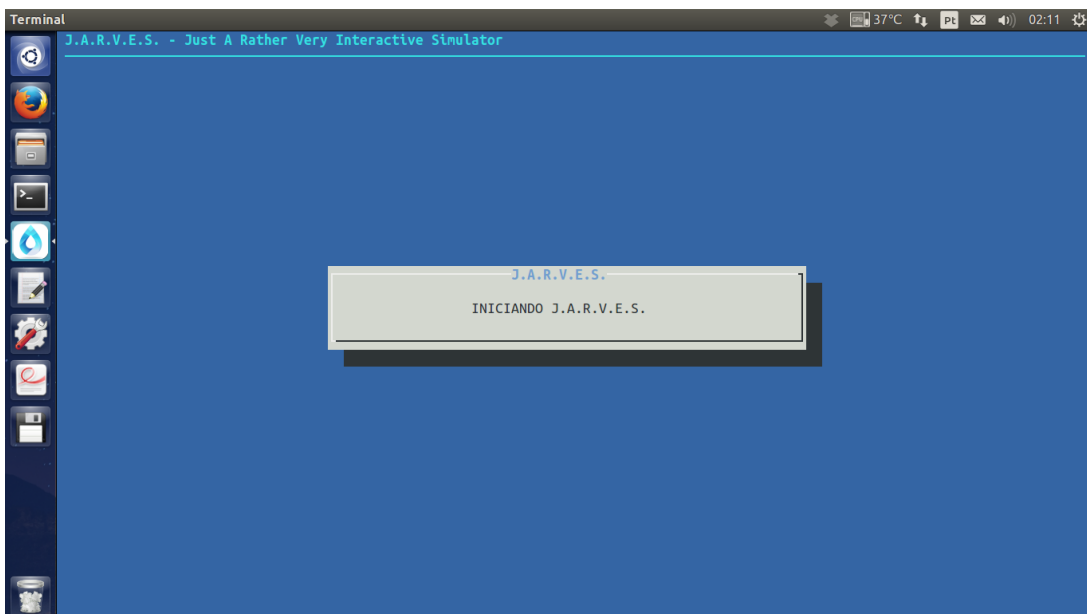
⁵ PITZ, Robert W.; DAILY, John W. Combustion in a turbulent mixing layer formed at a rearward-facing step. AIAA journal, v. 21, n. 11, p. 1565-1570, 1983.

Figura 14 – Tela de início da interface J.A.R.V.E.S.



Fonte: acervo pessoal

Figura 15 – Tela de início da interface J.A.R.V.E.S.

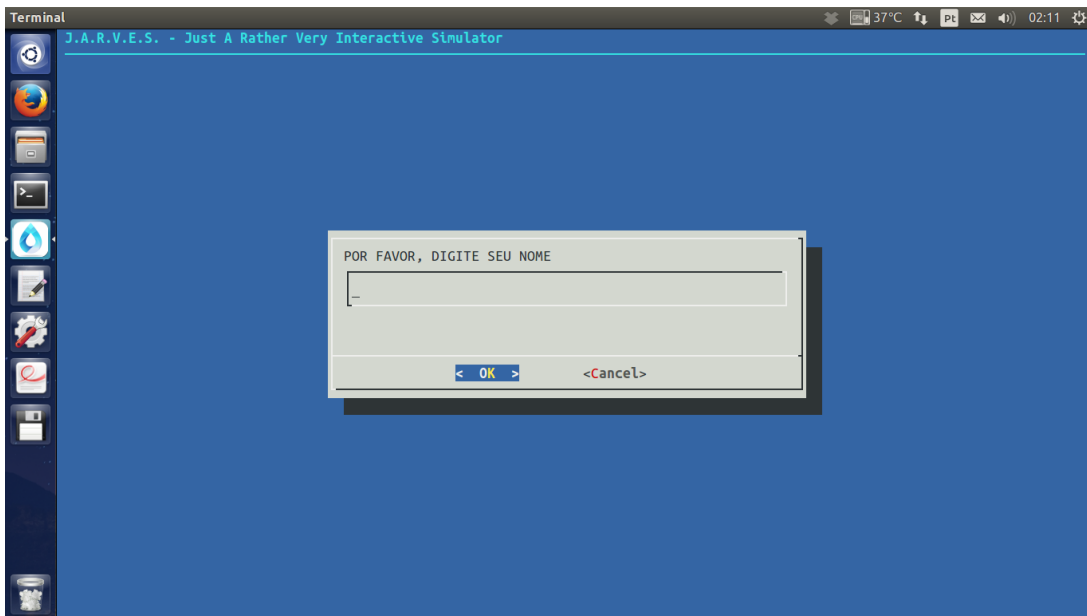


Fonte: acervo pessoal

Caso a busca configure-o como novo usuário, a interface procede uma breve apresentação, onde seu nome será salvo, juntamente com a data e a hora de sua primeira utilização no arquivo `/etc/JARVES_1.0/TEMPFILES/alunos.txt`. Caso já tenha se logado na interface, o usuário será redirecionado ao controle de simulações, onde a primeira tela de controle é demonstrada na figura 17.

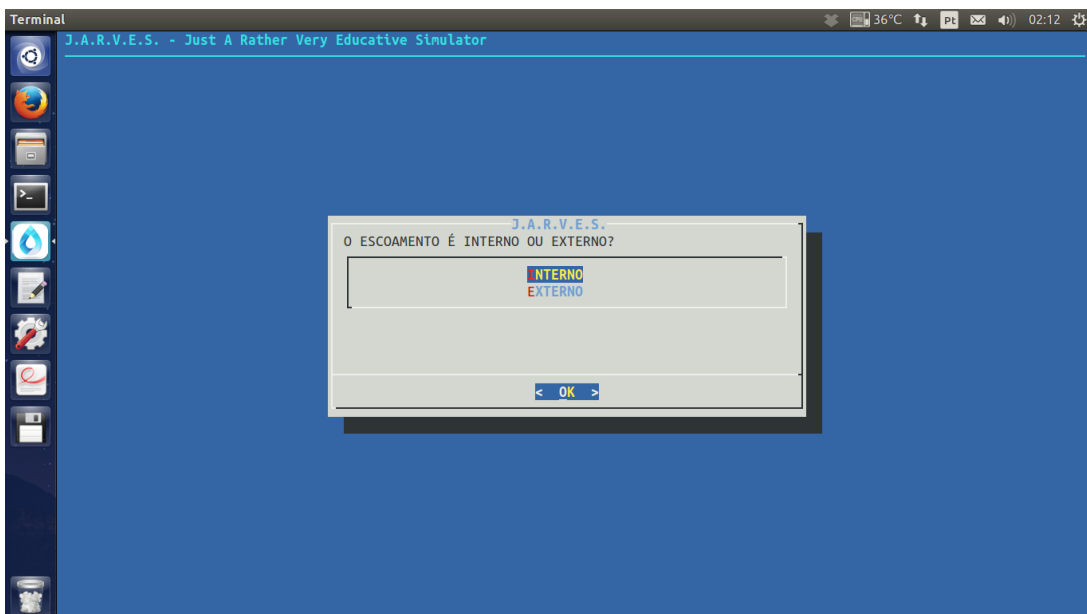
Nesta tela, o usuário pode escolher entre simular um escoamento interno ou externo. Este

Figura 16 – Tela de entrada do nome do usuário



Fonte: acervo pessoal

Figura 17 – Primeiro entroncamento da interface J.A.R.V.E.S.

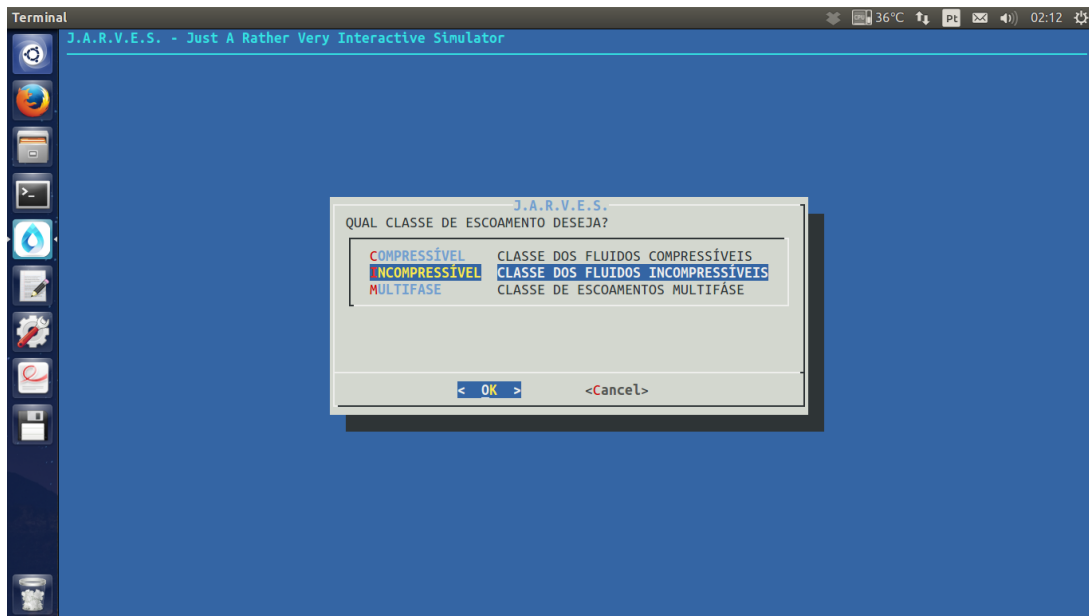


Fonte: acervo pessoal

é o primeiro entroncamento dentro da interface. O string da escolha será salvo no arquivo temporário `TIPO.tmp` localizado no diretório `/tmp/JARVES`. Após isso será executado o segundo entroncamento, onde o usuário pode escolher entre um escoamento Compressível, Incompressível ou Multi fase, conforme figura 18.

Este é o segundo entroncamento dentro da interface. O string de escolha será salvo no arquivo temporário `CLASSE.tmp` localizado no diretório `/tmp/JARVES`. Após isso será executado o

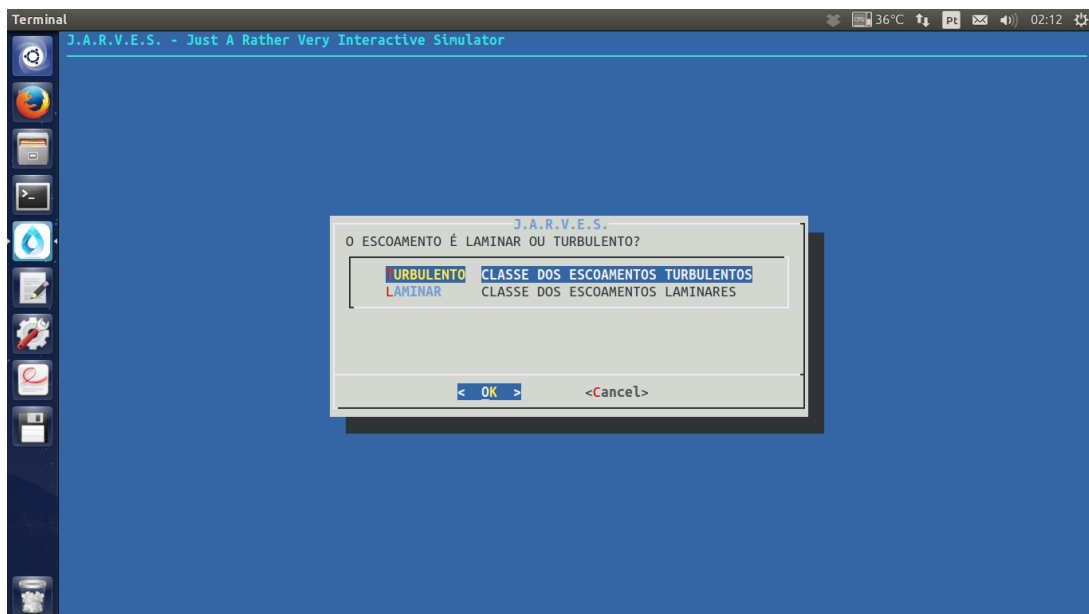
Figura 18 – Segundo entroncamento da interface J.A.R.V.E.S.



