

UNIVERSIDADE FEDERAL DE PELOTAS
Faculdade de Meteorologia
Programa de Pós-Graduação em Meteorologia

Dissertação



Simulação da Dispersão de Poluentes em Lançamento de Foguetes

Bruno Kabke Bainy

Pelotas, 2015

Bruno Kabke Bainy

Simulação da Dispersão de Poluentes em Lançamento de Foguetes

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Meteorologia da Universidade Federal de Pelotas, como requisito parcial à obtenção do título de Mestre em Meteorologia.

Orientadora: Daniela Buske

Co-Orientador: Régis Sperotto de Quadros

Pelotas, 2015

Dados de catalogação na fonte:
Ubirajara Buddin Cruz – CRB-10/901
Biblioteca de Ciência & Tecnologia - UFPel

B162s Bainy, Bruno Kabke
 Simulação da dispersão de poluentes em lançamento de foguetes / Bruno Kabke Bainy. – 77f. : il. – Dissertação (Mestrado). Programa de Pós-Graduação em Meteorologia. Universidade Federal de Pelotas. Faculdade de Meteorologia. Pelotas, 2015. – Orientadora Daniela Buske ; coorientador Régis Sperotto de Quadros.

1.Meteorologia. 2.Poluição. 3.Veículos espaciais.
4.Advecção-difusão. 5.GILTT. I.Buske, Daniela. II.Quadros, Régis Sperotto. III.Título.

CDD: 571.956

Bruno Kabke Bainy

Simulação da Dispersão de Poluentes em Lançamento de Foguetes

Dissertação aprovada, como requisito parcial, para obtenção do grau de Mestre em Meteorologia, Programa de Pós-Graduação em Meteorologia, Faculdade Meteorologia, Universidade Federal de Pelotas.

Data da Defesa: 24/02/2015

Banca examinadora:

Profa. Dra. Daniela Buske (Orientadora)

Doutora em Matemática Aplicada pela Universidade Federal do Rio Grande do Sul

Prof. Dr. Régis Sperotto de Quadros (Co-orientador)

Doutor em Matemática Aplicada e Computacional pela Technische Universitaet Darmstadt

Prof. Dr. Marcelo Félix Alonso

Doutor em Meteorologia pelo Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais

Prof. Dr. Gilberto Fernando Fisch

Doutor em Meteorologia pelo Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais

Prof. Dr. Jonas da Costa Carvalho

Doutor em Meteorologia pela Universidade de São Paulo

Prof. Dr. Glênio Aguiar Gonçalves

Doutor em Engenharia Mecânica pela Universidade Federal do Rio Grande do Sul

*Para minha esposa e companheira Pri:
seu carinho e o conforto da sua presença
são ânimo e descanso em todos os momentos.*

*Que cada problema científico tenha,
dentro do vasto âmbito da ciência,
seu lugar determinado, sua medida e seus limites e,
justamente por isso,
sua harmônica ressonância no conjunto,
sua legítima consonância naquilo que o todo exprime...*

Søren Kierkegaard, filósofo dinamarquês

AGRADECIMENTOS

Não há nada que possa ser construído na vida que não se torne mais significativo ao ser compartilhado com outras pessoas. Dessa forma, não poderia deixar de agradecer:

À CAPES pelo auxílio financeiro deste trabalho (Projeto Pró - estratégia nº 65430/2012), e ao PPGMet, com seus professores e funcionários, que têm servido com excelência na formação de muitos cientistas.

Aos meus colegas de mestrado (Dejanira, Gabriela e Rodrigo), pelo companheirismo. Ao pessoal da Divisão de Ciências Atmosféricas do IAE/CTA com quem tive a oportunidade de trocar pessoalmente ideias, especialmente o Dr. Gilberto Fisch, ao Paulo, ao Daniel e ao Vinícius.

A todos os meus amigos, que fazem os dias mais agradáveis e divertidos.

Ao Dr. Jonas, que me recomendou a este trabalho. À Daniela e ao Régis, meus orientadores, que me acolheram e confiaram no meu potencial, e me conduziram em todas as etapas.

Aos meus pais, Jorge e Veroní, que desde cedo me incentivaram e estimularam a lutar e a sonhar. Ao meu irmão André, parceiro desde sempre. Aos meus sogros, Fábio e Eliane, que apesar da distância sempre demonstraram seu apoio.

À minha esposa, por sua paciência, suporte, por coexistir comigo.

Ao meu Deus, de quem vêm todas as coisas, por sua provisão, inspiração e força: *Bendito seja o Deus e Pai de nosso Senhor Jesus Cristo! Conforme a sua grande misericórdia, ele nos regenerou para uma esperança viva, por meio da ressurreição de Jesus Cristo dentre os mortos (1 Pedro 1:3).*

RESUMO

KABKE BAINY, Bruno. **Simulação da Dispersão de Poluentes em Lançamento de Foguetes**. 2015. 78 f. Dissertação (Mestrado) – Programa de Pós-Graduação em Meteorologia. Universidade Federal de Pelotas, Pelotas.

Esta dissertação de mestrado propõe a elaboração inicial de um modelo para a dispersão de efluentes de foguetes e veículos espaciais. Neste estudo foi desenvolvida uma solução para a equação de advecção-difusão bidimensional transiente através da técnica GILTT, além de terem sido compilada da literatura algumas formulações para parâmetros micrometeorológicos e outras variáveis que representam fenômenos relevantes nas atividades de lançamento de foguetes. O modelo de dispersão foi testado com os experimentos de Hanford e Copenhagen com ótimos resultados. Além disso, foi rodado um caso particular para a região do Centro de Lançamentos de Alcântara para exemplificar e apresentar maiores detalhes do modelo.

Palavras-chave: Poluição, Veículos espaciais, Advecção-difusão, GILTT.

ABSTRACT

KABKE BAINY, Bruno. **Modelling of Air Pollution Dispersion in Rocket Launches Cases**. 2015. 78 f. Dissertação (Mestrado) – Programa de Pós-Graduação em Meteorologia. Universidade Federal de Pelotas, Pelotas.

This master thesis proposes a first attempt to elaborate a model for rocket exhaust dispersion. In this study, a solution to the time-dependant two-dimensional advection-diffusion equation was obtained through the GILTT, as well as it assembles of some literature formulations for micrometeorological parameters and other variables which represent important phenomena in space vehicles launching. The dispersion model was tested against two experimental data, Hanford and Copenhagen, with great results, and an additional simulation was run using data from the Alcantara Launch Centre, aiming to exemplify and present additional details of the model.

Keywords: Air pollution, Space vehicles, Advection-diffusion, GILTT.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1	Evolução temporal da CLP.	20
Figura 2	Ilustração das partes <i>ground-cloud</i> e <i>contrail-cloud</i> da emissão do foguete Titan IV em lançamento normal.	29
Figura 3	Ilustração conceitual dos processos de formação, ascensão e dispersão da nuvem formada pelos efluentes dos foguetes.	34
Figura 4	Localização do município de Alcântara–MA (esquerda) e vista parcial do CLA, com destaque para o Setor de Meteorologia (direita).	35
Figura 5	Diagrama de espalhamento dos dados preditos pelo modelo para as diferentes velocidades de deposição gravitacional em comparação com dados observacionais do experimento de Hanford.	60
Figura 6	Diagrama de espalhamento dos dados preditos pelo modelo para o SF_6 em comparação com dados observacionais do experimento de Hanford.	61
Figura 7	Diagrama de espalhamento dos dados preditos pelo modelo em comparação com dados observacionais do experimento de Copenhagen.	62
Figura 8	Evolução das concentrações no tempo, para vários tempos de liberação, a distância fixa de 1000 m da fonte e sob o eixo de máxima concentração.	63
Figura 9	Concentração <i>versus</i> distância da fonte, para vários tempos após o início da liberação do poluente.	64
Figura 10	Isolinhas de concentração ($mg.m^{-3}$) para os tempos de 5, 10, 15 e 20 minutos após o início da liberação, ao nível de 1,5 m acima da superfície.	65
Figura 11	Perspectivas dos campos das concentrações dos poluentes ($mg.m^{-3}$), nas mesmas condições da figura 10, para 5, 10, 15 e 20 minutos.	66

Figura 12	Concentrações dos poluentes <i>versus</i> tempo à distância de 1000 m para diferentes alturas da fonte.	67
Figura 13	Evolução temporal das concentrações adimensionais em diferentes distâncias da fonte calculada pelo modelo GILTTR (acima) e pelo modelo MSDEF (abaixo, figura 3 extraída de Moreira et al. (2011)).	69
Figura 14	Concentração integrada lateralmente em função da distância da fonte para $t = 250$ s e diferentes tempos de liberação do poluente, calculada pelo modelo GILTTR (acima) e pelo modelo MSDEF (abaixo, figura 4a retirada de Moreira et al. (2011)). Notar a diferença entre as escalas no eixo das ordenadas.	70

LISTA DE TABELAS

Tabela 1	Concentrações máximas para alguns dos principais poluentes liberados em lançamentos de foguetes.	31
Tabela 2	Dados dos experimentos de Hanford (DORAN; HORST, 1985).	47
Tabela 3	Parâmetros meteorológicos do experimento de Copenhagen (GRYNING et al., 1987).	48
Tabela 4	Índices estatísticos para as diferentes simulações.	59
Tabela 5	Índices estatísticos para a simulação do experimento de Copenhagen.	61

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

<i>ADMM</i>	Advection Diffusion Multilayer Model
<i>CLA</i>	Centro de Lançamentos de Alcântara
<i>CLP</i>	Camada Limite Planetária
<i>CLE</i>	Camada Limite Estável
<i>CLC</i>	Camada Limite Convectiva
<i>CM</i>	Camada de Mistura
<i>COR</i>	Correlação
<i>ECT</i>	Energia Cinética Tubulenta
<i>FA2</i>	Fator de dois
<i>FB</i>	Fração de inclinação (<i>Fractional Bias</i>)
<i>FS</i>	Desvio Fracional Padrão (<i>Fractional Shift</i>)
<i>GIADMT</i>	Combinação dos métodos ADMM e GITT (<i>Generalized Integral Advection Diffusion Multilayer Technique</i>)
<i>GITT</i>	Generalized Integral Transform Technique
<i>GILTT</i>	Generalized Integral Laplace Transform Technique
<i>GILTTR</i>	Generalized Integral Laplace Transform Technique for Rocket exhaust diffusion
<i>NMSE</i>	Erro médio quadrático normalizado (<i>Normalized mean square error</i>)

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	16
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	18
2.1	Generalidades	18
2.2	Meteorologia da Camada Limite Planetária	19
2.3	Modelagem da dispersão atmosférica	24
2.4	Equação de advecção - difusão	26
2.5	Aspectos relativos ao lançamento de foguetes	28
2.6	O Centro de Lançamento de Alcântara	34
3	FORMULAÇÃO E VALIDAÇÃO DO MODELO	37
3.1	Solução da equação de advecção–difusão bidimensional transiente pelo método GILTT	37
3.2	Metodologia de solução	38
3.2.1	Inversão numérica da transformada de Laplace: <i>Quadratura Gaussiana</i>	45
3.3	Dados para a validação do modelo	46
3.3.1	Experimento Hanford-83	46
3.3.2	Experimento de Copenhagen	46
3.4	Pré-processamento e Parametrizações	48
3.4.1	Parâmetros micrometeorológicos	49
3.4.2	Parâmetros de deposição seca	50
3.4.3	Parametrizações da turbulência	53

3.4.4	Coeficiente de dispersão lateral	55
3.4.5	Perfil de vento	55
3.4.6	Ascensão da nuvem	56
3.5	Índices estatísticos	57
4	RESULTADOS	58
4.1	Experimento Hanford-83	58
4.2	Experimento Copenhagen	60
4.3	Aplicação e testes de sensibilidade	61
5	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	71
	REFERÊNCIAS	73

1 INTRODUÇÃO

Este trabalho introduz as primeiras etapas e resultados na elaboração de um modelo analítico de dispersão de efluentes de foguetes, obtido através da solução da equação de advecção-difusão pelo método *Generalized Integral Laplace Transform Technique* - GILTT, doravante denominado GILTTR (*GILTT for Rocket exhaust diffusion*).

As etapas iniciais do lançamento desses veículos espaciais compreendem uma liberação curta, porém significativa, de poluentes altamente tóxicos, o que, em casos de exposição humana, encaixam-se em padrões emergenciais de risco à saúde (NYMAN, 2009) devido às altíssimas concentrações nas imediações dos centros de lançamento. O uso de ferramentas que auxiliem no planejamento e execução de tais atividades são de fundamental importância para evitar danos à saúde e à vida daqueles que se encontram a curtas distâncias da plataforma de lançamento e também para o gerenciamento de impacto ambiental e na saúde humana em uma escala espacial maior.

Na literatura há escassos exemplos de modelos (quer analíticos, quer numéricos) que simulem tais processos e de estudos relativos aos mecanismos de dispersão de nuvens de poluição, e menos ainda são os modelos operacionais em centros de lançamentos. A proposta deste trabalho é a de conduzir um estudo inicial que possa ser implementado em circunstâncias como a supracitada na forma de um modelo analítico, tendo em vista o caso particular do Centro de Lançamentos de Alcântara. Para tanto, foram levados em consideração alguns fatores proeminentes que norteiem a pesquisa, como alguns dos fatores relevantes na formação da nuvem resultante da exaustão dos foguetes e na dispersão da mesma, de forma a obter resultados satisfatórios.

O presente texto está estruturado da seguinte forma: no capítulo 2 é feita uma breve

revisão bibliográfica sobre temas de relevância, como meteorologia da camada limite planetária, modelagem da dispersão de poluentes e são abordados alguns itens relativos à dispersão de efluentes de foguetes e ao Centro de Lançamentos de Alcântara. No capítulo 3 é apresentada a metodologia utilizada nas etapas de formulação e validação do modelo, e as parametrizações utilizadas no pré-processamento do modelo. No capítulo 4 os resultados são relatados e discutidos, e, no capítulo 5 é feita uma breve conclusão e são propostas algumas perspectivas para a continuação deste trabalho.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 Generalidades

Os avanços científico-tecnológicos tem, inegavelmente, trazido inúmeros benefícios para uma parcela da sociedade mundial. Entretanto, os resíduos gerados em muitos processos relativos a esses avanços são compartilhados abundantemente pelo globo, em diferentes escalas (ARBAGE; DEGRAZIA; MORAES, 2006). A poluição atmosférica é um desses resíduos que, a despeito de possuir uma componente natural que pode vir a ser significativa (como a emissão por um vulcão, por exemplo), é majoritariamente representada, tanto em quantidade de matéria quanto em malefícios para o ambiente e a saúde humana, pela parcela antropogênica. Isso pode ser percebido principalmente em grandes centros urbanos, nos quais o elevado tráfego de veículos automotores e a crescente atividade industrial são comprovadamente responsáveis pelo aumento na ocorrência de doenças respiratórias e cardiovasculares, internações hospitalares, na incidência de câncer pulmonar e até mesmo na quantidade de óbitos .