Fonte: acervo pessoal

terceiro entroncamento, onde o usuário pode escolher entre um escoamento Laminar, Turbulento, conforme figura 19.

Figura 19 – Terceiro entroncamento da interface J.A.R.V.E.S.



Fonte: acervo pessoal

Este é o terceiro e último entroncamento dentro da interface. O string de escolha será salvo no arquivo temporário `LAMTUR.tmp` localizado no diretório `/tmp/JARVES`. Após os entroncamentos, é executado o script controlador `MODELS.sh` localizado em `/JARVES_1.0/NODES/NODES3`, conforme demonstrado no Apêndice C.

Tendo determinado o formalismo de entroncamento dentro da interface, será demonstrado o funcionamento da simulação dentro das dependências da interface. O modelo utilizado corresponde a um dos tutoriais *standart* do software OpenFOAM que foi cuidadosamente adaptado para funcionar em conjunto com a interface J.A.R.V.E.S.. A simulação localizada no diretório `/$HOME/OpenFOAM/OpenFOAM-2.3.0/tutorials/incompressible/simpleFoam` reproduz o experimento de Pitz & Daily, conforme citado, utilizando o método RANS, juntamente com o modelo "k-ε" como modelagem da turbulência (malha destacada na figura 20). O diretório `pitzdailynew` que será editado encontra-se dentro da interface, localizado em `/$HOME/JARVES_1.0/SOLVERS/IN_COM_TUR/PITZDAILY` juntamente com os *scripts* de edição e controle:

```

1 /JARVES_1.0/SOLVERS/IN_COM_TUR/PITZDAILY
2 |
3 |--> pitzdailynew
4 |
5 |----> kepsilon.sh
6 |----> OF.sh
7 |----> sedepsilon.sh
8 |----> sedk.sh
9 |----> sedU.sh

```

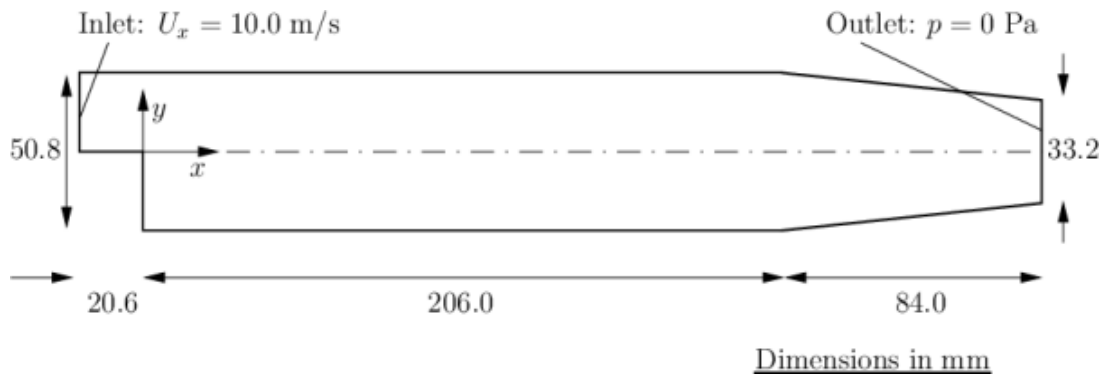
O *script* `kepsilon.sh` é caracterizado como a primeira rotina de controle dentro da simulação propriamente dita, onde os dados de entrada fornecidos pelo usuário são tratados e armazenados para inserção nos *scripts* do OpenFOAM. Como a simulação utiliza o modelo "k-ε" como método para modelar a turbulência, determinadas condições de contorno são cuidadosamente consideradas dentre elas:

- a) as paredes superiores e inferiores são denominadas por `Wall`;
- b) a parede esquerda é descrita como `Inlet` e a direita como `Outlet`;
- c) e os valores iniciais de U , k e ϵ no `Inlet` são fixos e pré-determinados pelo usuário.

Considerando que a principal ação dentro da construção da simulação e a determinação dos valores de U , k e ϵ , torna-se papel da interface promover a edição destes valores dentro dos *scripts* do OpenFOAM. O valor de U é basicamente o valor do campo médio de velocidades, sendo delimitado já nas especificações do problema. Conforme equações demonstradas na seção (4.2.1), descreve-se a energia cinética turbulenta a ser calculada pela interface como sendo:

$$k = \frac{1}{2} Tr(\Xi'_{ij}) = \frac{1}{2} (u'_i u'_i) = \frac{3}{2} (u_i I)^2 \quad (4.1)$$

Figura 20 – Caracterização dimensional da malha de simulação



Fonte: OpenFOAM User's Guide, 2016

Onde I é a intensidade da turbulência. Este valor é determinado como a porcentagem de "ruído" acerca do campo médio de velocidades, referindo-se logicamente ao valor flutuante u'_i isotrópico. Este índice I geralmente é dado entre 0.03 a 0.07 (POPE, 2001)⁶.

O segundo valor a ser determinado é a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta, dado pela equação:

$$\varepsilon = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{l} \quad (4.2)$$

Onde C_μ é uma constante de aproximação e l o comprimento de escala turbulenta. Em escoamentos internos, o comprimento de escala turbulenta é uma aproximação do diâmetro hidráulico considerado, de modo que para dutos circulares, seu valor está próximo de $p \rightarrow 3,8\% \sim 10\%$ do diâmetro hidráulico. No *script* `kepsilon.sh` consta todos os comandos de entrada, juntamente com as equações acima citadas.

```

1 #!/bin/bash
2 #/-----\
3 #|           J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Educactive Simulator           |
4 #|-----|
5 #| Versão do software:1.0                                                    |
6 #| Versao do DOC: 1.0                                                        |
7 #| Desenvolvedores: Thiago Felipe Domingos Dias Fernandes                    |
8 #|           Nilton Luís Moreira                                            |
9 #| Contato: profthiagomecflu@gmail.com                                       |
10 #| Telefone: +55(64)99265-5966                                             |
11 #\-----/

```

⁶ POPE, Stephen B. Turbulent flows. 2001.

```
12 echo -ne '\e[8;200;200t'
13 mkdir /tmp/JARVES/simple/
14
15 #-----
16 # CÁLCULO k
17 #-----
18
19 dialog \
20   --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Interactive Simulator' \
21   --title 'J.A.R.V.E.S.' \
22   --inputbox "QUAL É O CAMPO MÉDIO DE VELOCIDADES?" \
23   10 60 2> /tmp/JARVES/simple/Uxt.tmp
24
25 cat /tmp/JARVES/simple/Uxt.tmp | sed 's/,/./g' > /tmp/JARVES/simple/Ux.tmp
26 rm /tmp/JARVES/simple/Uxt.tmp
27
28 dialog \
29   --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Interactive Simulator' \
30   --title 'J.A.R.V.E.S.' \
31   --inputbox "QUAL A INTENSIDADE DE TURBULÊNCIA?" \
32   10 60 2> /tmp/JARVES/simple/Ixt.tmp
33
34 cat /tmp/JARVES/simple/Ixt.tmp | sed 's/,/./g' > /tmp/JARVES/simple/Ix.tmp
35 rm /tmp/JARVES/simple/Ixt.tmp
36
37 Ux=$(cat /tmp/JARVES/simple/Ux.tmp)
38
39 Ix=$(cat /tmp/JARVES/simple/Ix.tmp)
40
41 awk "BEGIN{print $Ux *$Ix}" > /tmp/JARVES/simple/Uxline.tmp 2>&1
42 Uxline=$(cat /tmp/JARVES/simple/Uxline.tmp)
43
44 awk "BEGIN{print $Uxline ^2}" > /tmp/JARVES/simple/Uxline2.tmp 2>&1
45 Uxline2=$(cat /tmp/JARVES/simple/Uxline2.tmp)
46
47 awk "BEGIN{print $Uxline2 *1.5}" > /tmp/JARVES/simple/k.tmp 2>&1
48 k=$(cat /tmp/JARVES/simple/k.tmp)
49
50 echo $k
```

```

51
52 #-----
53 # CÁLCULO EPSILON
54 #-----
55
56 dialog \
57   --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Interactive Simulator' \
58   --title 'J.A.R.V.E.S.' \
59   --inputbox "QUAL A CONSTANTE C_mu?" \
60   10 60 2> /tmp/JARVES/simple/Cmt.tmp
61
62 cat /tmp/JARVES/simple/Cmt.tmp | sed 's/,/./g' > /tmp/JARVES/simple/Cm.tmp
63 rm /tmp/JARVES/simple/Cmt.tmp
64
65 Cm=$(cat /tmp/JARVES/simple/Cm.tmp)
66
67 awk "BEGIN{print $Cm ^0.75}" > /tmp/JARVES/simple/Cmu.tmp 2>&1
68 Cmu=$(cat /tmp/JARVES/simple/Cmu.tmp)
69
70 awk "BEGIN{print $k ^1.5}" > /tmp/JARVES/simple/kmu.tmp 2>&1
71 kmu=$(cat /tmp/JARVES/simple/kmu.tmp)
72
73 dialog \
74   --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Interactive Simulator' \
75   --title 'J.A.R.V.E.S.' \
76   --inputbox "QUAL É A PROPORÇÃO DO COMPRIMENTO DE ESCALA TURBULENTA?" \
77   10 60 2> /tmp/JARVES/simple/Lt.tmp
78
79 cat /tmp/JARVES/simple/Lt.tmp | sed 's/,/./g' > /tmp/JARVES/simple/L.tmp
80 rm /tmp/JARVES/simple/Lt.tmp
81 L=$(cat /tmp/JARVES/simple/L.tmp)
82
83 awk "BEGIN{print $L *0.0254}" > /tmp/JARVES/simple/Lmu.tmp 2>&1
84 Lmu=$(cat /tmp/JARVES/simple/Lmu.tmp)
85
86 awk "BEGIN{print $kmu *$Cmu}" > /tmp/JARVES/simple/p1.tmp 2>&1
87 p1=$(cat /tmp/JARVES/simple/p1.tmp)
88
89 awk "BEGIN{print $p1 /$Lmu}" > /tmp/JARVES/simple/epsilon.tmp 2>&1

```

```
90 epsilon=$(cat /tmp/JARVES/simple/epsilon.tmp)
91
92 #-----
93 # DEMONSTRATIVO DE DADOS
94 #-----
95
96 dialog \
97   --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Interactive Simulator' \
98   --title 'J.A.R.V.E.S.' \
99   --infobox "\n OS DADOS DO MODELO SÃO:
100  \n-----
101  \n-VELOCIDADE DE ENTRADA          $Ux
102  \n-ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA    $k
103  \n-COMPRIENTO DE ESCALA TURBULENTA $Lmu
104  \n-DISSIPAÇÃO DE TURBULÊNCIA      $epsilon" \
105      10 60
106 sleep 10
107
108 dialog \
109   --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Interactive Simulator' \
110   --title 'J.A.R.V.E.S.' \
111   --infobox '\n          AGUARDE ENQUANTO EU PROCESSO AS INFORMAÇÕES' \
112      5 60
113 sleep 4
114
115 dialog \
116   --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Interactive Simulator' \
117   --title 'J.A.R.V.E.S.' \
118   --infobox '\n          VOU REDIRECIONAR O PROCESSO À UM NOVO TERMINAL... ' \
119      5 60
120 sleep 8
121
122 dialog \
123   --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Interactive Simulator' \
124   --title 'J.A.R.V.E.S.' \
125   --infobox "\n          DON'T PANIC!" \
126      5 60
127 sleep 8
128
```

```

129 #-----
130 # EDIÇÃO DOS SCRIPTS A PARTIR DOS DADOS TRATADOS
131 #-----
132
133 # EDITOR SCRIPT "epsilon"
134 bash $HOME/JARVES_1.0/SOLVERS/IN_COM_TUR/PITZDAILY/sedepsilon.sh
135
136 # EDITOR SCRIPT "k"
137 bash $HOME/JARVES_1.0/SOLVERS/IN_COM_TUR/PITZDAILY/sedk.sh
138
139 # EDITOR SCRIPT "U"
140 bash $HOME/JARVES_1.0/SOLVERS/IN_COM_TUR/PITZDAILY/sedU.sh
141
142 # CONTROLADOR DO OPENFOAM
143 bash $HOME/JARVES_1.0/SOLVERS/IN_COM_TUR/PITZDAILY/OF.sh