Evidentemente, o problema da poluição atmosférica apresenta-se multidisciplinar e de elevada complexidade, sobretudo devido às diferentes escalas espaço-temporais envolvidas, a não linearidade característica das equações governantes da atmosfera, a existência da turbulência e terrenos altamente acidentados, dentre outros aspectos (SCHUCH, 2011). MORAES (MORAES, 2010) identifica o tripé do problema: a fonte, a dispersão e os receptores. Esses três aspectos fornecem, individualmente, três possíveis vieses para abordar a poluição atmosférica e cada qual possui sua devida importância no gerenciamento ambiental e na elaboração de políticas públicas e legislação adequadas. Questões relativas à fonte tem conduzido a estudos e monitoramento das emissões nos denominados *inventários de*

emissões, que buscam determinar a origem e o tipo dos poluentes e quantificar sua emissão por tipo de fonte (industrial, automobilística, etc). Na abordagem que diz respeito aos receptores, traduz-se os efeitos nocivos da poluição atmosférica na saúde humana e no meio ambiente, correlacionando a causa e seus efeitos nas mais diversas e possíveis formas. O fenômeno de dispersão, que é intermediário à a fonte (causa) e aos receptores, é um dos principais interesses da micrometeorologia. Através de seu estudo, é possível conhecer como os poluentes são transportados e o comportamento das suas concentrações no tempo e no espaço, e sua resposta às variações do tempo e das condições atmosféricas.

2.2 Meteorologia da Camada Limite Planetária

A Camada Limite Planetária (CLP) é a porção inferior da troposfera que interage diretamente com a superfície subjacente e sofre influências dela, respondendo às forças superficiais em uma escala de tempo de uma hora ou menos (STULL, 1988). As várias propriedades da CLP (e. g. profundidade, turbulência, distribuições de vento e temperatura, entre outras) são construídas a partir do conjunto de propriedades físicas e térmicas da superfície em questão e da dinâmica e termodinâmica da troposfera local (ARYA, 1999). Dos cerca de 10 - 15 km de extensão vertical da troposfera, a CLP tipicamente ocupa uma parcela que vai do solo até uma altura que varia da ordem de 100m (ou menos, em alguns casos) até 3 km (SCHUCH, 2011), dependendo das condições de turbulência e estabilidade atmosférica. A CLP possui um comportamento essencialmente turbulento, devido a ação de forças de atrito viscoso e de fluxos verticais de calor (NUNES, 2008). O estudo da CLP é de particular interesse da micrometeorologia, e engloba, dentre outros assuntos, o fenômeno da dispersão de poluentes atmosféricos.

Stull (1988) descreve um modelo conceitual da evolução diurna de uma camada limite sobrejacente à uma superfície terrestre e sob ação de um sistema de alta pressão. Esse modelo apresenta uma estrutura bem definida e característica da CLP, em um padrão diurno e um noturno, ilustrado pela figura 1.

A camada limite superficial (CLS), existente em todo o ciclo, é aquela que está em direto contato com o solo, e apresenta fortes gradientes de vento, temperatura e umidade (NUNES, 2008). Possui uma altura de cerca de 10 % do total da CLP, seja ela estável ou

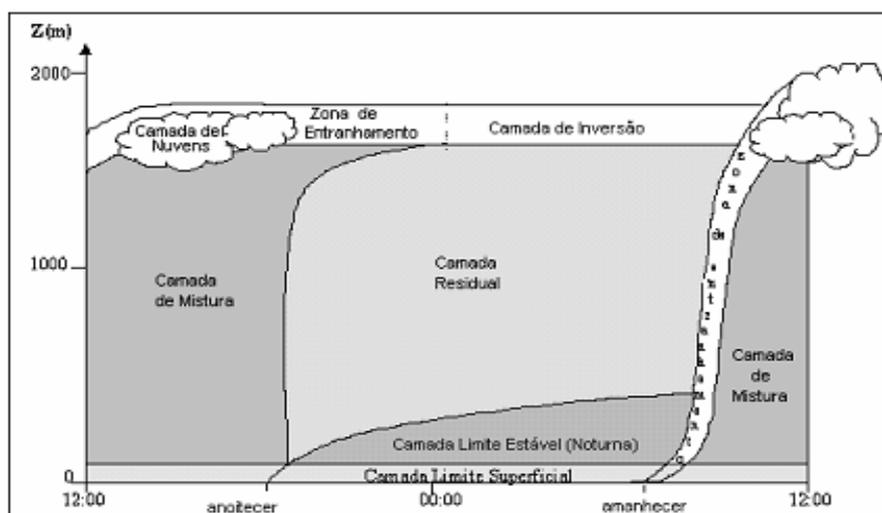


Figura 1: Evolução temporal da CLP.

Fonte: NUNES (2008), adaptado de STULL (1988).

de mistura (STULL, 1988). A camada de mistura (CM) é marcada pela convecção e forte turbulência, principalmente devido ao aquecimento do solo, que dá origem às correntes térmicas. Tem seu início nos primeiros instantes após o nascer do sol e desenvolve-se sob ação de fluxos de calor. Em razão da forte turbulência, essa camada é muito favorável aos processos de mistura, que tendem a homogeneizar as diversas propriedades da atmosfera (temperatura, umidade, concentração gases e poluentes, etc.). Na parte superior da CM existe a zona de entranhamento, que é uma subcamada estável no topo da CM, e a camada de inversão, caracterizada por uma inversão térmica, que restringe os movimentos verticais na camada limite atmosférica.

Durante a noite formam-se as camadas limite estável (CLE) e a camada residual. A CLE é resultado do resfriamento radiativo noturno. É caracterizada por estabilidade estática e supressão da turbulência térmica. Entretanto, a ocorrência de jato de baixos níveis noturno, devidos ao fenômeno de oscilação inercial, pode induzir turbulência mecânica ocorrendo como pulsos (STULL, 1988). Os poluentes lançados nessa camada não são facilmente dispersos, em função de seu topo relativamente baixo e da própria escassez de mistura turbulenta. A segunda, camada residual, é assim denominada por manter em seus primeiros estágios de formação várias das propriedades de estado da camada de mistura recém-extinta. Essa camada não mantém contato com a superfície.

Devido ao caráter turbulento característico da CLP, que em essência consiste em rápidas flutuações de alguma quantidade mensurável (como temperatura, umidade e vento) em torno de um valor médio no tempo, podemos representar uma variável qualquer de interesse A em termos de sua média e flutuações, como se segue:

$$A = \bar{A} + a' \quad (1)$$

onde

- \bar{A} representa a média temporal de A [em 30 minutos a uma hora (STULL, 1988)]; e
- a' é a flutuação da variável.

Em um produto de duas variáveis quaisquer, A e B , por exemplo, temos:

$$A \cdot B = (\bar{A} + a') \cdot (\bar{B} + b') = \overline{AB} + \bar{A} \cdot b' + \bar{B} \cdot a' + a'b' \quad (2)$$

Se tomarmos a média deste produto, obteremos:

$$\overline{A \cdot B} = \overline{(\bar{A} + a') \cdot (\bar{B} + b')} = \overline{\overline{AB} + \bar{A} \cdot b' + \bar{B} \cdot a' + a'b'} \quad (3)$$

que resulta em

$$\overline{A \cdot B} = \overline{\overline{AB} + a'b'} \quad (4)$$

Pois a média de uma perturbação é nula. Todavia, a média do produto de perturbações não é necessariamente nulo; são covariâncias ou variâncias, que, em micrometeorologia possuem um papel importante na descrição do papel da turbulência e fluxos turbulentos em um escoamento médio. Os procedimentos acima são denominados decomposição e média de Reynolds.

Uma das mais importantes variáveis descritivas de uma camada limite turbulenta é a energia cinética turbulenta (ECT). Da mesma forma com que define-se energia cinética com respeito à massa e velocidade de algum corpo ou partícula, pode-se empregar a decomposição de Reynolds e definir para um escoamento a energia cinética média (ECM) e a energia cinética turbulenta por unidade de massa. Entretanto, pode ser mais desejável e

mais representativo do escoamento escrever a última equação em termos médios (energia cinética turbulenta média), ou seja (STULL, 1988)

$$ECT = \bar{e} = \frac{\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}}{2} \quad (5)$$

Dessa forma faz-se perceptível a relação entre a turbulência e a variância das componentes do vento. Partindo das equações prognósticas do momentum, pode-se facilmente derivar uma expressão prognóstica para a energia cinética turbulenta. Em uma simplificação idealizada por homogeneidade horizontal da ECT, vento médio alinhado com o eixo x e negligenciando a subsidência, temos a seguinte expressão (STULL, 1988)

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \overline{u'w'} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \overline{w'p'}}{\partial z} + \frac{g}{\bar{\theta}} \overline{w'\theta'} - \frac{\partial(\overline{w'e})}{\partial z} - \varepsilon \quad (6)$$

em que g é a constante gravitacional, θ é a temperatura potencial, $\bar{\rho}$ é a densidade média, p' é a perturbação da pressão e ε é o termo de dissipação de energia turbulenta e os termos são, da esquerda para a direita: variação (armazenamento) local, termo de produção/perda mecânica devido ao gradiente do vento médio, termo de correlação de pressão (relacionado com oscilações, como ondas de gravidade), termo de produção/perda térmica, termo de transporte turbulento de ECT e o termo de dissipação viscosa (conversão em calor).

A utilização de variáveis ou parâmetros de escala para descrever a turbulência na CLP é uma prática bastante difundida, e sua premissa básica é a de que a estrutura da CLP pode ser explicada em termos de alguns poucos parâmetros característicos (HOLTSLAG; NIEUWSTADT, 1986). Essas escalas características são frequentemente empregadas nas Teorias de Similaridade, que determinam relações empíricas que visam complementar o conhecimento físico da camada limite atmosférica [(HOLTSLAG; NIEUWSTADT, 1986); (STULL, 1988); (ARYA, 1999)]. Algumas das escalas de uso mais recorrente são a velocidade de fricção (ou de atrito), velocidade convectiva e comprimento de Obukhov.

A velocidade de fricção é definida como

$$u_* = [\overline{u'w_s'^2} + \overline{v'w_s'^2}]^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$

A velocidade convectiva (ou de convecção livre) é dada por

$$w_* = \left[\frac{gh}{\bar{\theta}} (\overline{w'\theta'_s}) \right]^{\frac{1}{3}} \quad (8)$$

e combina duas variáveis importantes em casos de convecção: o fluxo de empuxo à superfície e a altura da CLP.

O parâmetro de estabilidade ζ é formulado pela expressão

$$\zeta = \frac{z}{L} = -\frac{kzg(\overline{w'\theta'})}{\bar{\theta}u_*^3} \quad (9)$$

onde z é a altura em que o parâmetro será calculado e k é a constante de Von Kármán, com valores entre 0,35 e 0,42 (STULL, 1988); e também há, relacionado com ζ o comprimento de Obukhov (L), que é escrito como

$$L = -\frac{\bar{\theta}u_*^3}{kg(\overline{w'\theta'})} \quad (10)$$

ambos baseados no termo de produção térmica (empuxo) da equação prognóstica da ECT.

O comprimento de Obukhov tem a propriedade de ser proporcional à altura em que fatores térmicos se tornam mais importantes do que fatores mecânicos na geração de turbulência. O parâmetro ζ é utilizado como uma escala em Teoria de Similaridade para a camada superficial. Está relacionado à estabilidade estática de forma qualitativa: sinal positivo implica em estabilidade, sinal negativo em instabilidade.

Há, ainda, o número de Richardson, que é um parâmetro de estabilidade estática. É dado pela razão entre dois termos da equação de balanço da ECT: produção de turbulência por empuxo e por ação mecânica (ventos), definido por

$$R_i = \frac{\left(\frac{g}{\bar{\theta}}\right) (\overline{w'\theta'})}{(\overline{u'_i u'_j}) \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i}\right)} \quad (11)$$

Essa é a forma de fluxo do número de Richardson. No entanto, há outras formulações semelhantes, simplificadas pelo uso de gradientes finitos e outras aproximações. É adimensional, sendo que valores negativos indicam escoamento estaticamente instável e valores positivos, estável.

2.3 Modelagem da dispersão atmosférica

A modelagem matemática dos processos de dispersão é uma ferramenta indispensável na gestão ambiental, por ser capaz de incorporar e extrapolar as observações *in situ* das concentrações de poluentes, e por permitir, através de experimentos numéricos, conhecer diversas feições do transporte de poluição e auxiliar no planejamento e gerenciamento das atividades humanas que de alguma forma liberam resíduos para a atmosfera (MOREIRA; TIRABASSI, 2004). Um bom modelo deve considerar: disponibilidade e escopo do conjunto de dados para verificação do mesmo; aproximação matemática e as limitações da solução proposta; e a complexidade da análise e as simplificações nos dados que podem ser suportadas sem que a acurácia seja perdida (MOREIRA et al., 2011).

Com relação ao sistema referencial, há os modelos Eulerianos e os modelos Lagrangeanos. Os primeiros possuem o escoamento referenciado em um ponto fixo no espaço, e baseiam-se na solução da equação de advecção-difusão. Já o referencial Lagrangeano segue o movimento do fluido, e os modelos Lagrangeanos são configurados a partir da equação de Langevin, que descreve o movimento Browniano (aleatório) das partículas em uma perspectiva probabilística. (ARBAGE; DEGRAZIA; MORAES, 2006); (BULIGON; MOREIRA; VILHENA, 2006); (CARVALHO, 2010);(MOREIRA; TIRABASSI, 2004); (RIZZA et al., 2007)).

Modelos de difusão e transporte de poluentes atmosféricos podem estar fundamentados em técnicas mais simples e de rápida utilização, como os Gaussianos, ou em algoritmos de maior complexidade, como os esquemas numéricos baseados na teoria-K (ou do transporte por gradiente) (MOREIRA et al., 2006).

Os modelos Gaussianos possuem algumas vantagens que os fazem ser bastante utilizados, como por exemplo, sua concordância com dados experimentais, seu baixo custo computacional e sua consistência com a natureza aleatória da turbulência (HANNA; BRIGGS; HOSKER JR., 1982). Entretanto, os modelos Gaussianos não conseguem simular com precisão condições de turbulência não homogênea; a teoria-K, por outro lado, mostra-se eficiente para diversas condições meteorológicas, mas possui um custo computacional mais elevado, além de assumir riscos de erros nos cálculos de advecção (MOREIRA et al., 2006).

Uma das maiores dificuldades/ limitações no que se refere à modelagem computacio-

nal de processos atmosféricos é o custo computacional. Essa demanda por vezes requer a utilização de supercomputadores, com alto poder de processamento (SCHUCH, 2011). Nesse contexto, surge o desafio da elaboração de soluções analíticas ou semi-analíticas para os processos de dispersão atmosférica. Esses métodos conseguem representar com elevado grau de precisão tais processos, e tem a vantagem de o fazerem a um relativamente baixo custo computacional, o que os torna particularmente interessantes, sobretudo para fins práticos (CARVALHO; MOREIRA, 2007). Desses métodos, os principais empregados em modelagem da dispersão atmosférica são: ADMM (Advection Diffusion Multilayer Model), a GITT (Generalized Integral Transform Technique), a GIADMT (Generalized Integral Advection Diffusion Multilayer Technique), e o método GILTT (Generalized Integral Laplace Transform Technique) (SCHUCH, 2011). Todas essas técnicas empregam a equação de advecção-difusão em um referencial Euleriano, resolvendo-a analítica ou semi-analiticamente através de transformadas integrais.

O método ADMM consiste em discretizar a camada limite planetária em N subcamadas verticais, e atribuir a cada uma delas um valor médio para a velocidade média do vento e para o coeficiente de difusão. Estabelecendo-se as condições de fronteira e de fonte, resolve-se a equação advectiva-difusiva para cada uma das N subcamadas através da Transformada de Laplace, convertendo a equação diferencial parcial em equação diferencial ordinária. A concentração do poluente é dada pela inversão numérica da concentração transformada (MOREIRA et al., 2006).