```

Considerando para efeito de demonstração, sejam considerado os seguintes valores:

- $u_i = 10 \text{ m/s}$
- $I = 0.05$
- $C_\mu = 0.09$
- $p = 0.07$

Ao realizar a entrada de dados nos campos solicitados, o resultado obtido é visualizado na figura 21. Ao executar o comando, serão salvos 3 arquivos contendo os dados a serem inseridos nos *scripts* do OpenFOAM, os quais são:

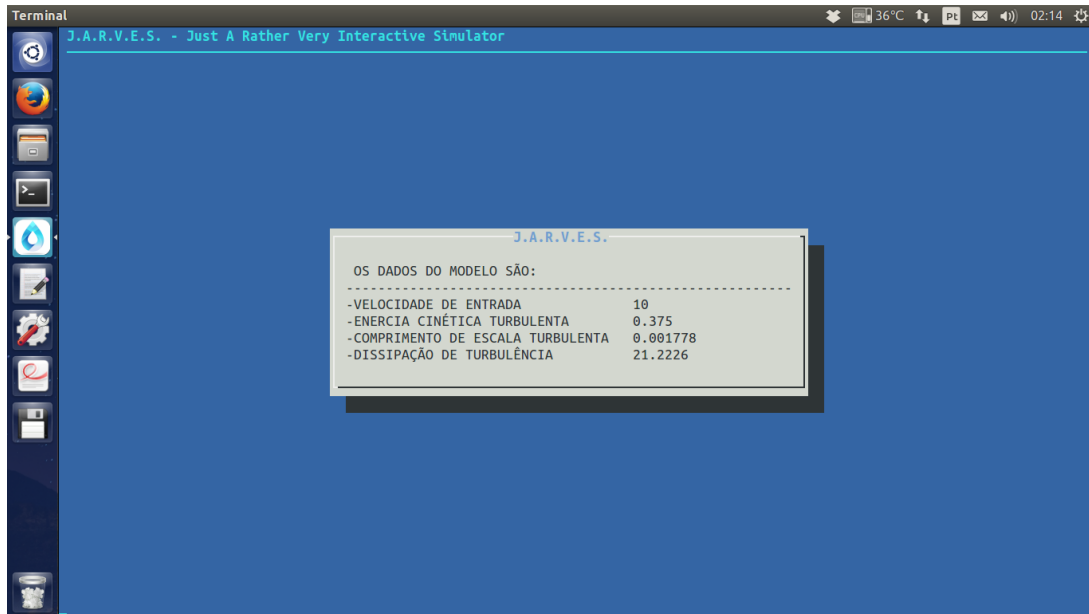
```

1 /tmp/JARVES/simple/epsilon.tmp
2 /tmp/JARVES/simple/k.tmp
3 /tmp/JARVES/simple/Ux.tmp

```

Sendo o primeiro *script* a ser executado, o `$HOME/JARVES_1.0/SOLVERS/IN_COM_TUR/PITZDAILY/sedepsilon.sh` é responsável pela edição do arquivo `epsilon` do diretório `pitzDaily` new, conforme demonstrado a seguir:

Figura 21 – Tela de retorno dos dados tratados



Fonte: acervo pessoal

```

1 #!/bin/bash
2 #/-----\
3 #|           J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Educactive Simulator   |
4 #|-----|
5 #| Versão do software:1.0                                             |
6 #| Versao do DOC: 1.0                                               |
7 #| Desenvolvedores: Thiago Felipe Domingos Dias Fernandes         |
8 #|           Nilton Luís Moreira                                   |
9 #| Contato: profthiagomecflu@gmail.com                               |
10 #| Telefone: +55(64)99265-5966                                       |
11 #\-----/
12 num=$(cat /tmp/JARVES/simple/epsilon.tmp)
13 # -----
14 #LINHA 20
15 # -----
16 sed -i '20 d' \
17   $HOME/JARVES_1.0/SOLVERS/IN_COM_TUR/PITZDAILY/pitzDailynew/0/epsilon
18 # -----
19 sed -i "20s/^/internalField    uniform $num;\n/" \
20   $HOME/JARVES_1.0/SOLVERS/IN_COM_TUR/PITZDAILY/pitzDailynew/0/epsilon
21 # -----
22 # -----

```

```

23 #LINHA 27
24 # -----
25 sed -i '27 d' \
26   $HOME/JARVES_1.0/SOLVERS/IN_COM_TUR/PITZDAILY/pitzDailynew/0/epsilon
27 # -----
28 sed -i "27s/^/          value          uniform $num;\n/" \
29   $HOME/JARVES_1.0/SOLVERS/IN_COM_TUR/PITZDAILY/pitzDailynew/0/epsilon
30 # -----
31 # -----
32 #LINHA 36
33 # -----
34 sed -i '36 d' \
35   $HOME/JARVES_1.0/SOLVERS/IN_COM_TUR/PITZDAILY/pitzDailynew/0/epsilon
36 # -----
37 sed -i "36s/^/          value          uniform $num;\n/" \
38   $HOME/JARVES_1.0/SOLVERS/IN_COM_TUR/PITZDAILY/pitzDailynew/0/epsilon
39 # -----
40 # -----
41 #LINHA 41
42 # -----
43 sed -i '41 d' \
44   $HOME/JARVES_1.0/SOLVERS/IN_COM_TUR/PITZDAILY/pitzDailynew/0/epsilon
45 # -----
46 sed -i "41s/^/          value          uniform $num;\n/" \
47   $HOME/JARVES_1.0/SOLVERS/IN_COM_TUR/PITZDAILY/pitzDailynew/0/epsilon
48 # -----

```

Logo após o segundo *script* a ser executado, o `$HOME/JARVES_1.0/SOLVERS/IN_COM_TUR/PITZDAILY/sedk.sh` é responsável pela edição do arquivo `k` do diretório `pitzDailynew`:

```

1 #!/bin/bash
2 #/-----\
3 #|          J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Educactive Simulator          |
4 #|-----|
5 #| Versão do software:1.0                                                    |
6 #| Versao do DOC: 1.0                                                        |
7 #| Desenvolvedores: Thiago Felipe Domingos Dias Fernandes                  |
8 #|          Nilton Luís Moreira                                              |
9 #| Contato: profthiagomecflu@gmail.com                                     |

```

```
10 #| Telefone: +55 (64) 99265-5966 |
11 #\-----/
12 num=$(cat /tmp/JARVES/simple/k.tmp)
13 # -----
14 #LINHA 20
15 # -----
16 sed -i '20 d' \
17 $HOME/JARVES_1.0/SOLVERS/IN_COM_TUR/PITZDAILY/pitzDailynew/0/k
18 # -----
19 sed -i "20s/^/internalField    uniform $num;\n/" \
20 $HOME/JARVES_1.0/SOLVERS/IN_COM_TUR/PITZDAILY/pitzDailynew/0/k
21 # -----
22 # -----
23 #LINHA 27
24 # -----
25 sed -i '27 d' \
26 $HOME/JARVES_1.0/SOLVERS/IN_COM_TUR/PITZDAILY/pitzDailynew/0/k
27 # -----
28 sed -i "27s/^/          value          uniform $num;\n/" \
29 $HOME/JARVES_1.0/SOLVERS/IN_COM_TUR/PITZDAILY/pitzDailynew/0/k
30 # -----
31 # -----
32 #LINHA 36
33 # -----
34 sed -i '36 d' \
35 $HOME/JARVES_1.0/SOLVERS/IN_COM_TUR/PITZDAILY/pitzDailynew/0/k
36 # -----
37 sed -i "36s/^/          value          uniform $num;\n/" \
38 $HOME/JARVES_1.0/SOLVERS/IN_COM_TUR/PITZDAILY/pitzDailynew/0/k
39 # -----
40 # -----
41 #LINHA 41
42 # -----
43 sed -i '41 d' \
44 $HOME/JARVES_1.0/SOLVERS/IN_COM_TUR/PITZDAILY/pitzDailynew/0/k
45 # -----
46 sed -i "41s/^/          value          uniform $num;\n/" \
47 $HOME/JARVES_1.0/SOLVERS/IN_COM_TUR/PITZDAILY/pitzDailynew/0/k
48 # -----
```

E por fim, o último *script* a ser executado, `$HOME/JARVES_1.0/SOLVERS/IN_COM_TUR/PITZDAILY/sedU.sh` é responsável pela edição do arquivo `U` do diretório `pitzDailynew`:

```

1 #!/bin/bash
2 #/-----\
3 #|          J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Educactive Simulator      |
4 #|-----|
5 #| Versão do software:1.0                                               |
6 #| Versao do DOC: 1.0                                                  |
7 #| Desenvolvedores: Thiago Felipe Domingos Dias Fernandes            |
8 #|          Nilton Luís Moreira                                         |
9 #| Contato: profthiagomecflu@gmail.com                                  |
10 #| Telefone: +55(64)99265-5966                                         |
11 #\-----/
12 num=$(cat /tmp/JARVES/simple/Ux.tmp)
13 # -----
14 #LINHA 26
15 # -----
16 sed -i '26 d' \
17   $HOME/JARVES_1.0/SOLVERS/IN_COM_TUR/PITZDAILY/pitzDailynew/0/U
18 # -----
19 sed -i "26s/^/          value          uniform ($num 0 0);\n/" \
20   $HOME/JARVES_1.0/SOLVERS/IN_COM_TUR/PITZDAILY/pitzDailynew/0/U
21 # -----

```

Após todas as edições, o diretório `pitzDailynew` será copiado para dentro das dependências do `OpenFOAM`, e será executado os comandos de produção da malha e posteriormente da execução da simulação. O *script* responsável pela execução destes comandos é o `$HOME/JARVES_1.0/SOLVERS/IN_COM_TUR/PITZDAILY/OF.sh`

```

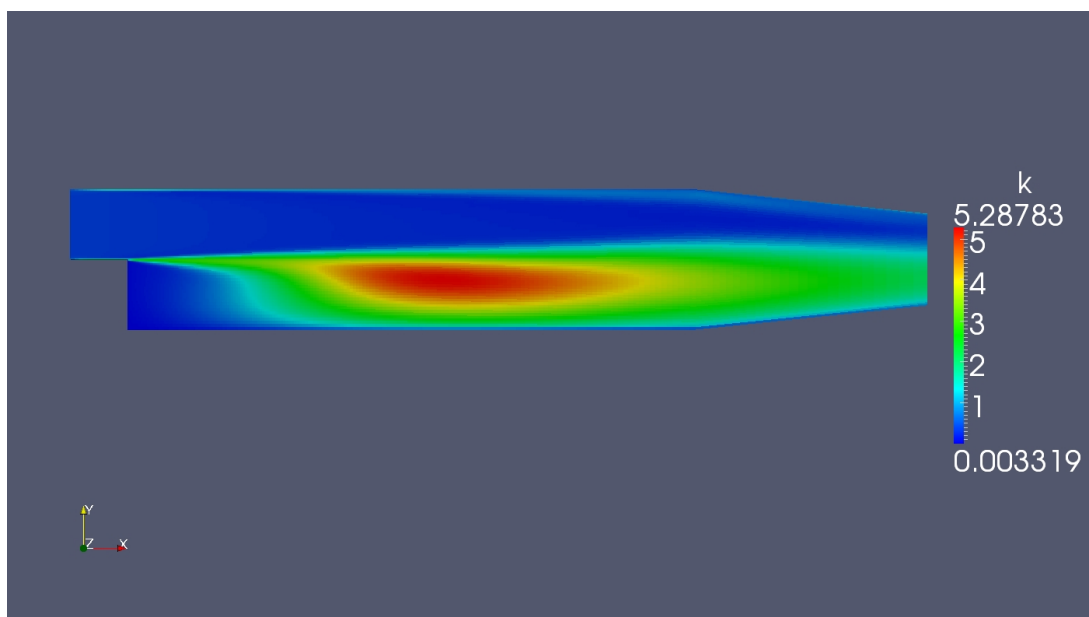
1 #!/bin/bash
2 #/-----\
3 #|          J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Educactive Simulator      |
4 #|-----|
5 #| Versão do software:1.0                                               |
6 #| Versao do DOC: 1.0                                                  |
7 #| Desenvolvedores: Thiago Felipe Domingos Dias Fernandes            |
8 #|          Nilton Luís Moreira                                         |

```

```
9 #| Contato: profthiagomecflu@gmail.com |
10 #| Telefone: +55 (64) 99265-5966 |
11 #\-----/
12 cp -r \
13 $HOME/JARVES_1.0/SOLVERS/IN_COM_TUR/PITZDAILY/pitzDailynew \
14 $HOME/OpenFOAM/OpenFOAM-2.3.0/tutorials/incompressible/simpleFoam
15 cd \
16 $HOME/OpenFOAM/OpenFOAM-2.3.0/tutorials/incompressible/simpleFoam/pitzDailynew
17
18 core=$( grep -c cpu[0-9] /proc/stat )
19 source $HOME/OpenFOAM/OpenFOAM-2.3.0/etc/bashrc WM_NCOMPPROCS=$core \
20 WM_MPLIB=SYSTEMOPENMPI
21 blockMesh
22 simpleFoam
23 paraview &
```

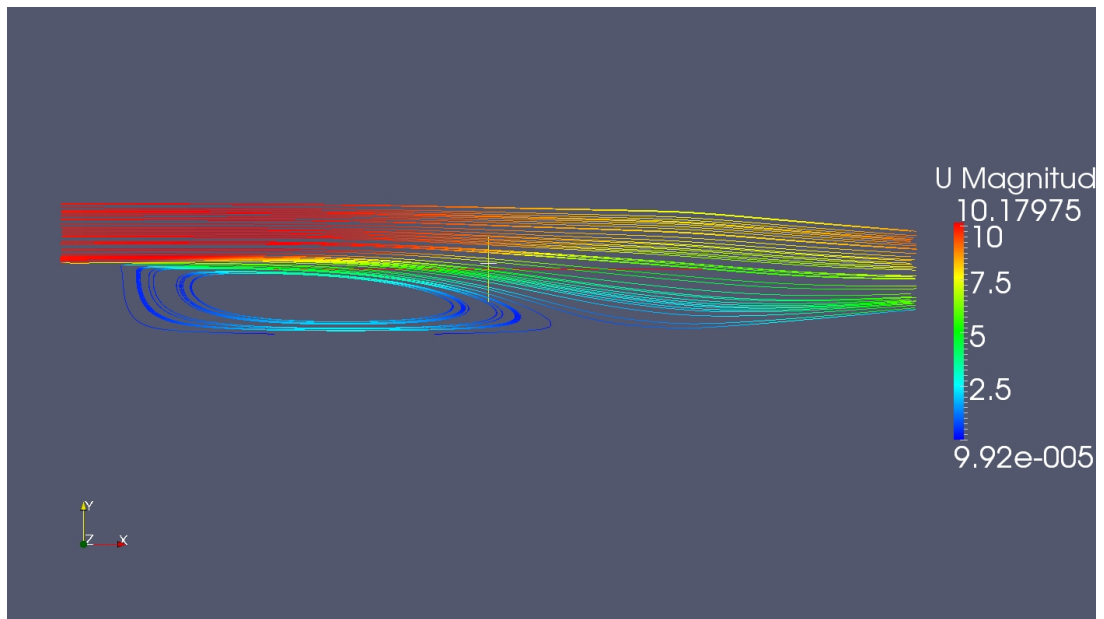
Com isso o comando da linha 20 executa a inicialização do software OpenFOAM, logo após, o comando da linha 24 executa a criação da malha de simulação e o comando que consta na linha 25 executará a simulação nos moldes determinados no diretório `pitzDailynew`. Após a simulação chegar na convergência, será executado o software de pós-processamento, executando o comando da linha 27. Ao iniciar o software *Paraview*, o visualizado será o destacado pelas figura 22 e 23.

Figura 22 – Energia Cinética Turbulenta



Fonte: acervo pessoal

Figura 23 – Linhas de fluxo do escoamento destacando os vórtices após o alargamento



Fonte: acervo pessoal

5 Metodologia de Implementação

Nesta seção será apresentado a experiência educacional na inserção da interface de simulação e de técnicas em dinâmica de fluidos computacional em sala de aula. Esse trabalho possui enfoque qualitativo com características de uma ação participativa e com atributos de um relato de experiência. Apesar da hegemonia dos trabalhos de orientação quantitativa, foi primado pela abordagem qualitativa visto que conforme dito por Bastos e Costa (2001), um instrumento de pesquisa menos diretivo acaba por não impor o construto do próprio pesquisador.

5.1 Delimitação do Objeto de Estudo

A Sociedade de Ensino de Caldas Novas Ltda. – UNICALDAS com limite territorial de atuação circunscrito ao município de Caldas Novas/GO, situada na Av. Portal do Lago, Quadra 09, lotes 01 a 28, Loteamento Portal do Lago, CEP 75.690.000, é um estabelecimento isolado de ensino superior particular, pessoa jurídica de pedagogia privado, com sede e foro em Caldas Novas - GO. Fundada em 1999, na cidade de Caldas Novas/GO, a UNICALDAS surgiu do ideal de um grupo de investidores, liderados pela Família Gonzaga de Menezes, tendo como representante a pessoa do Sr. Engenheiro Civil e Administrador Íris Gonzaga de Menezes. A cidade tem como principal atividade comercial o turismo, em função de suas fontes termais, sendo largamente procurada por suas propriedades terapêuticas. O município possui uma extensão territorial de 1.595.966 km^2 com uma população estimada em 83220 habitantes conforme IBGE¹ de modo que em período de alta temporada, costuma quadruplicar esta população, demandando profissionais capacitados para atender as demandas da cidade.

A iniciativa de implantar uma Instituição de Educação Superior no município de Caldas Novas, voltada à transmissão do conhecimento, adveio da necessidade de propiciar à cidade e região os avanços da Ciência e Tecnologia. Atualmente a instituição disponibiliza os cursos de Administração, Ciências Contábeis, Ciências Biológicas, Direito, Engenharia Ambiental e Pedagogia, todos em regime presencial. No ano de 2016 contava com (*número discentes*) sendo que destes, (*número discentes EGA*) são do curso de Engenharia Ambiental. O curso possui uma matriz curricular de 3880 horas, onde 2183 horas de cunho teórico, 1140 horas de atividades práticas e 557 horas em regime de Trabalho Discente Efetivo (TDE). A disciplina de Fenômenos de Transporte é ofertada aos discentes matriculados no 5º Período, contando com 60 horas totais, divididas em 40 horas de núcleo teórico, 10 horas em atividades práticas/laboratoriais e 10 horas em regime TDE.

¹ IBGE, Resultados do Censo 2010 e estimativas. Disponível em: <<http://www.cidades.ibge.gov.br/xtras/perfil.php?lang=codmun=520450|>>, Acesso em dez 2016.

5.2 Público-Alvo e Formalismo de Execução

A interface J.A.R.V.E.S. foi elaborada pelo professor de Fenômenos de Transporte do curso de Engenharia Ambiental da citada Instituição de Ensino Superior, enquanto discente do Mestrado Nacional Profissional em Ensino de Física - Polo 002 - UFG campus Catalão, onde sob orientação do Prof. Dr. Nilton Luís Moreira, promoveu a inserção educacional do produto durante o primeiro semestre de 2016.

O público alvo desta inserção entrou na faculdade no primeiro semestre de 2014, contando com 18 discentes, estudantes do período noturno e residentes na cidade de Caldas Novas ou em municípios vizinhos, com distância menor que 100 km. As aulas aconteciam todas as segundas-feira com duração de 150 minutos totais. A escolha desta distribuição de aulas foi solicitado pelo próprio professor da disciplina, dado que disponibilizaria um maior tempo para construção dos modelos teóricos, tal como um melhor aproveitamento das atividades de simulação.

As aulas foram executadas conforme tabela abaixo:

Tabela 5 – Calendário de aulas ministradas

*****CALENDÁRIO*****		
DATA	AULA	MODALIDADE
28/01/2016	Aula 1	Presencial
04/02/2016	Aula 2	Presencial
11/02/2016	Aula 3	Presencial
18/02/2016	Aula 4	Presencial
25/02/2016	Aula 5	Presencial
03/03/2016	Aula 6	Presencial
10/03/2016	Aula 7	Presencial
17/03/2016	Aula 8	Presencial
26/03/2016	Aula 9	Atividade (TDE)
31/03/2016	Aula 10	Presencial
07/04/2016	Aula 11	Presencial
14/04/2016	*****Prova*****	
23/04/2016	Aula 12	Atividade (TDE)
28/04/2016	Aula 13	Presencial
05/05/2016	Aula 14	Presencial
12/05/2016	Aula 15	Presencial
19/05/2016	Aula 16	Presencial
26/05/2016	Aula 17	Atividade (TDE)
02/06/2016	Aula 18	Presencial
09/06/2016	Aula 19	Presencial
16/06/2016	*****Prova*****	

Com o intuito de tornar a análise o mais imparcial possível, utilizou-se como ferramenta de avaliação a observação dirigida e o diálogo, eximindo-se da rigidez típica de um instrumento avaliativo escrito, como provas e questionários.

Em função de considerações éticas em relação a pesquisa, delimita-se o enfoque do presente trabalho na implementação e execução didática da interface de simulação, sendo passível de apreciação pelo conselho de ética. Embora não se possa identificar os discentes que participaram da presente pesquisa, seus relatos e impressões foram consideradas ao longo deste relato.

5.3 Procedimento Metodológico

O núcleo teórico da disciplina estendeu-se de 28/01/2016 até 05/05/2016, tendo a assiduidade média de 90% da turma, onde dois discentes abandonaram o curso ao longo de sua execução. Na tabela 6 observa-se os módulos trabalhados ministrados, seus objetivos e principais conteúdos abordados. Ressalta-se aqui que foi dada total atenção ao formalismo matemático, durante a execução dos três primeiros módulos, correspondentes ao aporte teórico em mecânica dos fluidos.

Tabela 6 – Sequência de Ensino

Momentos	Objetivos	Conteúdos
Fundamentos Matemáticos	Organizar de forma concisa os métodos matemáticos de abordagem na mecânica dos fluidos.	- Notação Indicial; - Derivada Material; - Teorema de Transporte de Reynolds.
Características do Escopo	Delimitar as principais características dos fluidos, sua natureza fluída e perfil permanentemente deformável.	- Delimitação do Escopo de Estudo; - Hipótese do contínuo; - Hipótese viscosa de Newton; - Análise Tensorial.
Estática dos Fluidos	Caracterizar a natureza estática dos fluidos, delimitando as dependências de pressão e empuxo.	- Teorema de Stevin; - Ações sobre corpos submersos; - Princípio do Empuxo de Arquimedes; - Princípio de Pascal; - Forças sobre Corpos Flutuantes;
Dinâmica dos Fluidos	Determinar a reologia do escoamento dos fluidos e seus principais axiomas.	- Decomposição cinemática - Gradiente do campo de velocidade - Princípio da Conservação de Massa - Princípio do Momento Linear - Princípio do Momento Angular - Princípio da Conservação da Energia - Equação Geral da Conservação
Núcleo de Simulação Computacional	Definir as principais ferramentas na Dinâmica de Fluidos Computacional (CFD)	- Modelagem dos Escoamentos - Discretização Espacial - Discretização das Equações Diferenciais parciais - OpenFOAM - Execução das simulações propostas

Foi realizado uma avaliação bimestral obrigatória no dia 14/04/2016, conforme regimento

da instituição, onde for abordado os conteúdos do módulo Estática dos Fluidos e parcial do módulo Dinâmica dos Fluidos. O rendimento da turma foi de aproximadamente 55%, demonstrando a dificuldade de assimilação do formalismo matemático abordado. Durante o Núcleo de Simulação Computacional, foram abordados os principais temas referentes a modelagem matemática dos escoamento, com enfoque voltado a modelagem do escoamento turbulento. Foi abordado também as técnicas típicas da CFD, em especial ao método de discretização das EDP's, com enfoque ao método dos volumes finitos. Ao final deste aporte teórico, foram executadas duas inserções, nos dias 19/05/2016 e 02/06/2016, no laboratório de informática LAB02 da Unicaldas.