Como o método ADMM é imanente aos problemas bi ou unidimensionais (SCHUCH, 2011), foi elaborada a técnica GIADMT, cuja aplicação é dada para problemas tridimensionais, em que a Técnica da Transformada Integral Generalizada (GITT) é aplicada na dimensão do eixo y (*crosswind*), transformando o problema tridimensional em bidimensional. O passo seguinte é a própria utilização do ADMM, a fim de obter-se a concentração integrada em y . A concentração tridimensional é dada pela inversa da transformada integral (MOREIRA et al., 2006).

A GITT é uma técnica de transformação integral que baseia-se em expandir a função de várias variáveis (no caso de dispersão atmosférica, a concentração de poluente) em uma série cuja base são as autofunções do problema auxiliar de Sturm-Liouville. Este pro-

blema é selecionado de acordo com as condições de fronteira do problema original. À expansão, aplica-se a transformação integral, que utiliza a propriedade de ortogonalidade das autofunções. A seguir, resolve-se numericamente o sistema de equações transformadas (WORTMANN, 2003).

A GILTT é considerada um avanço na GITT, no que se refere à solução do problema transformado. A ideia reside na aplicação da Transformada de Laplace, juntamente com a diagonalização matricial, cujo emprego reduz consideravelmente o custo computacional na obtenção da solução (WORTMANN, 2003). O procedimento geral para a simulação da dispersão de contaminantes segue as seguintes etapas: expansão da concentração do poluente em séries associadas às autofunções de um problema auxiliar, a substituição da expansão na equação de advecção-difusão e integração, e a resolução via Transformada de Laplace da matriz correspondente ao sistema de equações diferenciais ordinárias para, então, obter a solução do problema inicial (MOREIRA et al., 2009). Algumas particularidades e vantagens da GILTT foram salientadas por SCHUCH (2011): não há necessidade de discretização do domínio e não há restrições ao coeficiente de difusão turbulenta ou ao perfil vertical do vento.

2.4 Equação de advecção - difusão

Os modelos de simulação da dispersão de poluentes Eulerianos baseiam-se em solucionar a equação de advecção difusão. Esta última, por sua vez, desenvolve-se a partir da equação de conservação de uma quantidade escalar. Seja C^* a concentração de um poluente (em unidades de massa por volume). Para que haja conservação de massa do poluente, é necessário que

$$\frac{\partial C^*}{\partial t} + U \frac{\partial C^*}{\partial x} + V \frac{\partial C^*}{\partial y} + W \frac{\partial C^*}{\partial z} = \nu_c \nabla^2 C^* + S \quad (12)$$

em que U, V e W são as componentes cartesianas do vento nas direções x, y e z, respectivamente, o primeiro termo à esquerda é o de variação local (Euleriana), e os três termos seguintes são correspondentes às advecções de C^* nas direções x, y e z, respectivamente. O primeiro termo à direita da igualdade representa o processo de difusão molecular e S é o

termo de fonte/ sumidouro.

Por ter uma magnitude muito inferior aos demais, o termo de viscosidade pode ser negligenciado, deixando apenas

$$\frac{\partial C^*}{\partial t} + U \frac{\partial C^*}{\partial x} + V \frac{\partial C^*}{\partial y} + W \frac{\partial C^*}{\partial z} - S = 0 \quad (13)$$

Escrevendo as variáveis C^* , U , V e W em termos da soma de fatores média e flutuação, obtemos

$$\frac{\partial(\bar{C} + c')}{\partial t} + (\bar{U} + u') \frac{\partial(\bar{C} + c')}{\partial x} + (\bar{V} + v') \frac{\partial(\bar{C} + c')}{\partial y} + (\bar{W} + w') \frac{\partial(\bar{C} + c')}{\partial z} - S = 0 \quad (14)$$

Distribuindo os produtos, somando a equação da continuidade e aplicando a média de Reynolds e suas regras (STULL, 1988) para por os termos turbulentos em forma de fluxo, temos

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} + \bar{V} \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} + \bar{W} \frac{\partial \bar{C}}{\partial z} = - \frac{\partial \overline{u'c'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'c'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{w'c'}}{\partial z} + S \quad (15)$$

em que $\overline{u'c'}$, $\overline{v'c'}$, $\overline{w'c'}$ representam os fluxos turbulentos de C^* nas direções x , y e z , respectivamente. Esses termos são desconhecidos, mas podem ser parametrizados em função dos gradientes médios, como é feito no procedimento do fechamento de primeira ordem baseado na teoria K (ARYA, 1999).

A teoria K é uma técnica de fechamento para fluxos turbulentos fundamentada na hipótese do transporte por gradiente. Ela assume que os fluxos turbulentos são inversamente proporcionais aos gradientes médios da quantidade que está sendo transportada. Para o caso em questão, dos fluxos da substância poluente, temos que

$$\overline{u'c'} = -K_x \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} \quad \overline{v'c'} = -K_y \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} \quad \overline{w'c'} = -K_z \frac{\partial \bar{C}}{\partial z} \quad (16)$$

onde K_x , K_y e K_z são os coeficientes de difusão turbulenta em componentes cartesianas.

A teoria K é intuitivamente análoga à difusão molecular (lei de Fick), que também é função do gradiente; não obstante, de acordo com ARYA (1999), a primeira não representa uma propriedade do fluido. Além disso, em alguns casos em que os movimentos convectivos dominam os processos de transporte e difusão essa teoria pode ser questionável, pois esses fenômenos podem ocorrer em um sentido contra-gradiente.

Substituindo as expressões para os fluxos turbulentos na eq. (4), obtemos, por fim

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} + \bar{V} \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} + \bar{W} \frac{\partial \bar{C}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial \bar{C}}{\partial z} \right) + S \quad (17)$$

que é a equação de advecção-difusão tridimensional. Simplificações adicionais podem ser feitas, assumindo, por exemplo, que o vento médio está alinhado com o eixo x, negligenciando subsidência, eliminando termos de difusão turbulenta por análise de escala, assumindo perfil de concentração Gaussiano em alguma dimensão, entre outras possíveis.

2.5 Aspectos relativos ao lançamento de foguetes

O transporte dos efluentes de foguetes é caracterizado pelo fenômeno de difusão turbulenta, que ainda não foi completamente descrito em termos de uma única formulação completamente representativa de todos seus aspectos mais significativos (MOREIRA et al., 2011). No processo de lançamento de foguetes, que inclui o período anterior e os primeiros instantes após o lançamento, forma-se uma densa nuvem oriunda do processo de combustão. Essa nuvem, quente e sob a ação de empuxo, ascende das proximidades do solo até um nível em que entra aproximadamente em equilíbrio termodinâmico com o ambiente, e é denominada “ground-cloud”, conforme ilustrado na Figura 2.5.

Nos Estados Unidos, a dispersão dos efluentes de foguetes é simulada com o modelo REEDM (*Rocket Exhaust Effluent Diffusion Model*) (BJORKLUND et al., 1982); (NAPPO; ESSA, 2001); (NYMAN, 2009)). Recentemente o modelo MSDEF (Modelo simulador de efluentes de foguetes) foi desenvolvido no Brasil, utilizando-se para tanto pressupostos do modelo americano REEDM e da técnica ADMM (Advection Diffusion Multilayer

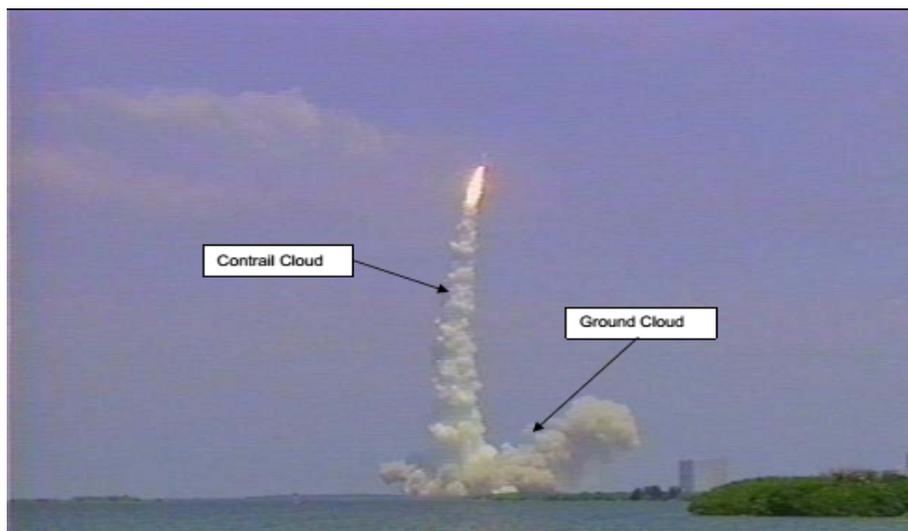


Figura 2: Ilustração das partes *ground-cloud* e *contrail-cloud* da emissão do foguete Titan IV em lançamento normal.

Fonte: NYMAN (2009).

Method)(MOREIRA et al., 2011).

As condições meteorológicas são de fundamental relevância nas atividades de lançamento de foguetes e nos processos de dispersão. Kingwell et al (KINGWELL et al., 1991) dão destaque à velocidade do vento e ao perfil de turbulência, pois estão relacionados com a segurança geral na execução do lançamento e com a dispersão dos poluentes gerados. FISCH (1999) aponta que 88% das correções na trajetória dos foguetes até uma altitude de 1000 m ocorrem devido à ação dos ventos, ao passo que, acima dos 5000 m o percentual de correção por esta causa não ultrapassa os 3%. Nyman (2009) acrescenta outros fatores, relativos à dispersão, que são notáveis, como a presença de inversões de temperatura, a taxa de variação vertical de temperatura (TVVT) do ambiente, velocidade, direção e cisalhamento dos ventos e turbulência. Ventos fracos e com pouco cisalhamento vertical nas primeiras centenas de metros, aliados à uma inversão logo acima da *ground cloud* limitam fortemente os processos de transporte.

Os poluentes gerados no processo de combustão no lançamento de um foguete são dependentes do tipo de combustível com que é alimentado. De acordo com um relatório da NASA (National Aeronautics and Space Administration) (NASA, 2009), os produtos gerados na combustão de combustíveis sólidos emitem majoritariamente óxido de alumínio (Al_2O_3),

monóxido de carbono (CO), dióxido de carbono (CO_2), água (H_2O), cloreto de hidrogênio (HCl), nitrogênio (N_2) e hidrogênio (H_2). Os combustíveis líquidos, por sua vez, geram produtos como partículas inaláveis (PM_{10}), dióxido de enxofre (SO_2), dióxido de nitrogênio (NO_2), CO , e compostos orgânicos voláteis (COV). Os efeitos gerais dos principais (maiores emissões) poluentes na saúde humana são: para o óxido de alumínio, irritação das mucosas e vias respiratórias; para o cloreto de hidrogênio, que é altamente corrosivo às mucosas, os danos podem variar de danos aos dentes até danos às membranas do trato respiratório superior; e quanto ao monóxido de carbono, sua periculosidade reside na possibilidade de hipóxia (falta de oxigênio), pois, pela sua grande afinidade com a hemoglobina, o CO impede que o oxigênio seja transportado pelo sangue aos órgãos do corpo (NASA, 2000). A nave Taurus II, por exemplo, utiliza, em seu primeiro estágio, propulsores líquidos oriundos de querosene refinado, tendo como agente oxidante o oxigênio líquido, e forma como principal poluente o monóxido de carbono (NYMAN, 2009). Baseado nas saídas do modelo de dispersão REEDM, as avaliações relativas ao risco à saúde humana podem ser responsáveis por manter o plano de lançamento do foguete ou adiá-lo até que as condições meteorológicas sejam favoráveis à dispersão dos poluentes gerados (BRANDS, 1997).

Agências governamentais possuem seus próprios critérios de emissão de poluentes e de concentrações críticas na atmosfera. Entretanto, devido à baixíssima frequência com que testes e lançamentos de foguetes acontecem, e também devido à curta duração desses eventos, (NYMAN, 2009) salienta que a avaliação dos parâmetros ambientais supracitados são melhor enquadrados na classificação de padrões de curta duração ou emergenciais do que nas normas regulares (que são definidas para longos períodos de exposição), como o definido pelo Instituto Nacional de Segurança e Saúde Ocupacionais (americano) como “Perigo Imediato à Vida ou Saúde” (IDLH, *Immediately Dangerous to Life or Health*) que é estabelecido para um conjunto de trabalhadores em uma área contaminada na condição de que, caso o respirador falhe, o indivíduo consiga escapar da área contaminada sem se incapacitar em um período de até 30 minutos de exposição. Outra abordagem, proposta pelo *Acute Exposure Guideline Levels* (Guia para níveis de exposição aguda) consiste em avaliar concentrações críticas e os respectivos tempos de máxima exposição (de poucos minutos até horas) que tragam ao indivíduo respostas fisiológicas que vão desde descon-

Tabela 1: Concentrações máximas para alguns dos principais poluentes liberados em lançamentos de foguetes.

	TWA (mg/m^3)	IDLH (ppm)	STEL (ppm)
CO_2	9.000	40.000	30.000
CO	34	1.200	-
HCl	7,5	50	-
Al_2O_3	10	-	-

fortos até danos permanentes à saúde ou a morte. Ainda, há o *Time Weighted Average* (Média Temporal Ponderada), que diz respeito às concentrações máximas que podem ser suportadas por trabalhadores repetidas vezes em uma rotina de trabalho de 8 h diárias sem efeitos adversos à saúde, sendo que o teto não pode ser excedido em nenhum momento. A tabela 1 mostra os valores de IDLH e de STEL (*Short-term exposure limit* - Limite de exposição para curta duração, uma concentração média de 15 minutos que não pode ser excedida) estabelecido pela *American Conference of Governmental Industrial Hygienists* (ACGIH). Em lançamento de foguetes, o tempo de exposição varia de poucos minutos até uma hora, dependendo do tamanho da nuvem e da velocidade do vento, e as emissões são mais significativas ao nível do solo (NASA, 2005).

No Brasil a norma que regulamenta os padrões de qualidade do ar é a resolução CONAMA (Conselho Nacional do Meio Ambiente) Nº 3/1990, a qual estabelece as concentrações de determinados poluentes que, caso forem ultrapassadas, poderão oferecer risco à saúde e ao bem estar da população e do meio ambiente. São definidas as concentrações para dois padrões: o primário (menos exigente, determina as concentrações que, em curto prazo, podem afetar a saúde da população) e o secundário (mais rigoroso, que visa determinar a concentração em que haja prejuízo mínimo para a população, a fauna e a flora). Essa norma diz respeito aos seguintes poluentes: partículas totais em suspensão, fumaça, partículas inaláveis, dióxido de enxofre, monóxido de carbono, ozônio e dióxido de nitrogênio. Além disso, a resolução dispõe de definições para níveis de atenção, alerta e emergência, que consistem em avaliar não só dados de concentração de poluentes, como também em condições meteorológicas adversas a dispersão persistentes.