O professor procedeu a formatação e instalação de 10 terminais de simulação, de modo que os discentes desenvolveram as atividades em duplas ou trios. Foi preferido esta abordagem no intuito de instigar os discentes a discussão do formalismo de trabalho na interface J.A.R.V.E.S. e dos resultados obtidos nas simulações.

Primeira inserção simulacional

No dia 19/05/2016 foi realizado a primeira inserção da interface J.A.R.V.E.S. numa perspectiva educacional. Todos os discentes compareceram a aula, demonstrando a curiosidade e interesse em relação ao funcionamento da simulação e da interface em si. Foi exposto aos alunos o problema de um escoamento turbulento interno em um alargamento tipo degrau, abordando historicamente o experimento de Robert W Pitz e John W Daily de 1983, como forma de ambientá-los a simulação proposta. Foi solicitado que os discentes se separassem em duplas, e iniciassem a utilização da interface J.A.R.V.E.S., executando os passos conforme solicitados durante sua execução. Ao final do processo os alunos enfrentaram certa dificuldade em trabalhar com o software de visualização *Paraview*, de modo que foi necessário a intervenção do professor durante esta fase. Vale ressaltar aqui que a interface J.A.R.V.E.S. não consegue, via linha de comando, automatizar a abertura da simulação dentro do *Paraview*, necessitando da ação por parte do discente.

Após a abertura da simulação, o professor realizou uma segunda intervenção, discutindo com os alunos como o software *Paraview* representa graficamente os campos simulados pelo OpenFOAM. Como forma de instigar os alunos a discutir os resultados obtidos, foi questionado o porque o campo de energia cinética turbulenta apresenta uma maior intensidade logo após o alargamento. Esta pergunta, apesar de bastante direta demanda uma percepção atenciosa por parte do discente acerca da reologia do escoamento.

Segunda inserção simulacional

No dia 02/06/2016 foi realizado a segunda inserção da interface J.A.R.V.E.S. numa perspectiva educacional. Foi inicialmente proposto aos alunos o problema referente a um escoamento

interno supersônico, sobre um estreitamento tipo degrau. Juntamente com a delimitação do problema, foi explicado a interferência das condições iniciais do problema, para a obtenção do escoamento interno supersônico. Nesta segunda utilização, os discentes estavam mais seguros quanto a utilização da interface J.A.R.V.E.S., de modo que o desenvolvimento da simulação foi sem maiores problemas. Foi solicitado para que executassem duas simulações do mesmo problema, com condições iniciais diferentes e que fosse discutido a diferença entre os resultados obtidos. Dado a familiaridade com o software *Paraview*, os alunos não tiveram maiores problemas em visualizar os resultados da simulação. Foi instigado a discussão para que caracterizassem o escoamento era laminar ou turbulento e se isso tinha ligação direta com o escoamento supersônico percebido.

Logo após as duas inserções educacionais, foi realizado a prova bimestral, referente ao segundo bimestre, onde foi abordado o conteúdo referente a Dinâmica dos Fluidos e ao Núcleo de Simulação Computacional. Foi inserido duas perguntas onde os discentes puderam discorrer sobre as percepções acerca das simulações realizadas.

5.4 Considerações acerca da implementação

Ressalta-se que devido a medidas administrativas da instituição, a partir do primeiro período letivo de 2015, passou a oferecer os períodos do curso de Engenharia Ambiental conforme a demanda de estudantes aprovados e a serem matriculados no período letivo subsequente. Portanto, a disciplina de Fenômenos de Transporte foi ofertada uma vez durante o primeiro período de 2016, semestre este onde foi realizado a implementação educacional, tornando a implementação restrita a este caso em especial. A interface de simulação foi desenvolvida para suprir as necessidades de visualização e manipulação de condições, para que a fenomenologia seja inteiramente assimilada pelo discente. Após ter realizado duas inserções da interface J.A.R.V.E.S., mediando o processo de ensino com o procedimento simulacional propriamente dito, foi percebido a relevância na construção mental do problema, criando um novo aporte cognitivo. Segundo Moreira (2012, p.6):

É importante reiterar que a aprendizagem significativa se caracteriza pela interação entre conhecimentos prévios e conhecimentos novos, e que essa interação é não literal e não arbitrária. Nesse processo, os novos conhecimentos adquirem significado para o sujeito e os conhecimentos prévios adquirem novos significados ou maior estabilidade cognitiva.

Sua implementação demanda não só preparação estrutural para o correto funcionamento, onde enumera-se laboratórios com terminais que utilizem sistemas operacionais baseados em Linux, preferencialmente o Ubuntu, mas também um aporte do docente em técnicas básicas em modelagem matemática e métodos de discretização, colaborando para que a inserção dos métodos na grade curricular corrente aconteça da forma mais facilitada possível. Tendo em vista

tais condições, as revisões da literatura percorridas nos capítulos 1, 2 e 3 foram para não só fundamentar o trabalho mas também, servir de aporte básico para o docente que interessar-se em implementar a interface J.A.R.V.E.S. em sua disciplina.

6 Conclusão

A utilização de propostas voltadas ao uso educacional de simulações computacionais tem nos últimos anos sido um grande foco em pesquisas e geração de novas mídias e simulações, na intenção de contribuir significativamente com o ato de lecionar, seja a nível médio ou superior. No entanto, é pertinente delimitar que a utilização pura de técnicas computacionais não é a solução definitiva para todos os problemas enfrentado por professores nesta área, onde a busca incessante pela melhoria contínua do processo de ensino/aprendizagem, juntamente com utilização concomitante de novas técnicas didáticas tem dado resultados satisfatórios.

A implementação de novas técnicas de ensino, em uma disciplina tão estigmatizada como é o caso da física não somente contribui para a melhoria do processo de aprendizagem, mas também corrobora com uma mudança no paradigma amplamente aceito de que as dificuldades intrínsecas ao estudo a caracterizam como sendo "impossível" de ser assimilada. É de amplo conhecimento que a empatia criada entre o aluno e a disciplina estudada cria vínculos sentimentais que auxiliam no processo de interiorização (NOGUEIRA, 2004), sendo portanto, de primordial interesse que sejam levados à sala de aula, técnicas que extrapolem esta disciplina além do "quadro-e-giz". A computação como ferramenta de ensino permite que fenômenos inteiros sejam modelados, de modo que além de sua ampla utilização no campo da pesquisa, a visualização e a manipulação de dados e condições da simulação contribuem para a construção do conhecimento (MEDEIROS, 2002).

No caso específico da educação superior, a utilização da simulação computacional tem uma significância ainda maior, dado que perspectiva da utilização fica mais proveitosa, devido a maturidade dos aprendentes em comparação com o assimilado no ensino médio (ARAÚJO, 2011). Em disciplinas abstratas como o caso da Mecânica dos Fluidos, onde apesar da larga utilização de ferramentas experimentais, determinadas características do escoamento acabam sendo assimiladas exclusivamente através em esquemas ou ilustrações. Dado que grande parte do estudo dedicar-se a dinâmica do escoamento, tais modos de representação acabam por serem falhos.

A pré existência de ferramentas computacionais em dinâmica dos fluidos colaborou significativamente, motivando a pesquisa sobre os métodos relacionados a este campo de estudo. A simulação computacional como ciência busca, dentre outros intuitos, ser uma ferramenta na análise de cenários. Modelar um problema computacionalmente é não só buscar reproduzi-lo como representação da situação real, mas também buscar possíveis cenários onde resultados colaborem com a predição de acontecimentos em escala real, demonstrando não somente a perspectiva de visualização, mas também a predição de acontecimentos, limitados claramente em validade e precisão. Sendo portanto uma ferramenta com aplicabilidade tão vasta em aná-

lise, predição e *design*, uma perspectiva educacional pode ser almejada, desde que adaptada apropriadamente para a situação. Como já enunciado anteriormente, a dificuldade intrínseca na manipulação da estrutura de algoritmo e o necessário *know-how* pré-existente em programação acaba por desmotivar docentes em inserir em suas disciplinas, estruturas de simulação de sistemas dinâmicos, abrindo portanto uma interessante demanda. A solução proposta na criação da interface J.A.R.V.E.S vem de encontro exatamente com esta necessidade, realizando em primeira instância, o papel de "programador-base" da simulação a ser apresentada educacionalmente.

A utilização da simulação como forma de ensino, apesar de seu apelo visual, possui precisão suficiente para que sejam coletados dados concretos acerca das condições envolvidas no escoamento, dentro de certo grau de precisão e validade, motivando o aluno e o docente a forçar o estudo no problema, em vez dar o enfoque na manipulação de equações do sistema. Heidemann (2012, p.971, *apud* BREWE, 2008) compara o enfoque do ensino entre o tradicional e o dado a modelagem dos fenômenos físicos, onde conclui que o uso da modelagem de problemas físicos destaca-se frente a resolução de problemas teóricos, visto a não utilização de "truques" e seu aprendizado ocorre pela experiência e não pela resolução de um grande número de problemas. A utilização em sala de aula de técnicas de simulação acaba por ser bem recebida pelos discentes. Tal percepção demonstra claramente que atividades que diferenciem-se do fundamentalismo teórico normalmente abordado, acabam por se tornar efetivas visto a motivação ao estudo do fenômeno que tal ferramenta provoca.

A simulação computacional como ferramenta de solução de modelos matemáticos, apesar de tratar problemas específicos, colabora para o entendimento acerca do fenômeno com um todo. Sua especificidade fica clara quando, ainda citando Heidemann (*ibid*, p.972), demonstra que: "Os modelos computacionais são 'recortes' da realidade, ou seja, são implementações computacionais de modelos específicos, e, como tais, desprezam diversos aspectos do sistema real, a fim de focar a atenção em certos aspectos particulares da natureza, o que facilita a compreensão do fenômeno físico". Durante a construção da interface, buscou-se não somente criar mais uma ferramenta de controle, mas sim um aparato baseado em teorias educacionais que efetivamente corroborasse com os preceitos teóricos pré-definidos, buscando gerar ao discente que, imerso em suas dependências, consiga alcançar um aprendizado significativo. Tal intensão vai de encontro com o apresentado por Araújo (*ibid*, p.12) quando diz "Não se melhora o ensino simplesmente produzindo novos e sofisticados recursos instrucionais. O desenvolvimento instrucional deve estar acoplado à pesquisa em ensino ou, pelo menos, levar em conta o conhecimento produzido pela pesquisa em ensino e os enfoques teóricos sobre aprendizagem compartilhados pela comunidade de educadores e pesquisadores em Ensino de Física".

Espera-se que as reflexões aqui apresentadas consigam colaborar com o docente que busca uma ferramenta para que sua turma consiga enxergar com os mesmos olhos, a disciplina que com tanto afincado ele leciona. Citando Freire: "(...)se a educação sozinha não transforma a sociedade, sem ela, tampouco, a sociedade muda."