Tomando novamente o exemplo da espaçonave americana Taurus II, cujo processo de lançamento na perspectiva dos efluentes atmosféricos gerados foi descrito por NYMAN (2009): Em lançamentos normais, o veículo entra em ignição e ganha impulso por dois segundos antes que a base seja removida e a nave seja conduzida à órbita. Enquanto sobe, a taxa de emissão de efluentes é variável, em função do tempo e da altitude que a nave alcança. A emissão inicial é, majoritariamente, conduzida a um duto especial; quando a nave deixa a plataforma, a nuvem de emissão é direcionada radialmente para fora do ponto de lançamento. Essa nuvem, que interage com a superfície é denominada *ground cloud* (nuvem de solo). Em avaliações ambientais sobre a interceptação do efluente em receptores à superfície, é praxe simular as emissões da superfície até um nível de 3000 m.

O modelo americano REEDM (BJORKLUND et al., 1982) foi elaborado para a simulação das nuvens geradas por testes e lançamentos de foguetes e por explosões catastróficas de espaçonaves possibilitando o planejamento de missões e avaliação ambiental, previsão dos efeitos de um lançamento e análises pós-lançamento. É um modelo do tipo “Nuvem Gaussiana” (*Gaussian Puff*), pois assume que as concentrações dos poluentes na nuvem termicamente estabilizada são normalmente distribuídas; dessa forma a equação de advecção-difusão é resolvida de forma fechada utilizando funções exponenciais (NYMAN, 2009). Suas etapas consistem nos seguintes passos (dentre outros):

1. adquirir e processar dados referentes ao modelo de espaçonave em questão e das condições atmosféricas;
2. obter informações sobre a nuvem emitida: composição química, características termodinâmicas, posição e tamanho iniciais;
3. calcular, a partir de algoritmos internos do modelo, a taxa de expansão da nuvem e a altura em que estará em equilíbrio termodinâmico com a atmosfera;
4. verificar a existência de barreiras à dispersão dos efluentes (e.g. inversões térmicas);
5. calcular as concentrações: a nuvem é particionada em discos, e o transporte e crescimento da mesma é calculado via um modelo climatológico para turbulência, em função da velocidade do vento e da radiação solar [(BJORKLUND et al., 1982); (NYMAN, 2009)].

Outros aspectos importantes sobre suposições do modelo foram salientados por Nyman (2009), dentre os quais destacam-se:

- A nuvem de efluentes emitidos é única, e se desloca e cresce à medida em que ascende. Como consequência, as concentrações calculadas ao nível do solo são oriundas de transporte subsidente que atinja a superfície, e as maiores concentrações estão bem acima deste nível, como pode ser visto na figura 2.5;
- O modelo não é hábil para prever possíveis porções da nuvem desprendidas por efeitos turbulentos (como turbilhões ou rajadas), topográficos ou relativos à própria base de lançamento;
- O deslocamento da nuvem é em uma trajetória retilínea, ou seja, são desconsiderados efeitos complexos no campo de vento, como brisas, passagem de frentes ou efeitos topográficos.

Após anos de utilização de modelos simuladores da dispersão de efluentes de foguetes, foi lançado o *model validation program* (MVP). De acordo com Nappo e Essa (2001), o MVP foi criado para testar e avaliar os modelos de dispersão de efluentes de foguetes na região de Cabo Canaveral, incluindo os que já estavam sendo operacionalizados. Os experimentos do MVP ocorreram entre 1995 e 1996, e consistiram na liberação de plumas de hexafluoreto de enxofre (SF_6) próximas à superfície, as quais foram interceptadas por seis vans equipadas de coletores de gás de rápida resposta para a medição da concentração de SF_6 , e sistema de posicionamento global (GPS).

O modelo desenvolvido no Brasil (MSDEF) assimilou os mesmos aspectos físicos do REEDM, com diferença nas camadas atmosféricas, empregando perfis mais realísticos e parametrizações de turbulência mais atualizadas e calculando parâmetros de escala com base em dados de radiossondagem, além de apresentar excelente desempenho em diversas condições atmosféricas e não ser um modelo Gaussiano. Ainda, segundo o organizador do modelo, o MSDEF permite controle sobre erros de aproximação e possui um baixo custo computacional (MOREIRA; TRINDADE, 2010).

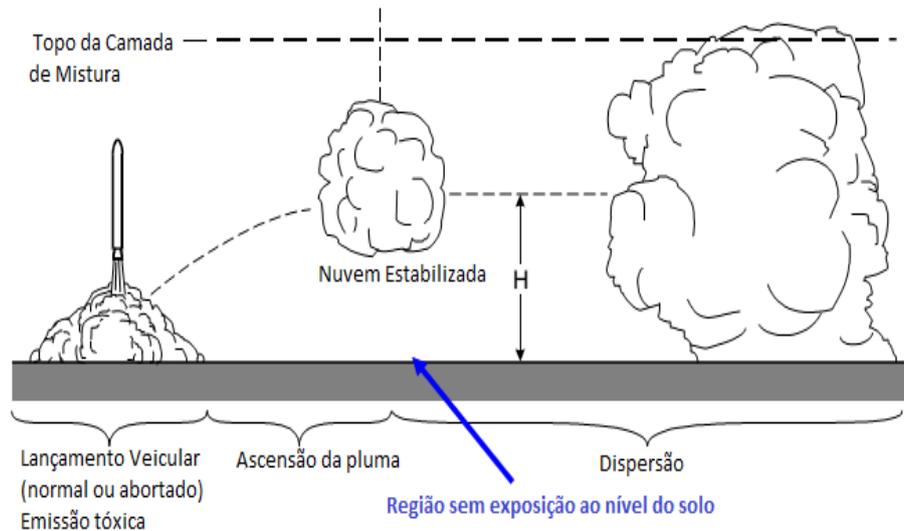


Figura 3: Ilustração conceitual dos processos de formação, ascensão e dispersão da nuvem formada pelos efluentes dos foguetes.

Fonte: Adaptado de NYMAN (2009).

2.6 O Centro de Lançamento de Alcântara

O Centro de Lançamento de Alcântara (CLA), localizada no município de Alcântara (figura 2.6), é o local onde são lançados os foguetes brasileiros, que carregam as cargas úteis (satélites ou experimentos científicos). Este tipo de atividade é extremamente sensível às condições meteorológicas regionais, e pode-se destacar o vento como agente fundamental na determinação da trajetória desses veículos. Portanto, o conhecimento do comportamento dessa variável meteorológica é de particular interesse em centros de lançamento ao redor do mundo [(FISCH, 1999); (GISLER; FISCH; CORREA, 2011)], inclusive por que o valor máximo para o lançamento de foguetes é de 10 m.s^{-1} (FISCH, 1999).

No caso do CLA, a topografia e geografia locais, composta de uma situação litorânea e da presença de falésias, são responsáveis por elevar o nível de complexidade da estrutura da camada limite regional. Além disso, há inúmeros sistemas meteorológicos atuantes sobre o local: brisa marítima, Zona de Convergência Intertropical (ZCIT), distúrbios ondulatórios de leste (DOL), vórtice ciclônico de altos níveis (VCAN), linhas de instabilidade (LI) e sistemas frontais (SF). O clima pode ser discriminado em duas estações: seca (agosto a



Figura 4: Localização do município de Alcântara–MA (esquerda) e vista parcial do CLA, com destaque para o Setor de Meteorologia (direita).

Fonte: GISLER et al. (2011).

dezembro) e chuvosa (janeiro a julho) (GISLER; FISCH; CORREA, 2011).

O CLA é um sítio de localização privilegiada no que se refere ao lançamento de foguetes, pois concentra em si várias características favoráveis a esse tipo de empreendimento: localização geográfica (latitude) ideal, temperatura de pouca sazonalidade, regime de chuvas bem definido e velocidade do vento tolerável (AVELAR et al., 2012). Entretanto há fatores inerentes de maior complexidade, cuja compreensão é de fundamental importância para o desenvolvimento, gerenciamento e execução de atividades aeroespaciais, sobretudo no que se refere ao regime de ventos e turbulência na CLP [(AVELAR et al., 2012); (GISLER; FISCH; CORREA, 2011); (ROBALLO; FISCH, 2008)].

Com relação ao terreno sobre o qual está edificado o CLA, Fisch (1999) aponta duas principais mudanças abruptas: na rugosidade do terreno, onde há transição entre uma superfície lisa (oceano) para uma rugosa (terreno vegetado), e também uma grande descontinuidade topográfica, com a presença de falésias de até 50 m de altura. Nessa transição, há uma alteração significativa do campo de escoamento do vento.

Cada um dos dois regimes pluviométricos apresenta características diferentes nas propriedades do vento. Em seu estudo sobre o perfil vertical do vento no CLA, Fisch (1999) empregou anemômetros instalados em uma torre em seis diferentes níveis, que

variaram de 6 a 70 metros de altura. Foram avaliados diversos parâmetros com relação à velocidade e direção do vento em cada um desses níveis, na estação seca e na chuvosa e em períodos diurnos e noturnos. Concluiu que na estação seca os ventos são mais intensos, com valores entre 4,6 e 9,0 $m s^{-1}$ nos níveis, e cisalhamento vertical de mais de 60 $m s^{-1} km^{-1}$. Notou também que durante a estação seca a mistura turbulenta é favorecida, gerando uma camada mais homogênea. Além disso, foi constatado que o vento possui um perfil de camada tripla, que compreende a influência da vegetação adjacente à superfície (entre 6 e 10 m), da circulação de mesoescala referente às brisas mar-terra (entre 10 e 43 m) e das características do vento oceânico advectado para a região (entre 43 e 70 m). Os ventos são predominantemente de nordeste (NE) e possuem um perfil vertical de velocidade logarítmico.

Em outro estudo, referente ao escoamento na camada limite superficial do CLA, Roballo e Fisch (2008) se propuseram a determinar e analisar parâmetros micrometeorológicos que configuram o escoamento na região do CLA, como u_* (velocidade de fricção) e z_0 (comprimento de rugosidade) para o perfil logarítmico do vento e o expoente α referente à Lei de Potência para o perfil de velocidade do vento. Para o primeiro parâmetro, encontraram valores de 0,32 ($\pm 0,13$) $m s^{-1}$ para a estação chuvosa e 0,46 ($\pm 0,11$) $m s^{-1}$ no período seco. Para z_0 o valor obtido foi de 0,19 ($\pm 0,32$) m no período chuvoso e 0,06 \pm (0,05) m na época seca. Já o expoente α apresentou valores entre 0,19 e 0,27, sendo os maiores na estação chuvosa e os menores na época de seca.

3 FORMULAÇÃO E VALIDAÇÃO DO MODELO

Este capítulo apresenta a equação utilizada no modelo, sua solução por meio da *Generalized Integral Laplace Transform Technique*, GILTT, as parametrizações de turbulência e variáveis micrometeorológicas e as expressões para o perfil vertical de velocidade do vento, velocidade de deposição seca e coeficientes de dispersão lateral da nuvem. Além disso, também são apresentados os métodos de avaliação do modelo: o experimento para validação e os índices estatísticos empregados para verificar o desempenho do mesmo.

3.1 Solução da equação de advecção–difusão bidimensional transiente pelo método GILTT

Os modelos Eulerianos de dispersão de poluentes têm como objetivo solucionar a equação de advecção-difusão para uma situação específica. Para este estudo, será empregada a mesma equação utilizada no modelo brasileiro MSDEF (Modelo Simulador de Dispersão de Efluentes de Foguetes) (MOREIRA et al., 2011), cuja solução, contudo, será dada pelo método GILTT.

O modelo emprega a equação de advecção-difusão bidimensional transiente, dada por

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial x} - v_g \frac{\partial c}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(k_x \frac{\partial c}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_z \frac{\partial c}{\partial z} \right) - \lambda c - \Lambda_{RC} \quad (18)$$

onde $c = c(x, z, t)$ é a concentração média integrada em y , e a concentração tridimensional pode ser obtida com

$$C^*(x, y, z, t) = f(x, y, t) \cdot c(x, z, t) \quad (19)$$

e a função $f(x, y, t)$ é expressa como

$$f(x, y, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_y} \exp \left[-\frac{(y - y_0)^2}{2\sigma_y^2} \right] \quad (20)$$

O termo u é o vento médio, v_g é a deposição gravitacional, λ é o coeficiente de decomposição físico-química, Λ_R é o coeficiente de remoção e os coeficientes de difusão turbulenta, k_x e k_z , são funções da altura z somente.

As condições inicial e de fronteira são dadas, respectivamente, por

$$c(x, z, 0) = 0 \quad (21)$$

$$k_z \frac{\partial c}{\partial z} = V_d c \quad \text{em } z = z_0 \quad \text{e} \quad k_z \frac{\partial c}{\partial z} = 0 \quad \text{em } z = h \quad (22)$$

com V_d representando a velocidade de deposição. A condição de fonte é representada pela relação

$$c(0, z, t) = \frac{Q}{u} [\eta(t) - \eta(t - t_r)] \delta(z - H_s) \quad \text{em } x=0 \quad (23)$$

na qual Q é a taxa de emissão, e η é a função degrau de Heaviside, δ é a função delta de Dirac e H_s é a altura da fonte.

3.2 Metodologia de solução

A equação 18, com as condições de contorno e de fonte estabelecidas, será solucionada, neste trabalho, pelo método GILTT. O primeiro passo é aplicar a Transformada de Laplace na variável temporal, reduzindo o problema transiente em estacionário, resultando em

$$r\bar{c} - c(x, z, 0) + u \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} - v_g \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(k_x \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_z \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right) - \lambda \bar{c} - \Lambda_R \bar{c} \quad (24)$$

O termo \bar{c} aqui representa a variável c transformada. Rearranjando os termos, aplicando as regras de derivação e simplificando a notação, obtemos

$$u \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} - v_g \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} = k_x \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial x^2} + k'_z \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} + k_z \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial z^2} - \lambda \bar{c} - \Lambda_R \bar{c} - r\bar{c} \quad (25)$$

O segundo passo é definir o problema auxiliar de Sturm-Liouville e expandir a concentração em série. O problema auxiliar, que é elaborado em função das condições de contorno do problema, é da forma

$$\Psi_n''(z) + \lambda_n^2 \Psi_n(z) = 0 \quad \text{para} \quad 0 < z < h \quad (26)$$

com as mesmas condições de contorno do problema original, isto é

$$\Psi_n'(z) = 0 \quad \text{para} \quad z = h \quad (27)$$

$$k_z \Psi_n'(z) - V_d \Psi_n(z) = 0 \quad \text{para} \quad z = z_d = z_0 \quad (28)$$

A solução do problema auxiliar, que serve como base para a expansão da concentração c em série, é escrita como

$$\Psi_n(z) = \cos \lambda_n(z - h) \quad (29)$$

onde os termos λ_n são os autovalores do problema auxiliar e são dados pela equação transcendental

$$\frac{V_d}{k_z} = \lambda_n \tan [\lambda_n(h - z_0)] \quad (30)$$

que é solucionada pelo método de Newton-Raphson.