REFERÊNCIAS

ANDERSON, J. D.; WENDT, J. **Computational fluid dynamics**. New York: McGraw-Hill, 1995.

APPANABOYINA, S. & AUNG, K., **Development of a VRML Application for Teaching Fluid Mechanics**, Proc. 2004 ASEE Annual Conference Exposition, June, Salt Lake City, Utah, 2004.

ARAÚJO, I. S.; VEIT, E. A. **Uma revisão da literatura sobre estudos relativos a tecnologias computacionais no ensino de Física**. Revista Brasileira de Pesquisa em Educação em Ciências, v. 4, n. 3, 2011.

ASSIS, A. K. **Sobre os corpos flutuantes-tradução comentada de um texto de Arquimedes**. Revista da Sociedade Brasileira de História da Ciência, v. 16, p. 69-80, 1996.

BASTOS, A. V.; COSTA, F. M. **Múltiplos comprometimentos no trabalho: articulando diferentes estratégias de pesquisa**. Revista Psicologia Organizações e Trabalho, v. 1, n. 1, p. 11-41, 2001.

BAUM, W. M. **Understanding behaviorism: Science, behavior, and culture (MTA Silva MA Matos Trad)**. Porto Alegre: Artmed.(Trabalho original publicado em 1994), 1999.

BOURNE, S. R. **UNIX TimeSharing System: The UNIX Shell**. Bell System Technical Journal, v. 57, n. 6, p. 1971-1990, 1978.

BRAMLY, S. **Leonardo da Vinci**. Rio de Janeiro, Imago, 1989

BUTKOV, E. **Física matemática**. Livros Técnicos e Científicos, 1988.

CASTRO, A. K. et al. **A evasão em um curso de psicologia: uma análise qualitativa. Psicologia em estudo**. Vol. 18, n. 2 (abr./jun. 2013), p. 199-209., 2013.

CHAUI, M. **Convite à filosofia**. Ática, 1995. p 155-156

CHEN, G. et al. **OpenFOAM for computational fluid dynamics**. Not. AMS, v. 61, n. 4, p. 354-363, 2014.

- CHUNG, T. J. **Computational fluid dynamics**. Cambridge university press, 2010.
- diSESSA, A. A. **Changing Minds: Computers, Learning and Literacy**. Cambridge, MIT Press, 2001.
- DAVIS, C.; OLIVEIRA, Z. **Psicologia na Educação**. São Paulo: Cortez, 1994.
- FLETCHER, C. **Computational techniques for fluid dynamics 2: Specific techniques for different flow categories**. Springer Science Business Media, 2012.
- FOKEN, T. **Micrometeorology**. Springer Science Business Media, 2008.
- FORTUNA, A. **Técnicas computacionais para dinâmica dos fluidos: conceitos básicos e aplicações**. Edusp, 2000.
- GREENSHIELDS, Christopher J. **Openfoam user guide**. OpenFOAM Foundation Ltd, version, v. 3, n. 1, 2015.
- HEIDEMANN, L. A.; ARAUJO, I. S.; VEIT, E. A. **Ciclos de modelagem: uma proposta para integrar atividades baseadas em simulações computacionais e atividades experimentais no Ensino de Física**. Caderno brasileiro de ensino de física. Florianópolis. Vol. 29, nesp 2 (out. 2012), p. 965-1007, 2012.
- HOU, G.; WANG, J.; LAYTON, A. **Numerical methods for fluid-structure interaction—a review**. Communications in Computational Physics, v. 12, n. 02, p. 337-377, 2012.
- HUTCHINGS, B. MOEYKENS, S. **Development of Hands-On CFD Educational Interface for Undergraduate Engineering Courses and Laboratories**. Proc. 2004 ASEE Annual Conference Exposition, June, Salt Lake City, Utah, 2004.
- IRGENS, F. **Continuum mechanics**. Springer Science Business Media, 2008.
- JASAK, H. et al. **OpenFOAM: A C++ library for complex physics simulations**. In: International workshop on coupled methods in numerical dynamics. IUC Dubrovnik, Croatia, 2007. p. 1-20.
- KNOWLES, M. **The modern practice of adult education: from pedagogy to Andragogy**. Englewood Cliffs: Cambridge, 1980.
- _____. **The adult learner: neglected species**. 4. ed. Houston: Gulf, 1990a.

_____. **Andragogy in action**. San Francisco: Jossey-Bass, 1990b.

_____. **Using Learning Contracts: Practical Approaches to individualizing and structuring learning**. San Francisco: Jossey-Bass, 1991.

KOLMOGOROV, A. N. **The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers**. In: Dokl. Akad. Nauk SSSR. 1941. p. 301-305.

KUNKELMANN, C.; STEPHAN, P. **CFD simulation of boiling flows using the volume-of-fluid method within OpenFOAM**. Numerical Heat Transfer, Part A: Applications, v. 56, n. 8, p. 631-646, 2009.

LIDSTRÖM, P. **Moving regions in Euclidean space and Reynold's transport theorem**. Mathematics and Mechanics of Solids, v. 16, n. 4, p. 366-380, 2011.

MATALN, M. et al. **Employment of OpenFOAM in Teaching and Resarch**: Conference on Enginnering Education 2012. p. 139. 2012.

MEDEIROS, A.; MEDEIROS, CF de. **Possibilidades e limitações das simulações computacionais no ensino da Física**. Revista Brasileira de Ensino de Física, v. 24, n. 2, p. 77-86, 2002.

MOREIRA, M.A.; MASINI, E. F. S. **Aprendizagem significativa: a teoria de David Ausubel**. 2. ed. São Paulo: Centauro, 2006.

MOREIRA, M.A. **¿Al afinal, qué es aprendizaje significativo?. Qurriculum: revista de teoría, investigación y práctica educativa**. La Laguna, Espanha. No. 25 (marzo 2012), p. 29-56, 2012.

NOGUEIRA, S. M. **A andragogia: que contributos para a prática educativa?**. 2004.

PATANKAR, S. **Numerical heat transfer and fluid flow**. CRC press, 1980.

PATZLAF, R. **Der gefrorene Blick – Physiologische Wirkungen des Ferneehens und die Entwicklung des Kindes**. Stuttgart: Freies Geistesleben. 2000.

PETRILA, T.; TRIF, D. **Basics of fluid mechanics and introduction to computational fluid dynamics**. Springer Science Business Media, 2004.

PIOMELLI, U. **Large-eddy and direct simulation of turbulent flows**. In: 9^o CONFÉRENCE ANNUELLE DE LA SOCIÉTÉ CANADIENNE DE CFD, 2001, Ontario, Canadá. *Resumos...* CDLPRESS: University Press of Maryland, 2001.

POWERS, J. M. **Lecture Notes on Intermediate Fluid Mechanics**. Department of Aerospace and Mechanical Engineering, University of Notre Dame, 2003.

RONCA, A C. **O modelo de ensino de David Ausubel**. Psicologia e Ensino. São Paulo: Papeli-vros, p. 59-83, 1980.

SINGER, D.G. **Fernsehen, Lesen und Phantasieentwicklung**. In Franzmann et al. (eds.) "Auf den Schultern von Gutenberg. Medienökologische Perspektiven der Fernsehgesellschaft". Berlin: pp. 118-131. 1995.

STUBLEY,G.D. **CFD for Undergraduate** <http://www.cfdsc.ca/bulletins/07/index.html>, 1996.

TARTAR, L. **An introduction to Navier-Stokes equation and oceanography**. Springer, 2006.

THOM, A. **The flow past circular cylinders at low speeds**. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, v. 141, n. 845, p. 651-669, 1933.

VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. **An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method**. Pearson Education, 2007.

WILCOX, D. C. et al. **Turbulence modeling for CFD**. La Canada, CA: DCW industries, 1998.

ZIENKIEWICZ, O. C.; TAYLOR, R. L. **The finite element method**. London: McGraw-hill, 1977.

Apêndices

APÊNDICE A – *Script* de instalação da interface J.A.R.V.E.S.

```

1 #!/bin/bash
2 #/-----\
3 #|          J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Educative Simulator          |
4 #|-----|
5 #| SHL 999 - Script de instalação 'OpenFOAM 2.3.0' Stable (Ubuntu 14.04) |
6 #|-----|
7 #| Versão do software:1.0                                                  |
8 #| Versao do DOC: 1.0                                                    |
9 #| Desenvolvedores: Thiago Felipe Domingos Dias Fernandes                |
10 #|          Nilton Luís Moreira                                          |
11 #| Contato: profthiagomecflu@gmail.com                                    |
12 #| Telefone: +55(64)99265-5966                                          |
13 #\-----/
14
15 ##*****#
16 #"|          *** INÍCIO ***          |"
17 ##*****#
18
19 dialog \
20 --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Educative Simulator' \
21 --title 'J.A.R.V.E.S.' \
22 --infobox "\n\n          1 -- ESTA OPERAÇÃO PODE DEMORAR DE 2 A \n
23          10 HORAS DEPENDENDO DO COMPUTADOR" \
24 8 60
25 sleep 6
26
27 dialog \
28 --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Educative Simulator' \
29 --title 'J.A.R.V.E.S.' \
30 --infobox "\n\n          2 -- VERIFIQUE AS CONFIGURAÇÕES DE ENERGIA PARA QUE \n
31          O COMPUTADOR NÃO ENTRE EM MODO DE SUSPENÇÃO" \
32 8 60
33 sleep 6