Dessa forma, pode-se expandir a concentração em um somatório da forma

$$\bar{c}(x, z, r) = \sum_{n=0}^{\infty} \bar{c}_n(x, r) \Psi_n(z) \quad (31)$$

O problema, agora, consiste em determinar os valores de $\bar{c}(x, r)$. Em seguida, substitui-

se a equivalência da eq. (31) na eq. (25), resultando em

$$\begin{aligned}
u \frac{\partial}{\partial x} \left(\sum_{n=0}^{\infty} \bar{c}_n(x, r) \Psi_n(z) \right) - v_g \frac{\partial}{\partial z} \left(\sum_{n=0}^{\infty} \bar{c}_n(x, r) \Psi_n(z) \right) = \\
k_x \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\sum_{n=0}^{\infty} \bar{c}_n(x, r) \Psi_n(z) \right) + k'_z \frac{\partial}{\partial z} \left(\sum_{n=0}^{\infty} \bar{c}_n(x, r) \Psi_n(z) \right) \\
+ k_z \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\sum_{n=0}^{\infty} \bar{c}_n(x, r) \Psi_n(z) \right) - \lambda \left(\sum_{n=0}^{\infty} \bar{c}_n(x, r) \Psi_n(z) \right) \\
- \Lambda_R \left(\sum_{n=0}^{\infty} \bar{c}_n(x, r) \Psi_n(z) \right) - r \left(\sum_{n=0}^{\infty} \bar{c}_n(x, r) \Psi_n(z) \right) \quad (32)
\end{aligned}$$

A próxima etapa na obtenção da solução da eq. (25) é tomar momentos, isto é, aplicar o operador $\int_0^h (\cdot) \Psi_m dz$ na eq. (32), gerando

$$\begin{aligned}
\int_0^h u \frac{\partial}{\partial x} \left(\sum_{n=0}^{\infty} \bar{c}_n(x, r) \Psi_n(z) \right) \Psi_m dz - \int_0^h v_g \frac{\partial}{\partial z} \left(\sum_{n=0}^{\infty} \bar{c}_n(x, r) \Psi_n(z) \right) \Psi_m dz = \\
\int_0^h k_x \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\sum_{n=0}^{\infty} \bar{c}_n(x, r) \Psi_n(z) \right) \Psi_m dz + \int_0^h k'_z \frac{\partial}{\partial z} \left(\sum_{n=0}^{\infty} \bar{c}_n(x, r) \Psi_n(z) \right) \Psi_m dz \\
+ \int_0^h k_z \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\sum_{n=0}^{\infty} \bar{c}_n(x, r) \Psi_n(z) \right) \Psi_m dz - \int_0^h (\lambda + \Lambda_R + r) \sum_{n=0}^{\infty} \bar{c}_n(x, r) \Psi_n(z) \Psi_m dz \quad (33)
\end{aligned}$$

A função Ψ_m é uma função ortogonal à Ψ_n . Rearranjando os termos, truncando o somatório e aplicando as derivadas parciais, reescrevemos

$$\begin{aligned}
\sum_{n=0}^N \frac{\partial}{\partial x} \bar{c}_n(x, r) \int_0^h u(z) \Psi_n(z) \Psi_m(z) dz - v_g \sum_{n=0}^N \bar{c}_n(x, r) \int_0^h \Psi'_n(z) \Psi_m(z) dz = \\
\sum_{n=0}^N \frac{\partial^2}{\partial x^2} \bar{c}_n(x, r) \int_0^h k_x(z) \Psi_n(z) \Psi_m(z) dz + \sum_{n=0}^N \bar{c}_n(x, r) \int_0^h k'_z(z) \Psi'_n(z) \Psi_m(z) dz \\
+ \sum_{n=0}^N \bar{c}_n(x, r) \int_0^h k_z(z) \Psi''_n(z) \Psi_m(z) dz - (\lambda + \Lambda_R + r) \sum_{n=0}^N \bar{c}_n(x, r) \int_0^h \Psi_n(z) \Psi_m(z) dz \quad (34)
\end{aligned}$$

Discriminando os termos da equação acima com base na ordem de derivação de $\bar{c}_n(x, r)$ (ordem 0, 1 ou 2), pode-se escrevê-la em forma matricial na incógnita Y como

$$Y''(x, r) + FY'(x, r) + GY(x, r) = 0 \quad (35)$$

na qual

$$F = B^{-1}D \quad \text{e} \quad G = B^{-1}E \quad (36)$$

em que os termos desconhecidos são vetores cujos elementos são

$$Y(x, r) = \bar{c}_n(x, r), \quad Y'(x, r) = \bar{c}'_n(x, r) \quad \text{e} \quad Y''(x, r) = \bar{c}''_n(x, r) \quad (37)$$

e os demais termos são matrizes cujos elementos são

$$B = \{b_{n,m}\} = \int_0^h k_x(z) \Psi_n(z) \Psi_m(z) dz, \\ D = \{d_{n,m}\} = - \int_0^h u(z) \Psi_n(z) \Psi_m(z) dz \quad \text{e} \quad (38)$$

$$E = \{e_{n,m}\} = v_g \int_0^h \Psi'_n(z) \Psi_m(z) dz - \lambda_n^2 \int_0^h k_z(z) \Psi_n(z) \Psi_m(z) dz \\ - (\lambda + \Lambda_R + r) \int_0^h \Psi_n(z) \Psi_m(z) dz + \int_0^h k'_z(z) \Psi'_n(z) \Psi_m(z) dz \quad (39)$$

lembrando que $\Psi''_n(z) = -\lambda_n^2 \Psi_n(z)$.

Aplicando os mesmos procedimentos à condição de fonte (eq. 23): Transformada de Laplace na variável temporal, expansão da concentração em séries com base no problema auxiliar de Sturm-Liouville e a aplicação do operador $\int_0^h (\cdot) \Psi_m dz$, chegamos a

$$\sum_{n=0}^N \bar{c}_n(0, r) \int_0^h \Psi_n \Psi_m dz = Q \left[\frac{1}{r} - \frac{e^{-r \cdot t_r}}{r} \right] \int_0^h \delta(z - H_s) \Psi_m dz \quad (40)$$

Em que a integral do lado direito da equação é resolvida por $\frac{\Psi(H_s)}{u(H_s)}$. Reescrevendo, portanto

$$Y(0, r) \cdot A = Q \left[\frac{1}{r} - \frac{e^{-r \cdot t_r}}{r} \right] \frac{\Psi(H_s)}{u(H_s)} \quad (41)$$

na qual a matriz A é diagonal e dada por

$$A = a_{n,m} = \int_0^h \Psi_n \Psi_m dz \quad (42)$$

ou seja,

$$Y(0, r) = A^{-1}Q \left[\frac{1}{r} - \frac{e^{-r.t_r}}{r} \right] \frac{\Psi(H_s)}{u(H_s)} = Z_1(0, r) \quad (43)$$

A próxima etapa consiste em reduzir a ordem da equação matricial (35). Para tanto, serão definidas novas variáveis, a saber

$$\begin{aligned} Z_1(x, r) &= Y(x, r) \\ Z_2(x, r) &= Y'(x, r) \end{aligned} \quad (44)$$

cujas derivadas são

$$\begin{aligned} Z'_1(x, r) &= Y'(x, r) \\ Z'_2(x, r) &= Y''(x, r) \end{aligned} \quad (45)$$

Estas equivalências podem ser substituídas na eq. (35), resultando em

$$Z'_2(x, r) + FZ_2(x, r) + GZ_1(x, r) = 0 \quad (46)$$

Observando que $Z'_1(x, r) - Z_2(x, r) = 0$, pode-se construir um sistema EDO de primeira ordem, escrito como

$$\begin{aligned} 0Z'_1(x, r) + Z'_2(x, r) + GZ_1(x, r) + FZ_2(x, r) &= 0 \\ Z'_1(x, r) + 0Z'_2(x, r) + 0Z_1(x, r) - Z_2(x, r) &= 0 \end{aligned} \quad (47)$$

ou, equivalentemente

$$Z'(x, r) + H.Z(x, r) = 0, \quad (48)$$

em que $Z(x, r)$ é o vetor $Z(x, r) = \text{col}[Z_1(x, r), Z_2(x, r)]$, e a matriz H tem a forma de bloco

$$H = \begin{bmatrix} 0 & -I \\ G & F \end{bmatrix}.$$

O problema transformado (equação (48)) será resolvido por transformada de Laplace e diagonalização ((BUSKE et al., 2007a); (BUSKE et al., 2007b)). Aplicando-se a transformada de Laplace obtemos:

$$s\bar{Z}(s, r) - Z(0, r) + H.\bar{Z}(s, r) = 0, \quad (49)$$

em que $\bar{Z}(s, r)$ denota a transformada de Laplace do vetor $Z(x, r)$. Assumindo que a matriz H é não-degenerada podemos escrever:

$$H = X.D.X^{-1}. \quad (50)$$

Aqui D é a matriz diagonal dos autovalores da matriz H , X é a matriz dos respectivos autovetores e X^{-1} é a inversa de X . Logo, substituindo-se a eq. (50) na eq. (49) temos:

$$s\bar{Z}(s, r) - Z(0, r) + X.D.X^{-1}.\bar{Z}(s, r) = 0, \quad (51)$$

ou ainda,

$$(sI + X.D.X^{-1}).\bar{Z}(s, r) = Z(0, r), \quad (52)$$

na qual a matriz I é a matriz identidade. Como $X.X^{-1} = X^{-1}.X = I$, a matriz dos autovetores e sua inversa são colocadas em evidência de forma que

$$X.(sI + D).X^{-1}.\bar{Z}(s, r) = Z(0, r), \quad (53)$$

cuja solução é:

$$\bar{Z}(s, r) = X.(sI + D)^{-1}.X^{-1}.Z(0, r). \quad (54)$$

Aplicando-se a transformada inversa de Laplace (\mathfrak{L}) teremos:

$$Z(x, r) = X.\mathfrak{L}^{-1}\{(sI + D)^{-1}\}.X^{-1}.Z(0, r). \quad (55)$$

A matriz $(sI + D)$ é escrita como:

$$(sI + D) = \begin{bmatrix} s + d_1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & s + d_2 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & s + d_N \end{bmatrix}, \quad (56)$$

em que d_n são os autovalores da matriz H (eq. (48)) ou ainda os elementos da matriz diagonal D . Da álgebra matricial, a inversa de uma matriz diagonal é a inversa dos seus elementos, então

$$(sI + D)^{-1} = \begin{bmatrix} \frac{1}{s+d_1} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \frac{1}{s+d_2} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & \frac{1}{s+d_N} \end{bmatrix}. \quad (57)$$

Aplicando-se a transformada inversa de Laplace na matriz (57), usando resultados padrão da teoria da transformada de Laplace, obtemos:

$$\mathcal{L}^{-1}\{(sI + D)^{-1}\} = P(x, r) = \begin{bmatrix} e^{-d_1 x} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & e^{-d_2 x} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & e^{-d_N x} \end{bmatrix}. \quad (58)$$

Finalmente, substituindo-se a matriz (58) na eq. (55), obtém-se a solução do problema (48) que é escrita como:

$$Z(x, r) = X \cdot \begin{bmatrix} e^{-d_1 x} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & e^{-d_2 x} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & e^{-d_N x} \end{bmatrix} \cdot X^{-1} \cdot Z(0, r), \quad (59)$$

ou ainda,

$$Z(x, r) = X \cdot P(x, r) \cdot X^{-1} \cdot Z(0, r) = M(x, r) \xi, \quad (60)$$

onde $M(x, r) = X \cdot P(x, r)$ e $\xi = X^{-1} \cdot Z(0, r)$.

Podemos reescrever a solução dada pela eq. (60) como:

$$\begin{pmatrix} Z_1(x, r) \\ Z_2(x, r) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11}(x, r) & M_{12}(x, r) \\ M_{21}(x, r) & M_{22}(x, r) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi_1 \\ \xi_2 \end{pmatrix}, \quad (61)$$

e para determinar o vetor desconhecido ξ precisamos resolver o seguinte sistema linear resultante da aplicação das condições de contorno na solução (48):

$$\begin{pmatrix} M_{11}(0, r) & M_{12}(0, r) \\ M_{21}(L, r) & M_{22}(L, r) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi_1 \\ \xi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_1(0, r) \\ Z_2(L_*, r) \end{pmatrix}. \quad (62)$$

Uma vez que o vetor é obtido, a solução para a concentração do poluente dada pela eq. (31) está bem determinada. Nenhuma aproximação é feita durante a derivação da solução, e, assim, a eq. (31) é exata exceto pelo erro de truncamento. Cabe lembrar que esta solução é válida para qualquer perfil de u , w , K_x e K_z sejam eles constantes ou funções dependentes da altura ((BUSKE et al., 2007a); (BUSKE et al., 2007b)).

Uma vez que os coeficientes da solução em série da eq. (31) estão determinados, estamos em condições de inverter a solução pela transformada de Laplace. Este procedimento resulta

$$c(x, z, t) = \frac{1}{2\pi i} \sum_{n=0}^N \int_0^h \bar{c}_n(x, r) \Psi_n(z) e^{rt} ds. \quad (63)$$

Cabe salientar que nenhuma aproximação numérica foi feita durante a derivação da solução até aqui, exceto o truncamento do somatório da eq. (31).

Devido à impossibilidade de determinarmos as singularidades do integrando que aparece no lado direito da eq. acima, não poderemos aplicar o Teorema dos Resíduos para avaliar analiticamente a integral. Assim, na seqüência apresentaremos uma solução aproximada da integral acima usando inversão numérica.

3.2.1 Inversão numérica da transformada de Laplace: *Quadratura Gaussiana*

Uma solução aproximada da integral, que aparece na eq. (63), pode ser obtida invertendo numericamente a concentração transformada $\bar{C}(x, z, r)$ pelo método da quadratura de Gauss-Legendre (STROUD; SECREST, 1966). Assim

$$c(x, z, t) = \sum_{k=1}^M \frac{P_k}{t} A_k \bar{c}(x, z, \frac{P_k}{t}), \quad (64)$$

ou ainda

$$c(x, z, t) = \sum_{k=1}^M \frac{P_k}{t} A_k \sum_{n=0}^N \bar{c}_n(x, \frac{P_k}{t}) \Psi_n(z), \quad (65)$$

na qual N é o número de termos do somatório da fórmula da inversa da GILTT, A_k , P_k e M são, respectivamente, os pesos, as raízes e a ordem da quadratura considerada e estão tabulados no livro de Stroud e Secrest (STROUD; SECREST, 1966). Quanto à inversão

numérica de Laplace, é importante mencionar, que esta aproximação é exata se a função transformada é um polinômio de grau $2M - 1$ na variável considerada.

3.3 Dados para a validação do modelo

3.3.1 Experimento Hanford-83

Os experimentos de Hanford, conduzidos no período que compreendeu os meses de maio e junho de 1983, em uma região semiárida do sul de Washington, EUA, cujo terreno era essencialmente plano, com rugosidade de 3 cm. O objetivo dos experimentos foi a avaliação de modelos de difusão-deposição. Para tanto, foram conduzidos 6 experimentos, nos quais foram emitidas e coletadas simultaneamente duas substâncias traço: o hexafluoreto de enxofre (SF_6), um gás não depositante, e o sulfeto de zinco (ZnF), um material particulado depositante. O tempo de emissão foi de 30 minutos para todos os experimentos, exceto para o experimento 5, que foi de 22 minutos. Os coletores foram instalados às distâncias angulares de 8° , 4° , 4° , 2° e 3° , sobre circunferências concêntricas (centro na fonte) cujos raios foram estabelecidos nas distâncias de 100, 200, 800, 1600 e 3200 m. As velocidades de deposição, contudo, foram avaliadas somente nas três últimas distâncias. Os poluente foram liberados de fontes a uma altura de 2 m, distanciadas horizontalmente em menos de 1 m, sob uma taxa média de $0,3gs^{-1}$. Dados meteorológicos foram obtidos de uma torre de 122 m de altura, distanciada em cerca de 100 m a norte da fonte, tomando medidas nas alturas de 2,1, 9,1, 15,2, 30,5, 61, 91 e 122 m e de outra torre de 61 m de altura, localizada a 1600 m da fonte, nos níveis de 1, 2, 4, 8, 16, 32 e 61 m. Mais detalhes dos experimentos podem ser encontrados na tabela 2 e na descrição do mesmo (DORAN; HORST, 1985). Este experimento foi escolhido em razão do fator de deposição.

3.3.2 Experimento de Copenhagen

O experimento de Copenhagen foi conduzido na parte norte da cidade. Foi um experimento realizado em condições convectivas, consistindo na liberação de SF_6 sem empuxo a uma altura de 115 m. O traçador foi coletado por amostradores ao nível do solo em arcos a diferentes distâncias da fonte (de 2 a 6 km), fluxo abaixo (GRYNING, 1981) (GRYNING; LYCK, 1984). A região do experimento era majoritariamente urbana, com comprimento de

Tabela 2: Dados dos experimentos de Hanford (DORAN; HORST, 1985).

<i>Exp.</i>	<i>Dist.</i> <i>m</i>	ZnS/Q sm^{-2}	SF_6/Q sm^{-2}	σ_z <i>m</i>	$u(0,53\sigma_z)$ ms^{-1}	V_d cms^{-1}	u_* ms^{-1}	<i>L</i> <i>m</i>	<i>h</i> <i>m</i>
1	800	0,00224	0,00373	28	7,61	4,21	0,4	166	325
	1600	0,000982	0,00214	43,4	8,53	4,05	0,4	166	325
	3200	0,000586	0,0013	65	9,43	3,65	0,4	166	325
2	800	0,000747	0,00129	19	3,23	1,93	0,26	44	135
	1600	0,00325	0,00908	24,3	3,59	1,8	0,26	44	135
	3200	0,00231	0,00722	28,7	3,83	1,74	0,26	44	135
3	800	0,00306	0,00591	28,4	4,74	3,14	0,27	77	182
	1600	0,00132	0,00331	4,6	5,4	3,02	0,27	77	182
	3200	0,000662	0,00179	70,5	6,32	2,84	0,27	77	182
4	800	0,000804	0,00201	13	3	1,75	0,2	34	104
	1600	0,000426	0,00131	17,8	3,39	1,62	0,2	34	104
	3200	0,00314	0,00915	23,1	3,75	1,31	0,2	34	104
5	800	0,000525	0,00105	24,6	3,07	1,56	0,26	59	157
	1600	0,00338	0,00861	28,5	3,24	1,47	0,26	59	157
	3200	0,00292	0,00664	34,6	3,46	1,14	0,26	59	157
6	800	0,000723	0,00134	18,6	3,17	1,17	0,3	71	185
	1600	0,00252	0,00615	34,1	3,8	1,15	0,3	71	185
	3200	0,00125	0,00311	58,7	4,37	1,1	0,3	71	185

rugosidade de 0,6 m. A tabela 3 contém dados micrometeorológicos dos experimentos.

Tabela 3: Parâmetros meteorológicos do experimento de Copenhagen (GRYNING et al., 1987).

Expt	\bar{u} (115 m) (ms^{-1})	\bar{u} (10 m) (ms^{-1})	u_* (ms^{-1})	L (m)	w_* (ms^{-1})	h (m)
1	3,4	2,1	0,36	-37	1,8	1980
2	10,6	4,9	0,73	-292	1,8	1920
3	5,0	2,4	0,38	-71	1,3	1120
4	4,6	2,5	0,38	-133	0,7	390
5	6,7	3,1	0,45	-444	0,7	820
6	13,2	7,2	1,05	-432	2,0	1300
7	7,6	4,1	0,64	-104	2,2	1850
8	9,4	4,2	0,69	-56	2,2	810
9	10,5	5,1	0,75	-289	1,9	2090

3.4 Pré-processamento e Parametrizações

Os modelos difusivo-advectivos, por representarem processos turbulentos na CLP, são extremamente dependentes das parametrizações de turbulência e de perfil vento escolhidas. Isso ocorre pelo fato de que esses fechamentos são postulados em função de alguma condição atmosférica predominante (*e.g.* estabilidade), ou de alguma região específica da camada limite atmosférica (como a camada superficial). O papel fundamental do fechamento turbulento é o de representar de forma apropriada o fenômeno de difusão turbulenta.

O modelo proposto é constituído de um módulo principal para o cálculo da dispersão dos poluentes e de duas etapas de pré-processamento, sendo a primeira delas relativa a parâmetros micrometeorológicos (número de Richardson, comprimento de Monin-Obukhov e gradientes adimensionais), e a segunda visa prover o modelo de parâmetros de deposição seca, a partir da saída do pré-processador de variáveis micrometeorológicas (altura da CLP, comprimento de Monin-Obukhov, escala de temperatura e velocidades de fricção e convecção), além de informações inseridas pelo usuário sobre o período sazonal (seco ou chuvoso) do CLA e sobre o poluente (se gasoso ou particulado). Caso o poluente seja particulado, o usuário também deve informar a densidade e o diâmetro aproximado

do mesmo. A ideia geral consiste em fornecer ao modelo dados meteorológicos facilmente obtidos em radiossondagens (como perfis verticais de temperatura e velocidade do vento) e dados da fonte (do veículo espacial, no caso - taxa de emissão, duração da emissão, poluentes envolvidos) e a partir daí derivar as relações necessárias para executar o modelo. Esta seção apresenta as parametrizações escolhidas para os três módulos do modelo.

3.4.1 Parâmetros micrometeorológicos

Com o propósito de prover dados micrometeorológicos para os cálculos de deposição e dispersão dos poluentes a partir de dados simples de altura da CLP, velocidade do vento e temperatura coletados em radiossondagem, o pré-processamento de variáveis micrometeorológicas obtém os seguintes parâmetros micrometeorológicos das respectivas relações (ARYA, 2001):

O número de Richardson é calculado como:

$$R_i = \frac{g}{T} \frac{\frac{\Delta T}{\Delta Z}}{\left(\frac{\Delta U}{\Delta Z}\right)^2} \quad (66)$$

na qual g é a aceleração da gravidade ($9,81ms^{-2}$), T é a temperatura potencial e os gradientes são calculados como diferenças finitas (aproximação linear).

O parâmetro de estabilidade ζ foi calculado como:

$$\zeta \equiv \frac{z}{L} = \begin{cases} R_i & \text{se } R_i < 0 \\ \frac{R_i}{1-5R_i} & \text{se } 0 \leq R_i \leq 0,2 \end{cases} \quad (67)$$

O comprimento de Monin-Obukhov por sua vez foi calculado como

$$L = \begin{cases} \frac{\bar{z}}{R_i} & \text{se } R_i < 0 \\ \frac{\bar{z}(1-5R_i)}{R_i} & \text{se } R_i \geq 0 \end{cases} \quad (68)$$

em que \bar{z} é a média geométrica das alturas cujos dados de vento e temperatura foram extraídos ($\bar{z} = \sqrt{z_1 z_2}$). As funções de similaridade (gradientes adimensionais de calor e momento) são computados pelas relações:

$$\Phi_m = \Phi_h = \left(1 + 4,7 \frac{z}{L}\right) \quad (69)$$

para condições estáveis ($z/L \geq 0$), e para condições instáveis ($z/L < 0$) como

$$\Phi_m^2 = \Phi_h = \left(1 - 15 \frac{z}{L}\right)^{-1/2} \quad (70)$$

Por último, as escalas de velocidade de fricção, velocidade convectiva e temperatura foram calculadas, respectivamente, como

$$u_* = \frac{kz}{\Phi_m} \frac{\Delta u}{\Delta z} \quad (71)$$

$$w_* = \left(\frac{-gu_*\theta_*h}{T}\right)^{1/3} \quad (72)$$

$$\theta_* = \frac{kz}{\Phi_h} \frac{\Delta T}{\Delta z} \quad (73)$$

3.4.2 Parâmetros de deposição seca

A deposição seca é um importante mecanismo de remoção da poluição atmosférica, sobretudo no que se refere a poluentes particulados, como poeira e aerossóis. Os mecanismos físicos envolvidos no processo de deposição seca são altamente complexos e estão relacionados com a natureza do material (poluente), com as características atmosféricas locais instantâneas e com o próprio terreno ou superfície em questão (SEINFELD; PANDIS, 2006). Ainda, de acordo com Seinfeld e Pandis (2006), a compreensão desse fenômeno pode ser facilitada quando é avaliado de forma análoga à da resistência elétrica. Neste caso, contudo, a comparação reside no fato de que a velocidade de deposição é inversamente proporcional à resistência total exercida pelo sistema superfície-atmosfera, que por sua vez é composta de três partes: resistência aerodinâmica (r_a), resistência da camada quase-laminar (r_b) e a resistência da superfície em si (r_c). Matematicamente: $V_d^{-1} = r_t = (r_a + r_b + r_c) + V_g$ (onde V_g representa a velocidade de sedimentação de particulados, sendo nulo para gases). Esta subseção exhibe a metodologia para avaliar a deposição feita proposta para este trabalho.

3.4.2.1 Resistência Aerodinâmica

A formulação desta resistência não leva em consideração o estado físico do poluente (gasoso ou particulado). A metodologia adotada foi a proposta por Zhang e outros (ZHANG et al., 2001), e é dada por

$$R_a = \frac{\ln(Z_{ref}/Z_0) - \Psi_h}{ku_*} \quad (74)$$

na qual Z_0 é a rugosidade, Z_{ref} é a altura de referência onde o parâmetro está sendo avaliado, k é a constante de Von Karman e Ψ_h é a função de estabilidade segundo

$$\Psi_h = \begin{cases} -5Z_{ref}/L & \text{se } \zeta \geq 0 \\ \exp [0,598 + 0,390\ln(-Z_{ref}/L) - 0,09(\ln(-Z_{ref}/L))^2] & \text{se } \zeta < 0 \end{cases} \quad (75)$$

3.4.2.2 Resistência quase-laminar

É relativa à uma suposta fina camada sobrejacente à superfície. Essa resistência está relacionada com propriedades moleculares da substância e propriedades da superfície. Para esta resistência há diferentes formulações para as hipóteses de poluente gasoso ou particulado, conforme será abordado a seguir.

Para o caso de poluente gasoso, esta resistência depende essencialmente da difusividade molecular do gás, na figura do número de Schmidt ($Sc = \nu/D$, em que $\nu = 1,5 \times 10^{-5} m^2 s^{-1}$ e D é a difusividade molecular da espécie) e da rugosidade do terreno, conforme a equação

$$r_b = \frac{5Sc^{2/3}}{u_*} \quad (76)$$

Os valores de D adotados foram: $1,38 \times 10^{-5}$ para o CO_2 e $1,81 \times 10^{-5}$ para o CO (em $m^2 s^{-1}$) (MASSMAN, 1998), e para demais gases (HCl) assumiu-se que $Sc = 1$ (ADMS-CERC, 2012).

Para partículas, foi adotado o modelo de Zhang et al.(2001), formulado como

$$r_b = \frac{1}{\epsilon_0 u_* (E_B + E_{IM} + E_{IN}) R_1} \quad (77)$$

no qual ϵ_0 é uma constante igual a 3, E_B , E_{IM} e E_{IN} são as eficiências de coleta por mecanismos de difusão Browniana, impacto e interceptação, respectivamente, que serão

discutidos a seguir, e R_1 é um fator de correção para o caso de partículas que são devolvidas à atmosfera (para fins práticos foi atribuído o valor 1, que significa que todas as partículas aderem à superfície).

Os fatores de eficiência de coleta são

$$E_B = Sc^{-\gamma} \quad (78)$$

em que γ é uma constante entre 1/2 e 2/3, aqui assumida como 0,56 em função do uso do solo em Alcântara, considerado como vegetação arbórea sempre verde (ZHANG et al., 2001), e $Sc = \nu/D$, sendo D para este caso a difusividade Browniana, dada por

$$D = \frac{k_b T C_c}{3\pi\mu D_p} \quad (79)$$

onde $k_b = 1,38 \times 10^{-23} JK^{-1}$ é a constante de Boltzmann, $\mu = 1,8 \times 10^{-5} kgm^{-1}s^{-1}$ é o coeficiente de viscosidade dinâmica do ar, T é a temperatura do ar (K), D_p é o diâmetro da partícula e C_c é o fator de correção de Cunningham, que é função do caminho livre médio das moléculas do ar ($\lambda_a = 6,7 \times 10^{-8} m$) e do diâmetro das partículas:

$$C_c = 1 + \frac{2\lambda_a}{D_p} (1,257 + 0,4e^{-0,55D_p/\lambda_a}) \quad (80)$$

O coeficiente de coleta por impacto é computado por

$$E_{IM} = \frac{St^2}{1 + St^2} \quad (81)$$

onde $St = V_g u_* / gA$ é o número de Stokes para superfícies vegetadas em função da velocidade de sedimentação (V_g) discutida a seguir, da aceleração da gravidade g ($9,81ms^{-2}$) e de um raio característico A , tabulado em função do uso do solo e da categoria sazonal (ZHANG et al., 2001). Para o CLA esse coeficiente foi estimado em $2mm$.

O processo de deposição seca de particulados na atmosfera envolve a ação da gravidade (*gravitational settling*), que, por sua vez, depende do tipo e tamanho das partículas

(ERMAK, 1977). Para partículas pequenas, a lei de Stoke se aplica e a deposição gravitacional é dada pela expressão

$$V_g = \frac{\rho g D_p^2 C_c}{18\mu} \quad (82)$$

onde ρ é a densidade da partícula, g é a aceleração da gravidade, μ é o coeficiente de viscosidade dinâmica do ar e C_c é o fator de correção de Cunningham supracitado.

Por sua vez, a eficiência de coleta por interceptação é calculada através de

$$E_{IN} = \frac{1}{2} \left(\frac{D_p}{A} \right)^2 \quad (83)$$

3.4.2.3 Resistência superficial

Esta resistência é a de mais complexa formulação, e possui significância altamente variável com relação à natureza do poluente em questão, podendo ser desprezível em certos casos ou dominando o processo de deposição em outros. O tipo de superfície também apresenta uma participação fundamental na relevância de r_c (uma discussão mais aprofundada pode ser consultada em Seinfeld e Pandis (2006)).

A abordagem empregada neste trabalho para representar esse mecanismo foi bastante simplificada. Para gases pouco reativos com superfícies (como o CO_2), assumiu-se que $r_c = 1000sm^{-1}$, e para gases reativos, como o HCl , assumiu-se $r_c = 30sm^{-1}$. Para materiais particulados, computou-se $r_c = r_a \cdot r_b \cdot V_g$.

3.4.3 Parametrizações da turbulência

A literatura apresenta diversas formulações para os coeficientes de difusão vertical. Os coeficientes escolhidos para este trabalho foram as fórmulas de Degrazia:

Para condições estáveis ($L \geq 0$) na CLP (DEGRAZIA et al., 2002), dado por

$$K_z = \frac{0,3(1 - z/h)u_*z}{1 + 3,7(z/\Lambda)} \quad (84)$$

em que h é a altura do topo da CLA e $\Lambda = L(1 - z/h)^{5/4}$; e para condições instáveis ($L < 0$)

(DEGRAZIA et al., 1997)

$$K_z = 0,22(w_*h) \left(\frac{z}{h}\right)^{1/3} \left(1 - \frac{z}{h}\right)^{1/3} [1 - e^{-4z/h} - 0,0003e^{8z/h}] \quad (85)$$

onde w_* é a escala de velocidade convectiva.