```

```
34
35 dialog \
36 --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Educative Simulator' \
37 --title 'J.A.R.V.E.S.' \
38 --infobox '\n      3 -- VERIFIQUE AS CONEXÕES DA FONTE E REDE' \
39 5 60
40 sleep 5
41
42 dialog \
43 --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Educative Simulator' \
44 --title 'J.A.R.V.E.S.' \
45 --infobox '\n\n      4 -- EVITE AO MÁXIMO TRABALHAR NO \n
46          COMPUTADOR DURANTE O PROCESSAMENTO' \
47 8 60
48 sleep 6
49
50 dialog \
51 --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Educative Simulator' \
52 --title 'J.A.R.V.E.S.' \
53 --infobox "\n\n      5 -- A ATUALIZAÇÃO INICIAL É DE SUMA \n
54          IMPORTÂNCIA PARA A CORRETA INSTALAÇÃO DO PROGRAMA"
55 8 60
56 sleep 6
57
58 dialog \
59 --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Educative Simulator' \
60 --title 'J.A.R.V.E.S.' \
61 --infobox "\n\n      6 -- A NÃO OBSERVÂNCIA DOS ITENS ACIMA \n
62          PODE ACARREJAR ERROS IRREVERSÍVEIS \n
63          NA INSTALAÇÃO E NA PRÓPRIA RAIZ DO SISTEMA"
64 10 60
65 sleep 8
66
67 CASE1=$(
68 dialog \
69 --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Educative Simulator' \
70 --stdout \
71 --nocancel
72 --no-collapse
```

```
73 --title 'J.A.R.V.E.S.'
74 --menu '          VOCÊ DESEJA PROSSEGUIR COM A INSTALAÇÃO?'          \
75 10 60 0                                          \
76 PROSSEGUIR ''                                  \
77 SAIR ''                                         \
78 )
79
80 case "$CASE1" in
81
82     PROSSEGUIR)
83
84         ;;
85
86     SAIR)
87
88         exit;;
89
90 esac
91
92 #####
93 #|          CONSTRUÇÃO DAS DEPENDÊNCIAS DO J.A.R.V.E.S.          |"
94 #|#####
95
96 cd ~
97 install_dir="$HOME/JARVES_1.0"
98 icon_dir="/usr/share/icons/JARVES_1.0"
99 mkdir $install_dir
100 cd ~/JARVES_1.0
101 #wget http://www.sourceforge -O JARVIS_1.0
102 #tar -xzf JARVES_INSTALL.tar.gz
103 #rm *.tgz
104
105 current_dir="$(pwd) "
106 sudo mkdir $icon_dir
107 sudo cp $current_dir/jarves_icon.png $icon_dir/
108 rm $current_dir/jarves_icon.png
109
110 cat > $HOME/Desktop/J.A.R.V.E.S..desktop << EOF
111 [Desktop Entry]
112 Version=1.0
113 Type=Application
114 Name=J.A.R.V.I.S.
115 Comment=LaunchJARVIS
116 Exec=bash /home/profthiago/JARVES_1.0/JARVES/JARVES.sh
```

```
112 Icon=$icon_dir/jarves_icon.png
113 Terminal=true
114 StartupNotify=false
115 EOF
116 chmod u+x $HOME/Desktop/J.A.R.V.E.S..desktop
117
118 cd /etc
119 sudo mkdir JARVES_1.0
120 cd /etc/JARVES_1.0
121 sudo mkdir TEMPFILES
122 cd /etc/JARVES_1.0/TEMPFILES
123 sudo touch alunos.txt
124 sudo touch historico.txt
125
126 clear
127 dialog \
128     --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Educative Simulator' \
129     --title 'J.A.R.V.E.S.' \
130     --infobox '\n          *** ATUALIZAÇÃO O SISTEMA ***' \
131     5 60
132 sleep 6
133
134 sudo apt-add-repository universe
135 VERS=$(lsb_release -cs)
136 sudo sh -c "echo deb http://www.openfoam.org/download/ubuntu $VERS main
137 > /etc/apt/sources.list.d/openfoam.list"
138 sudo apt-get -y update
139 sudo apt-get -y upgrade
140
141 clear
142
143 dialog \
144     --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Educative Simulator' \
145     --title 'J.A.R.V.E.S.' \
146     --infobox '\n          *** INSTALANDO PACOTES NECESSARIOS ***' \
147     5 60
148 sleep 6
149
150 sudo apt-get -y install libboost-date-time1.54-dev libboost-system1.54.0 \
```

```
151 libxml2-dev
152 sudo apt-get -y install libboost-system1.54-dev libboost-thread1.54-dev \
153 libhwloc-dev libcheese-gtk23 libcheese7
154 sudo apt-get -y install build-essential cmake flex bison zlib1g-dev \
155 qt4-dev-tools libqt4-dev libqtwebkit-dev gnuplot libreadline-dev \
156 libncurses-dev libxt-dev libopenmpi-dev openmpi-bin libboost-system-dev \
157 libboost-thread-dev libgmp-dev libmpfr-dev
158 sudo apt-get -y install git flex bison rpm g++ zlib1g-dev binutils-dev \
159 openmpi-bin libopenmpi-dev libxext-dev libxt-dev libxrender-dev \
160 libstdc++5 libgl1-mesa-dev libglu1-mesa-dev
161 sudo apt-get -y install libmpich-dev
162 sudo apt-get -y install lam4-dev
163 sudo apt-get -y install libglu1-mesa-dev libqt4-opengl-dev
164 sudo apt-get -y install paraview
165 sudo apt-get -y update
166 sudo apt-get -y upgrade
167
168 # "#*****#"
169 # "|          DOWNLOAD DOS PACOTES 'OpenFOAM' E 'ThirdParty'          |"
170 # "|          DESCOMPACTAÇÃO DOS PACOTES .tgz          |"
171 # "#*****#"
172 cd ~
173 mkdir OpenFOAM
174 cd ~/OpenFOAM
175 wget "http://downloads.sourceforge.net/foam/OpenFOAM-2.3.0.tgz?use_mirror=mesh"
176 -O OpenFOAM-2.3.0.tgz
177 wget "http://downloads.sourceforge.net/foam/ThirdParty-2.3.0.tgz?use_mirror=mesh"
178 -O ThirdParty-2.3.0.tgz
179 tar -xzf OpenFOAM-2.3.0.tgz
180 tar -xzf ThirdParty-2.3.0.tgz
181 rm *.tgz
182
183 # Links simbólicos MPI
184
185 ln -s /usr/bin/mpicc.openmpi OpenFOAM-2.3.0/bin/mpicc
186 ln -s /usr/bin/mpirun.openmpi OpenFOAM-2.3.0/bin/mpirun
187
188 # "#*****#"
189 # "|          CONSTRUÇÃO DAS DEPENDÊNCIAS DO OpenFOAM e ThirdParty.          |"
```

```

190  ##*****#
191
192  dialog \
193  --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Educative Simulator' \
194  --title 'J.A.R.V.E.S.' \
195  --infobox '\n          *** CONSTRUÇÃO DO ThirdParty ***' \
196  5 60
197  sleep 6
198  CASE2=$( \
199  dialog \
200  --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Educative Simulator' \
201  --stdout \
202  --nocancel \
203  --no-collapse \
204  --title 'J.A.R.V.E.S.' \
205  --menu '          ESTA OPERAÇÃO PODE DEMORAR DE 5 A 30 MINUTOS.\n
206  \
207  \
208  \
209  \
210  \
211  case "$CASE2" in
212  \
213  SIM)
214  ;;
215  \
216  esac
217  \
218  CASE3=$(          uname -m          )
219  \
220  case "$CASE3" in
221  \
222  i686)
223  PROC=$(grep -c cpu[0-9] /proc/stat)
224  sed -i ' $a\' "alias of230=' source $HOME/OpenFOAM/OpenFOAM-2.3.0/etc/bashrc
225  WM_NCOMPPROCS=$PROC WM_MPLIB=SYSTEMOPENMPI WM_ARCH_OPTION=32' " ~/.bashrc
226  export FOAM_INST_DIR=$HOME/OpenFOAM
227  . $FOAM_INST_DIR/OpenFOAM-2.3.0/etc/bashrc
228  break

```

```

229     ;;
230
231     x86-64)
232         PROC=$(grep -c cpu[0-9] /proc/stat)
233         sed -i '$a\' "alias of230=' source $HOME/OpenFOAM/OpenFOAM-2.3.0/etc/bashrc
234             WM_NCOMPPROCS=$PROC2 WM_MPLIB=SYSTEMOPENMPI' " ~/.bashrc
235         export FOAM_INST_DIR=$HOME/OpenFOAM
236         . $FOAM_INST_DIR/OpenFOAM-2.3.0/etc/bashrc
237         ./makeParaView -python -mpi -python-lib \
238             /usr/lib/x86_64-linux-gnu/libpython2.7.so.1.0 > log.makePV 2>&1
239         break
240     ;;
241 esac
242
243 cd $WM_THIRD_PARTY_DIR
244 ./Allwmake
245
246 ##*****#
247 #|                CONSTRUÇÃO DO PARAVIEW                |#
248 ##*****#
249
250 dialog \
251     --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Educative Simulator' \
252     --title 'J.A.R.V.E.S.' \
253     --infobox '\n          *** CONSTRUÇÃO DO Paraview ***' \
254     5 60
255 sleep 6
256
257 CASE4=$( \
258 dialog \
259     --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Educative Simulator' \
260     --stdout \
261     --nocancel \
262     --no-collapse \
263     --title 'J.A.R.V.E.S.' \
264     --menu '                PROSSEGUIR?' \
265     10 60 0 \
266     SIM '' \
267 )

```

```

268
269 case "$CASE4" in
270
271     SIM)
272         ;;
273
274 esac
275
276 clear
277 cd $WMM_THIRD_PARTY_DIR
278 ./makeParaView4
279
280 ##*****#
281 #|          CONSTRUÇÃO DO "OPENFOAM"          |"
282 #|          A.V.I.S.O.                        |"
283 #|     ESTA OPERAÇÃO PODE DEMORAR DE 2 A 6 HORAS DEPENDENDO DA MAQUINA |"
284 ##*****#
285
286 # CONSTRUÇÃO DO "OPENFOAM"
287 # A.V.I.S.O.
288 # ESTA OPERAÇÃO PODE DEMORAR DE 2 A 6 HORAS DEPENDENDO DA MAQUINA
289
290 dialog \
291     --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Educative Simulator' \
292     --title 'J.A.R.V.E.S.' \
293     --infobox '\n          *** CONSTRUÇÃO DO OpenFOAM ***' \
294     5 60
295
296 dialog \
297     --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Educative Simulator' \
298     --title 'J.A.R.V.E.S.' \
299     --infobox "\n\n          1 -- ESTA OPERAÇÃO PODE DEMORAR DE 2 A \n
300                6 HORAS DEPENDENDO DO COMPUTADOR" \
301     8 60
302 sleep 6
303
304 dialog \
305     --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Educative Simulator' \
306     --title 'J.A.R.V.E.S.' \

```

```
307  --infobox "\n\n  2 -- VERIFIQUE AS CONFIGURAÇÕES DE ENERGIA PARA QUE \n
308          O COMPUTADOR NÃO ENTRE EM MODO DE SUSPENÇÃO" \
309  8 60
310  sleep 6
311
312  dialog \
313  --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Educative Simulator' \
314  --title 'J.A.R.V.E.S.' \
315  --infobox '\n          3 -- VERIFIQUE AS CONEXÕES DA FONTE E REDE' \
316  5 60
317  sleep 6
318
319  dialog \
320  --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Educative Simulator' \
321  --title 'J.A.R.V.E.S.' \
322  --infobox '\n\n          4 -- EVITE AO MÁXIMO TRABALHAR NO \n
323          COMPUTADOR DURANTE O PROCESSAMENTO' \
324  8 60
325  sleep 6
326
327  CASE4=$( \
328  dialog \
329  --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Educative Simulator' \
330  --stdout \
331  --nocancel \
332  --no-collapse \
333  --title 'CONSTRUÇÃO DO OpenFOAM' \
334  --menu '          PROSSEGUIR?' \
335  10 60 0 \
336  SIM '' \
337  )
338
339  case "$CASE4" in
340
341  SIM)
342      ;;
343
344  esac
345
```

```
346 clear
347 cd $WM_PROJECT_DIR
348 ./Allwmake > make.log 2>&1
349 mkdir -p $FOAM_RUN
350 cp -r $FOAM_TUTORIALS $FOAM_RUN
351 clear
352 echo "FINALIZADO"
353 echo
354 echo
355 echo "CASO HAJA INTERESSE, ESTÁ DISPONÍVEL UM ARQUIVO 'log' "
356 echo "COM TODO O RESULTADO DA COMPILAÇÃO"
357 echo "DISPONÍVEL EM '/home/user/OpenFOAM/OpenFOAM-2.3.0/make.log'"
358 echo
359 echo
360 echo "PARA CONFERIR SE A INSTALAÇÃO FOI EXECUTADA DE MANEIRA CORRETA, "
361 echo "ABRA OUTRO TERMINAL E EXECUTE OS SEGUINTE COMANDOS:"
362 echo "user@computer:~$ of230"
363 echo "user@computer:~$ foamInstallationTest"
364 break
365 done
```

APÊNDICE B – *Script* base da interface J.A.R.V.E.S.

```

1  #!/bin/bash
2  #/-----\
3  #|          J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Educactive Simulator      |
4  #|-----|
5  #| SHL 001.0 - Script de abertura / Direcionador de Fluxo              |
6  #|-----|
7  #| Versão do software:1.0                                              |
8  #| Versao do DOC: 1.0                                                 |
9  #| Desenvolvedor: Thiago Felipe Domingos Dias Fernandes              |
10 #| Contato: profthiagomecflu@gmail.com                                  |
11 #| Telefone: +55(64)99265-5966                                         |
12 #\-----/
13 echo -ne '\e[8;200;200t'
14 #-----
15 yad --image /home/profthiago/LOGO2.png                                \
16     --timeout=3                                                         \
17     --no-buttons                                                         \
18     --center                                                             \
19     --undecorated
20 #-----
21 sleep 1
22 mkdir /tmp/JARVES
23 clear
24 #-----
25 dialog                                                                    \
26     --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Interactive Simulator' \
27     --title 'J.A.R.V.E.S.'
28     --infobox '\n                INICIANDO O SISTEMA'
29     5 60
30 sleep 2
31 #-----
32 dialog                                                                    \
33     --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Interactive Simulator' \