Para o caso de ventos fracos, é recomendável o uso de coeficientes de difusão longitudinais (eixo x). Sob tais circunstâncias, a literatura contém algumas formulações para condições de estabilidade e instabilidade na CLP, dentre as quais destacamos:

- Condições instáveis (DEGRAZIA; MOREIRA; VILHENA, 2001), (DEGRAZIA et al., 2002):

$$K_\alpha = \frac{0,583w_*hc_i\psi^{2/3}(z/h)^{4/3}X^*[0,55(z/h)^{2/3} + 1,03c_i^{1/2}\psi^{1/3}(f_m^*)_i^{2/3}X^*]}{[0,55(z/h)^{2/3}(f_m^*)_i^{1/3} + 2,06c_i^{1/2}\psi^{1/3}(f_m^*)_iX^*]^2} \quad (86)$$

em que $X^* = xw_*/\bar{u}h$ é a distância adimensional, n' é a freqüência adimensional, $c_{v,w} = 0,36$, $c_u = 0,3$, $(f_m^*)_i$ é a freqüência normalizada do pico espectral independente da estratificação na qual:

$$(f_m^*)_w = \frac{z}{(\lambda_m)_w} = 0,55 \left(\frac{z}{h}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{4z}{h}\right) - 0,0003\exp\left(\frac{8z}{h}\right)\right]^{-1} \quad (87)$$

para a componente vertical, em que $(\lambda_m)_w = 1,8h [1 - \exp(-\frac{4z}{h}) - 0,0003\exp(\frac{8z}{h})]$ é o valor do pico espectral do comprimento de onda vertical. A componente longitudinal obtida de (OLESEN; LARSEN; HOJSTRUP, 1984) é $(f_m^*)_u = 0,67$. A função dissipação usada aqui é o valor médio $\psi = 0,4$ (CAUGHEY, 1982).

- Condições estáveis (DEGRAZIA; MORAES, 1992), (DEGRAZIA; VILHENA; MORAES, 1996):

$$K_\alpha = \frac{2\sqrt{\pi}0,64u_*ha_i^2(1 - z/h)^{\alpha_1}(z/h)X^*[2\sqrt{\pi}0,64a_i^2(z/h) + 8a_i(f_m^*)_i(1 - z/h)^{\alpha_1/2}X^*]}{[2\sqrt{\pi}0,64(z/h) + 16a_i(f_m^*)_i(1 - z/h)^{\alpha_1/2}X^*]^2} \quad (88)$$

em que $X^* = xu_*/\bar{u}h$ é a distância adimensional, α_1 é uma constante que depende

da evolução da CLE, $(f_m)_i = (f_m)_{n,i} (1 + 3,7 \frac{z}{\Lambda})$ é a freqüência do pico espectral (i indica as componentes da velocidade turbulenta u, v e w), $(f_m)_{n,i}$ é a freqüência do pico espectral na estratificação neutra ($(f_m)_{n,w} = 0,33$; $(f_m)_{n,v} = 0,22$; $(f_m)_{n,u} = 0,045$; (SORBJAN, 1989)), z é a altura acima do solo, $\Lambda = L(1 - z/h)^{(1,5\alpha_1 - \alpha_2)}$ ($\alpha_1 = 1,5$; $\alpha_2 = 1$; (NIEUWSTADT, 1984)) é o comprimento de Monin-Obukhov local e finalmente, $a_i = (2,7c_i)^{1/2}/(f_m)_{n,i}^{1/3}$, onde $c_{v,w} = 0,4$ e $c_u = 0,3$.

3.4.4 Coeficiente de dispersão lateral

A solução analítica do modelo é constituída por concentrações integradas lateralmente (eixo y). Com o propósito de gerar campos horizontais de concentração, foi empregada a equação 20, na qual o parâmetro de dispersão lateral é computado pela relação

$$\sigma_y = \sigma_v x S_y / u \quad (89)$$

na qual x é a distância da fonte, u é a velocidade média do vento, e

$$\sigma_v = \begin{cases} 1,92u_* & \text{se } \zeta \geq 0 \\ u_*(12 - 0,5h/L)^{1/3} & \text{se } \zeta < 0 \end{cases} \quad (90)$$

é a flutuação do vento horizontal e

$$S_y(x) = (1 + 0,0308x^{0,4548})^{-1} \quad (91)$$

3.4.5 Perfil de vento

A eq. para o perfil vertical do vento médio empregado neste modelo segue a lei de potência, dada por (PANOFSKY; DUTTON, 1984)

$$\frac{\bar{u}}{\bar{u}_1} = \left(\frac{z}{z_1} \right)^\alpha \quad (92)$$

na qual \bar{u} e \bar{u}_1 são as velocidades do vento nas alturas z e z_1 (altura de referência) e α é um expoente que depende da intensidade turbulenta e da estabilidade atmosférica. Para o CLA, o valor estabelecido de α foi de 0,2.

3.4.6 Ascensão da nuvem

Conforme foi apresentado anteriormente, uma das feições mais significativas de um episódio de lançamento de foguetes é a ascensão da *ground-cloud*. Há algumas formulações encontradas na literatura, geralmente relacionadas com algum documento da agência espacial norte-americana, como as apresentadas por Bjorklund et al. (1982) e Nyman (2009), e também algumas teses de pós-graduação do Instituto de Tecnologia das forças aéreas americanas, como Brands (1997). A título de exemplo, existe a seguinte formulação (BRIGGS, 1975):

$$\Delta h = \left(\frac{2F_i X'^2}{\gamma^3 U^2} \right) \quad (93)$$

na qual

$$F_i = \frac{3gH_c W_d}{4\pi\rho_a c_p T_a} \quad (94)$$

é o termo de empuxo por uma fonte instantânea (da ordem de 15 s), U é o vento médio da altura de liberação, γ é o coeficiente de entranhamento e a função X' é dada por

$$X' = \begin{cases} x & \text{se } x \leq x_{max} \\ x_{max} & \text{se } x > x_{max} \end{cases}$$

e a distância da fonte em que a nuvem alcança a altura máxima é

$$x_{max} = \begin{cases} 12F_i^{1/2} U^{1/3} & \text{se } F_i \leq 300U^{2/3} \\ 50F_i^{1/4} & \text{se } F_i > 300U^{2/3} \end{cases}$$

H_c é a quantidade de calor efetivo do combustível ($cal.g^{-1}$), W_d é a quantidade de material liberada (g), ρ_a , T_a e c_p são, respectivamente, a densidade (gm^{-3}), a temperatura (K) e o calor específico ($0,24calg^{-1}K^{-1}$) do ar.

3.5 Índices estatísticos

A forma de avaliação e validação de modelos mais recomendada é feita através do uso de índices estatísticos, que expressam e quantificam algumas características desejáveis do modelo. Este trabalho utiliza as recomendações de Hanna [(HANNA, 1989); (HANNA; BRIGGS; HOSKER JR., 1982)], bem como o seu programa proposto em 1989. As notações empregadas são: o e p para observado e predito, respectivamente, C para concentração de poluente, σ para desvio padrão da concentração e a barra superior é a média.

Os índices utilizados são definidos pelas relações:

- Erro médio quadrático normalizado (Normalized Mean Square Error): $NMSE = \frac{\overline{(C_o - C_p)^2}}{\overline{C_o} \overline{C_p}}$
É uma medida dos desvios entre as concentrações preditas e observadas. É uma medida adimensional, cujo valor ideal é zero.
- Coeficiente de correlação: $COR = \frac{\overline{(C_o - \overline{C_o})(C_p - \overline{C_p})}}{\sigma_o \sigma_p}$
Descreve o quanto as variações dos valores observados são representadas pelo modelo. O valor ótimo é 1.
- Fator de dois (FA2):
Fração de dados (% , normalizado a 1) que estão entre $0,5 \leq \frac{C_p}{C_o} \leq 2$. O valor ótimo para este índice é 1.
- Fração de inclinação (*Fractional bias*): $FB = \frac{\overline{C_o} - \overline{C_p}}{0,5(\overline{C_o} + \overline{C_p})}$
Indica se o modelo tem tendência para superestimar ou subestimar os valores, com relação às observações. O valor ideal é zero.
- Desvio fracional padrão (*Fractional shift*): $FS = \frac{\sigma_o - \sigma_p}{0,5(\sigma_o + \sigma_p)}$
Compara os desvios-padrão observado e simulado. Para este índice, o valor ideal é zero.

4 RESULTADOS

Neste capítulo são apresentados e discutidos os resultados obtidos. Conforme a metodologia previamente apresentada, o modelo foi testado e avaliado em uma série de simulações, com a finalidade de verificar sua acurácia e também testar sua sensibilidade com relação a diferentes parâmetros.

As simulações foram realizadas em um microcomputador de processador Intel Core Duo processor (1,66 GHz) e memória RAM de 3 Gb. O modelo foi programado em linguagem Fortran 90, e as simulações levaram de poucos segundos para os casos dos experimentos de validação, e na ordem de 5 - 10 minutos para os testes de sensibilidade.

4.1 Experimento Hanford-83

Para as simulações, o modelo foi ajustado para um tempo de liberação coincidente ao tempo de análise ($t_r = t$), o qual foi estabelecido em $2400s$, longo o suficiente para ser considerado estacionário. Para a inversão da solução no tempo (eq. 65), foram escolhidos 4 pontos para a quadratura Gaussiana. Os parâmetros micrometeorológicos foram inseridos das observações experimentais.

Pelo fato de o ZnS ser um aerosol polidisperso, a distribuição de seus tamanhos não é satisfatoriamente obtida. Esse fator, aliado a outras incertezas, não permitem que a sua velocidade de deposição gravitacional seja descrita de forma apropriada. Contudo, seguindo a metodologia do experimento de Hanford (DORAN; HORST, 1985), foram admitidas as velocidades de $0; 0,5$ e 1cms^{-1} , além de velocidades intermediárias calculadas ($0,34; 0,5$ e $0,93\text{cms}^{-1}$), em função de diâmetros observados no experimento ($4,8; 6$ e $8\mu\text{m}$, respectivamente (DORAN; HORST, 1985)).

Tabela 4: Índices estatísticos para as diferentes simulações.

$V_g(m.s^{-1})$	NMSE	COR	FA2	FB	FS
0,0100	0,07	0,799	1	-0,207	-0,408
0,0093	0,07	0,801	1	-0,221	-0,411
0,0050	0,12	0,810	1	-0,303	-0,424
0,0034	0,14	0,813	1	-0,333	-0,427
0,0000	0,18	0,820	1	-0,396	-0,431
(TIRABASSI et al., 2008)	0,02	0,770	1	0,010	0,430
SF_6	0,16	0,787	0,833	-0,003	0,121

A tabela 4 apresenta os valores dos índices estatísticos para as diferentes simulações. Nas cinco primeiras linhas estão os valores relativos aos cinco diferentes valores de V_g . Na sexta linha, são mostrados os resultados de outro estudo com a GILTT (TIRABASSI et al., 2008), que empregou a equação de advecção-difusão bidimensional estacionária, com as mesmas condições de contorno. Por fim, os índices referem-se a uma simulação realizada somente para a substância não-depositante (para o qual $V_g = 0$, e a condição de fonte no solo é reflectiva, $V_d = 0$). De acordo com os dados da tabela, todos os valores adotados mostraram-se hábeis em representar as concentrações.

A figura 5 mostra o diagrama de dispersão para as simulações *versus* observação, para três valores de deposição gravitacional. Mais uma vez, é perceptível o bom resultado do modelo, embora a tendência seja a superestimação das concentrações (o que também é reforçado e quantificado na tabela 4, em que os valores negativos do índice FB demonstram isso).

Uma simulação desconsiderando o efeito de deposição gravitacional foi feita com o propósito de verificar o desempenho do modelo no cálculo da dispersão do poluente gasoso não-depositante (SF_6). O diagrama de espalhamento de tal simulação está na figura 6, a qual mostra um desempenho mais homogêneo do modelo com respeito a algum erro de viés (super ou subestimação), e o índice FB para esta simulação teve um valor bastante inferior em módulo com relação às demais.

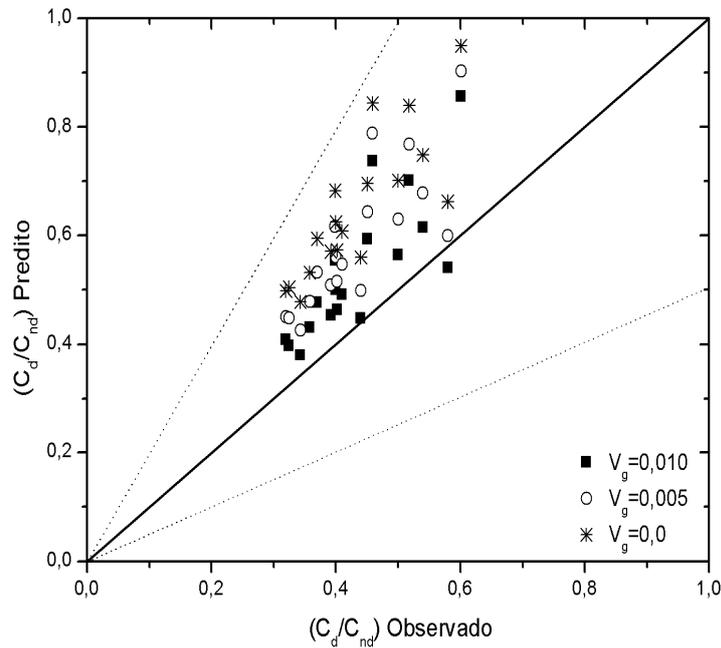


Figura 5: Diagrama de espalhamento dos dados preditos pelo modelo para as diferentes velocidades de deposição gravitacional em comparação com dados observacionais do experimento de Hanford.

4.2 Experimento Copenhagen

Os resultados das simulações do caso de Copenhagen foram igualmente satisfatórios. Para tal caso, em função de satisfazer a condição de contorno das equações 22, foi estabelecido um valor de $V_d = 0,001ms^{-1}$ o que é razoável em comparação com gases semelhantes (SEINFELD; PANDIS, 2006, p.904). A tabela 5 mostra os índices estatísticos. Apesar de haver uma leve superestimação das concentrações preditas, os valores estatísticos e o diagrama de espalhamento desta simulação (figura 7), corroboram a ideia de que os experimentos foram bem representados. Os valores obtidos por Moreira et al. (2009) utilizando a equação de advecção - difusão bidimensional transiente com termo advectivo vertical e por Buske (2008) com a mesma equação, porém transiente, também estão referenciados para comparação. Também estão inclusos os resultados obtidos pelo modelo brasileiro MSDEF (MOREIRA et al., 2011).