```

```
34  --title 'J.A.R.V.E.S.' \
35  --infobox '\n          ESVAZIANDO O TERMINAL DE CONTROLE' \
36  5 60
37  sleep 2
38  #-----
39  dialog \
40  --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Interactive Simulator' \
41  --title 'J.A.R.V.E.S.' \
42  --infobox '\n          INICIANDO J.A.R.V.E.S.' \
43  5 60
44  sleep 4
45  #-----
46  dialog \
47  --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Interactive Simulator' \
48  --title 'J.A.R.V.E.S.' \
49  --infobox '\n          CONCLUÍDO' \
50  5 60
51  sleep 3
52  #-----
53  dialog \
54  --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Interactive Simulator' \
55  --title 'J.A.R.V.E.S.' \
56  --infobox '\n          BEM VINDO(A)!' \
57  5 60
58  sleep 3
59  #-----
60  dialog \
61  --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Interactive Simulator' \
62  --inputbox "POR FAVOR, DIGITE SEU NOME" 10 60 2> /tmp/JARVES/NOME.tmp
63
64  NOME=$(cat /tmp/JARVES/NOME.tmp)
65  #-----
66  if [ "$NOME" = "Prof. Thiago" ];then
67
68  dialog \
69  --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Interactive Simulator' \
70  --title 'J.A.R.V.E.S.' \
71  --infobox "\n\n\n          BEM VINDO $NOME" \
72  10 60
```

```
73
74 dialog \
75     --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Interactive Simulator' \
76     --inputbox "COM QUAL TURMA ESTAMOS PROFESSOR?"
77     10 60 2> /tmp/JARVES/TURMA.tmp
78
79 bash /$HOME/JARVES_1.0/CORRECTORS/editnameturma.sh
80 TURMA=$(cat /tmp/JARVES/TURMA.tmp)
81
82 x="$0"
83
84 while [ $x -lt 50 ];do
85
86     if [ "$TURMA" = "HIDRÁULICA" ];then
87
88         CONFATURMA=$( grep -ic "$TURMA" /$HOME/JARVES_1.0/CACHE/turma.txt )
89
90         if [ $CONFATURMA -eq 1 ];then
91             bash /$HOME/JARVES_1.0/NODES/NODES1/turold.sh
92             exit
93
94         else
95             TURMAFIN=$(cat /tmp/JARVES/TURMA.tmp)
96             sed -i ' $a\' "$TURMAFIN" /$HOME/JARVES_1.0/CACHE/turma.txt
97             bash /$HOME/JARVES_1.0/NODES/NODES1/turhidranew.sh
98             exit
99
100        fi
101
102        elif [ "$TURMA" = "FENTRANS" ];then
103
104            CONFATURMA=$( grep -ic "$TURMA" /$HOME/JARVES_1.0/CACHE/turma.txt )
105
106            if [ $CONFATURMA -eq 1 ];then
107                bash /$HOME/JARVES_1.0/NODES/NODES1/turold.sh
108                exit
109
110            else
111                TURMAFIN=$(cat /tmp/JARVES/TURMA.tmp)
```

```
112     sed -i '$a\' "$TURMAFIN" /$HOME/JARVES_1.0/CACHE/turma.txt
113     bash /$HOME/JARVES_1.0/NODES/NODES1/turfentransnew.sh
114     exit
115
116     fi
117
118     fi
119
120     dialog \
121     --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Interactive Simulator' \
122     --inputbox "EM QUAL TURMA ESTAMOS PROFESSOR?" \
123     10 60 2> /tmp/JARVES/TURMA.tmp
124
125     bash /$HOME/JARVES_1.0/CORRECTORS/editnameturma.sh
126     TURMA=$(cat /tmp/JARVES/TURMA.tmp)
127
128     x=${x+1}
129
130     done
131 #-----
132 else
133
134     value=$( grep -ic "$NOME" /$HOME/JARVES_1.0/CACHE/alunos.txt )
135
136     if [ $value -eq 1 ];then
137         dialog \
138         --backtitle 'J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Interactive Simulator' \
139         --title 'J.A.R.V.E.S.' \
140         --infobox "\n\n\n          BEM VINDO(A) DE VOLTA $NOME" \
141         10 60
142         sleep 5
143         bash /$HOME/JARVES_1.0/NODES/NODES1/indold.sh
144
145     else
146         NOME2=$(cat /tmp/JARVES/NOME.tmp)
147         DATA=$( date )
148         sed -i '$a\' "$NOME2 -- REGISTRADO EM $DATA" \
149         /$HOME/JARVES_1.0/CACHE/alunos.txt
150         rm /tmp/JARVES/NOME.tmp
```


APÊNDICE C – *Script* de delimitação dos modelos da interface J.A.R.V.E.S.

```

1  #!/bin/bash
2  #/-----\
3  #|          J.A.R.V.E.S. - Just A Rather Very Educactive Simulator          |
4  #|-----|
5  #| Versão do software:1.0                                                    |
6  #| Versao do DOC: 1.0                                                        |
7  #| Desenvolvedores: Thiago Felipe Domingos Dias Fernandes                  |
8  #|          Nilton Luís Moreira                                             |
9  #| Contato: profthiagomecflu@gmail.com                                       |
10 #| Telefone: +55(64)99265-5966                                              |
11 #\-----/
12
13 #-----
14 #-----DETERMINAR-VARIÁVEIS-----
15 #-----
16
17 ESC=$(cat /tmp/JARVES/TIPO.tmp)
18 CLASS=$(cat /tmp/JARVES/CLASSE.tmp)
19 LAMTUR=$(cat /tmp/JARVES/LAMTUR.tmp)
20
21 rm /tmp/JARVES/TIPO.tmp
22 rm /tmp/JARVES/CLASSE.tmp
23 rm /tmp/JARVES/LAMTUR.tmp
24
25 #-----
26 #-----DETERMINAR-MODELO-----
27 #-----
28
29 if [ "$ESC" = "INTERNO" -a
30     "$CLASS" = "COMPRESSÍVEL" -a
31     "$LAMTUR" = "LAMINAR" ];then
32     bash /$HOME/JARVES_1.0/NODES/NODES3/MODEL-INT-COM-LAM.sh
33

```

```
34 elif [ "$ESC" = "INTERNO" -a
35     "$CLASS" = "COMPRESSÍVEL" -a
36     "$LAMTUR" = "TURBULENTO" ];then
37     bash /$HOME/JARVES_1.0/NODES/NODES3/MODEL-INT-COM-TUR.sh
38
39 elif [ "$ESC" = "INTERNO" -a
40     "$CLASS" = "INCOMPRESSÍVEL" -a
41     "$LAMTUR" = "LAMINAR" ];then
42     bash /$HOME/JARVES_1.0/NODES/NODES3/MODEL-INT-INC-LAM.sh
43
44 elif [ "$ESC" = "INTERNO" -a
45     "$CLASS" = "INCOMPRESSÍVEL" -a
46     "$LAMTUR" = "TURBULENTO" ];then
47     bash /$HOME/JARVES_1.0/NODES/NODES3/MODEL-INT-INC-TUR.sh
48
49 elif [ "$ESC" = "EXTERNO" -a
50     "$CLASS" = "COMPRESSÍVEL" -a
51     "$LAMTUR" = "LAMINAR" ];then
52     bash /$HOME/JARVES_1.0/NODES/NODES3/MODEL-EXT-COM-LAM.sh
53
54 elif [ "$ESC" = "EXTERNO" -a
55     "$CLASS" = "COMPRESSÍVEL" -a
56     "$LAMTUR" = "TURBULENTO" ];then
57     bash /$HOME/JARVES_1.0/NODES/NODES3/MODEL-EXT-COM-TUR.sh
58
59 elif [ "$ESC" = "EXTERNO" -a
60     "$CLASS" = "INCOMPRESSÍVEL" -a
61     "$LAMTUR" = "LAMINAR" ];then
62     bash /$HOME/JARVES_1.0/NODES/NODES3/MODEL-EXT-INC-LAM.sh
63
64 elif [ "$ESC" = "EXTERNO" -a
65     "$CLASS" = "INCOMPRESSÍVEL" -a
66     "$LAMTUR" = "TURBULENTO" ];then
67     bash /$HOME/JARVES_1.0/NODES/NODES3/MODEL-EXT-INC-TUR.sh
68
69 fi
70 #-----
```

Anexos

ANEXO A – Plano de curso de Fenômenos de Transporte

PLANO DE ENSINO

CURSO	ANO LETIVO	PÉRIODO
ENGENHARIA AMBIENTAL	2016	5º

DISCIPLINA

CÓDIGO	NOME	CARGA HORÁRIA	
	Fenômenos de Transporte	CHS	CHT
		2:40h	60h

EMENTA

Estática dos Flúidos; Dinâmicas de Flúidos não Viscosos; Viscosidade e Resistência; escoamento não viscoso incompressível; escoamento viscoso incompressível; Medida e Controle de Flúidos; Condução de Calor; Convecção de Calor; Radiação; Difusão e Convecção de Massa.

OBJETIVOS

Ao final do curso o aluno será capaz de entender os fundamentos dos transportes de quantidade de movimento, energia e matérias e saber aplicá-las.

CONTEÚDO PROGRAMÁTICO

Seção I – Introdução

- 1.1 - Introdução à Mecânica dos Fluidos;
- 1.2 - Revisão de cálculo, física e química;
- 1.3 - Campos escalares, vetoriais e tensoriais;
- 1.4 - Processos de análises em Mecânica dos Fluidos;

Seção II - Fluidostática

- 2.1 - Introdução à Estática dos Fluidos;
- 2.2 - Forças sobre corpos submersos;
- 2.3 - Metacentro, Empuxo e a Estática dos corpos flutuantes;

Seção III - Fluidodinâmica

- 3.1 - Introdução à análise de escoamentos;
- 3.2 - Princípio da Conservação de Massa;
- 3.3 - Princípio da Conservação de Energia e os efeitos da viscosidade;
- 3.4 - Segundo Princípio Fundamental da Dinâmica
- 3.5 - Escoamentos turbulentos – Médias Temporais de Reynolds
- 3.6 - Escoamentos laminares e de deformação
- 3.7 - Análise de escoamentos forçados em tubos fechados
- 3.8 - Forças sobre corpos imersos: Resistência e Sustentação

Seção IV – Núcleo Simulacional / Experimental

3.1 - Introdução à análise de escoamentos;

3.2 - Princípio da Conservação de Massa;

3.3 - Princípio da Conservação de Energia e os efeitos da viscosidade;

METODOLOGIA DO ENSINO

- Aulas expositivas.

- Experimentos práticos em laboratório

- Simulações computacionais em laboratório

- Dimensionamento de sistemas reais (prototipagem física ou computacional)

CRITÉRIOS DE AVALIAÇÃO

- Avaliação escrita bimestral (individual) com valor de 70% da nota do bimestre.

- Trabalhos em sala de aula e extra-sala com valor de 30% da nota do bimestre.

BIBLIOGRAFIA

1 – FOX, R. McDONALD, A. Introdução à Mecânica dos Fluidos. Rio de Janeiro: LTC, 2001.

2 – INCROPERA, F. Fundamentos de Transferência de Calor e de Massa. Rio de Janeiro: LTC, 2003.

3 – SCHIOZER, D. Mecânica dos Fluidos. Rio de Janeiro: LTC, 1996

4 – BYRON, B. Fenômenos de Transporte. Rio de Janeiro: LTC, 2004

PROFESSOR PROPONENTE

UNIVERSIDADE DE CALDAS NOVAS, em Caldas Novas aos **28** dias do mês de **Janeiro** do ano de **2016**.

Esp. Thiago Felipe Domingos Dias Fernandes
PROFESSOR DA DISCIPLINA

CARIMBO E ASSINATURA
COORDENAÇÃO DE CURSO

Profº Sérgio Gustavo da Silva
Coordenador do Curso de Engenharia Ambiental
CARIMBO E ASSINATURA DA SECRETÁRIA
REGISTRO ACADÊMICO DO CURSO