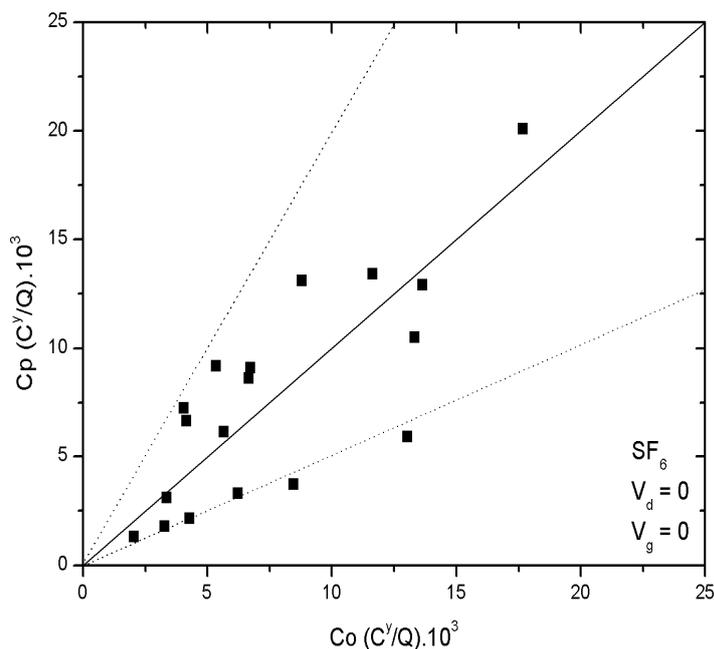


Figura 6: Diagrama de espalhamento dos dados preditos pelo modelo para o SF_6 em comparação com dados observacionais do experimento de Hanford.

4.3 Aplicação e testes de sensibilidade

Simulações adicionais foram feitas com o objetivo de exemplificar e verificar a sensibilidade de alguns parâmetros. Esses testes foram feitos relativos aos dados de uma radiossondagem realizada no CLA durante o Experimento Chuva (dados disponíveis em <http://chuvaproject.cptec.inpe.br>, no dia 05/03/2010 no horário das 18 UTC, para o poluente Al_2O_3 . A altura da CLP foi estimada em 630 m (base de inversão térmica), com vento em superfície de $1,8ms^{-1}$. Os testes foram conduzidos levando-se em consideração

Tabela 5: Índices estatísticos para a simulação do experimento de Copenhagen.

	NMSE	COR	FA2	FB	FS
GILTTR	0,08	0,856	1	-0,013	0,013
GILTT - (MOREIRA et al., 2009)	0,09	0,850	1	0,110	0,130
GILTT - (BUSKE, 2008)	0,06	0,920	1	-0,140	-0,020
MSDEF - (MOREIRA et al., 2011)	0,15	0,810	0,95	0,18	0,38

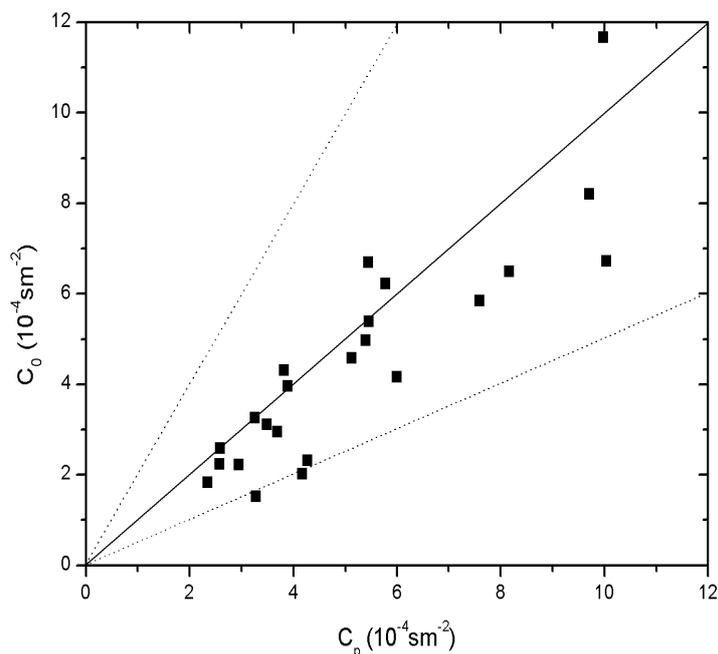


Figura 7: Diagrama de espalhamento dos dados preditos pelo modelo em comparação com dados observacionais do experimento de Copenhagen.

uma fonte pontual de 150 m de altura, a uma taxa de emissão de $5,2 \times 10^5 \text{gs}^{-1}$ (MOREIRA; TRINDADE, 2010), dos quais 28,2% correspondem ao óxido de alumínio (cuja densidade é de 3.950gm^{-3}). O diâmetro do particulado foi assumido em $2,5 \mu\text{m}$, o que gerou em uma velocidade de deposição gravitacional de $7,98 \times 10^{-2} \text{cms}^{-1}$ e uma velocidade de deposição de $1,73 \times 10^{-1} \text{cms}^{-1}$, levadas em consideração também as condições micrometeorológicas. As concentrações foram calculadas para a altura de 1,5 m do nível do solo e para um tempo de liberação de 15 s, salvo quando especificado. Os gráficos de curvas são relativos ao eixo de máxima concentração ($y = 0$).

Foram conduzidos testes de sensibilidade com relação ao parâmetro de tempo de liberação de poluente (t_r). Os resultados desses testes estão graficamente representados na figura 8, indicando o fato já esperado de um tempo de liberação maior produzir maiores concentrações, e para tempos de liberação longos, as concentrações tendem ao estado estacionário. Não há na literatura muitos exemplos de modelos analíticos projetados para tempos de liberação de poluentes curtos, ou seja, para um única nuvem que contenha elevada concentração de poluição. O resultado obtido com o modelo GILTTR foi

comparado qualitativamente com outro trabalho anterior que avaliou um modelo Gaussiano para emissões de curta duração (BIANCONI; TAMPONI, 1993) que, embora com condições atmosféricas e de fonte diferentes, chegou a conclusões semelhantes, embora seus resultados apresentem características mais discretizadas nas concentrações representadas graficamente.

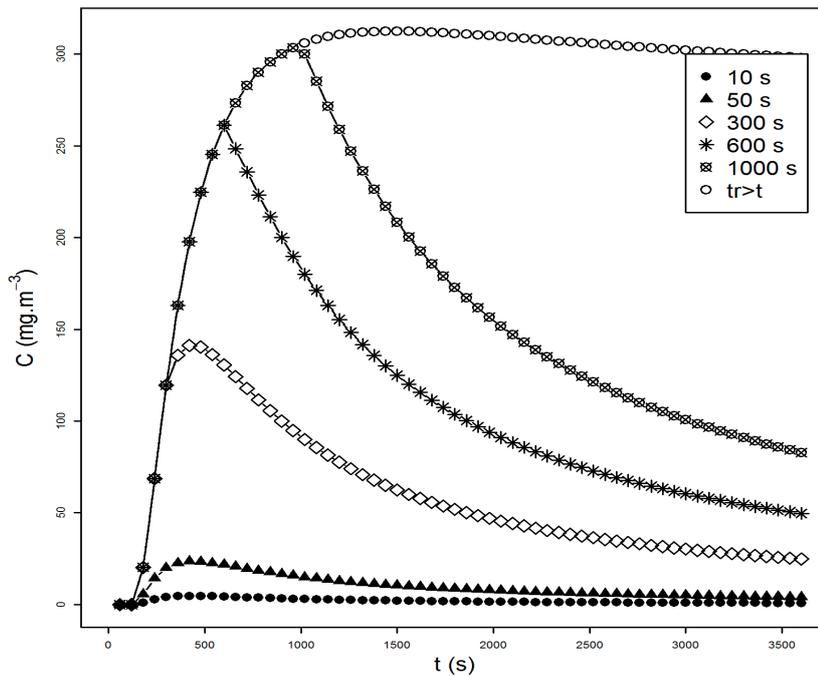


Figura 8: Evolução das concentrações no tempo, para vários tempos de liberação, a distância fixa de 1000 m da fonte e sob o eixo de máxima concentração.

A figura 9 mostra uma sequência de linhas de concentração *versus* distância, indicando o deslocamento da nuvem, a atenuação dos picos de concentração conforme a evolução do tempo, além de demonstrar o efeito da dispersão horizontal da poluição.

As isolinhas de concentração são mostradas na figura 10. Essa imagem também ilustra o deslocamento da nuvem e a distribuição do poluente na horizontal pelos processos advectivo-difusivos. A figura 11 corrobora essa percepção.

Para avaliar a sensibilidade da altura da fonte nas concentrações do poluente, foram realizadas simulações com diferentes valores para H_s , conforme mostra a figura 12. É notável, nesse caso, que os picos de concentração mantêm-se todos em torno dos 500 s, podendo ser indício de que a altura da fonte não representa por si mesma um fator que facilite ou

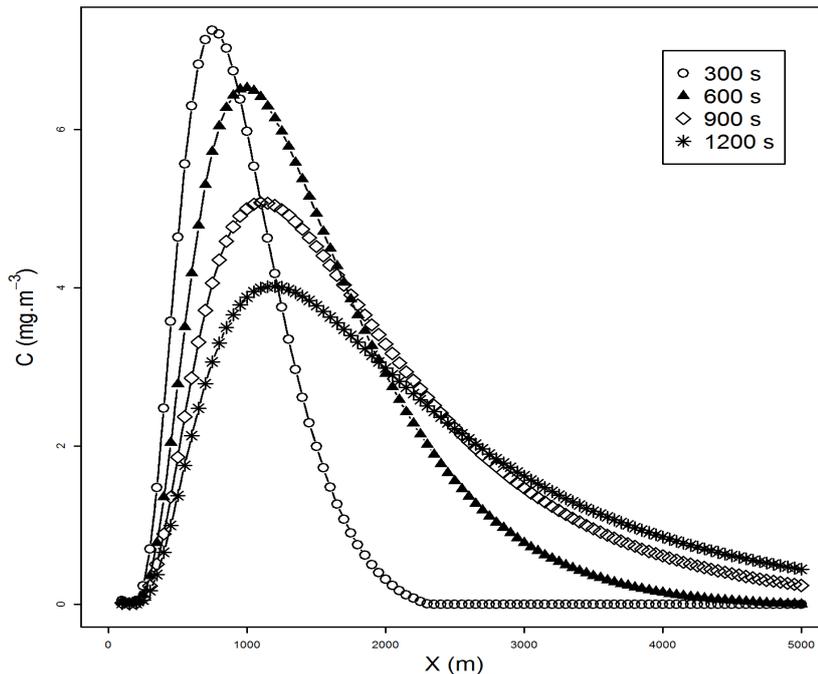


Figura 9: Concentração *versus* distância da fonte, para vários tempos após o início da liberação do poluente.

dificulte a dispersão, mas sim um fator de proporcionalidade para as concentrações. Os dados relativos a esse gráfico foram processados e apresentaram uma razão de aproximadamente 50% de diminuição das concentrações para cada aumento de 50 m na altura da fonte, em todo o intervalo considerado. Um possível questionamento desses resultados seria relativo ao tempo em que a concentração chegaria ao valor máximo: quanto mais alta a fonte, maior o tempo necessário para esse pico. Essa linha de raciocínio é válida para emissões contínuas. Testes realizados com os mesmos cenários utilizados na figura 12 para emissões estacionárias (não mostrados) reforçam essa ideia. Contudo, por se tratar de uma nuvem, ao invés de uma pluma, o campo de concentração é altamente variável no tempo. A interpretação preliminar (hipótese) que se faz é que a nuvem é transportada pelo vento horizontal ao mesmo tempo em que os turbilhões responsabilizam-se pela difusão turbulenta (sobretudo vertical) e, sendo assim, a posição dos picos responde à advecção, enquanto que as respectivas magnitudes são função da altura da fonte e da difusão turbulenta.

Para o caso simulado, não foi constatada uma violação do valor teto mostrado na tabela

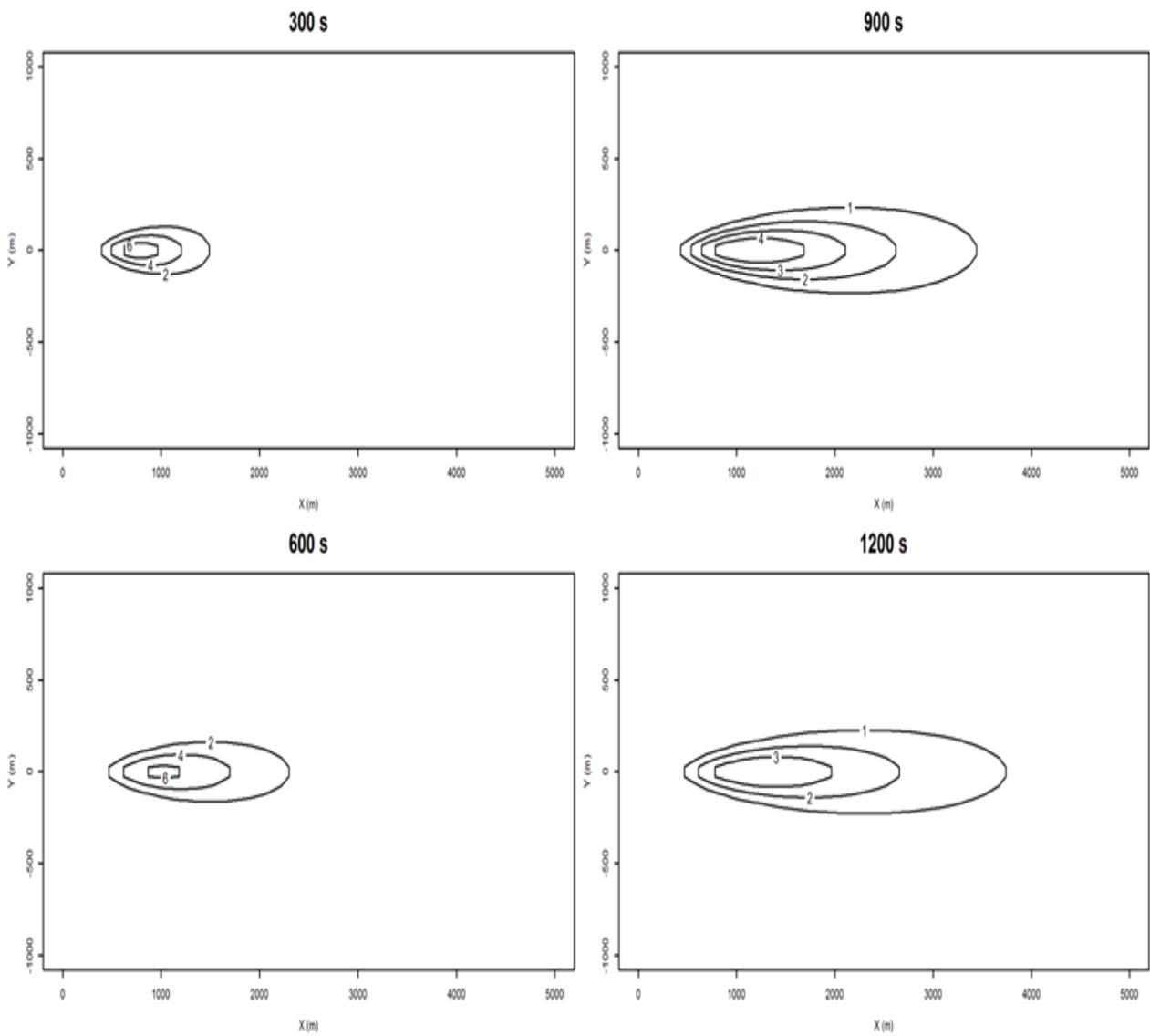


Figura 10: Isolinas de concentração ($mg.m^{-3}$) para os tempos de 5, 10, 15 e 20 minutos após o início da liberação, ao nível de 1,5 m acima da superfície.

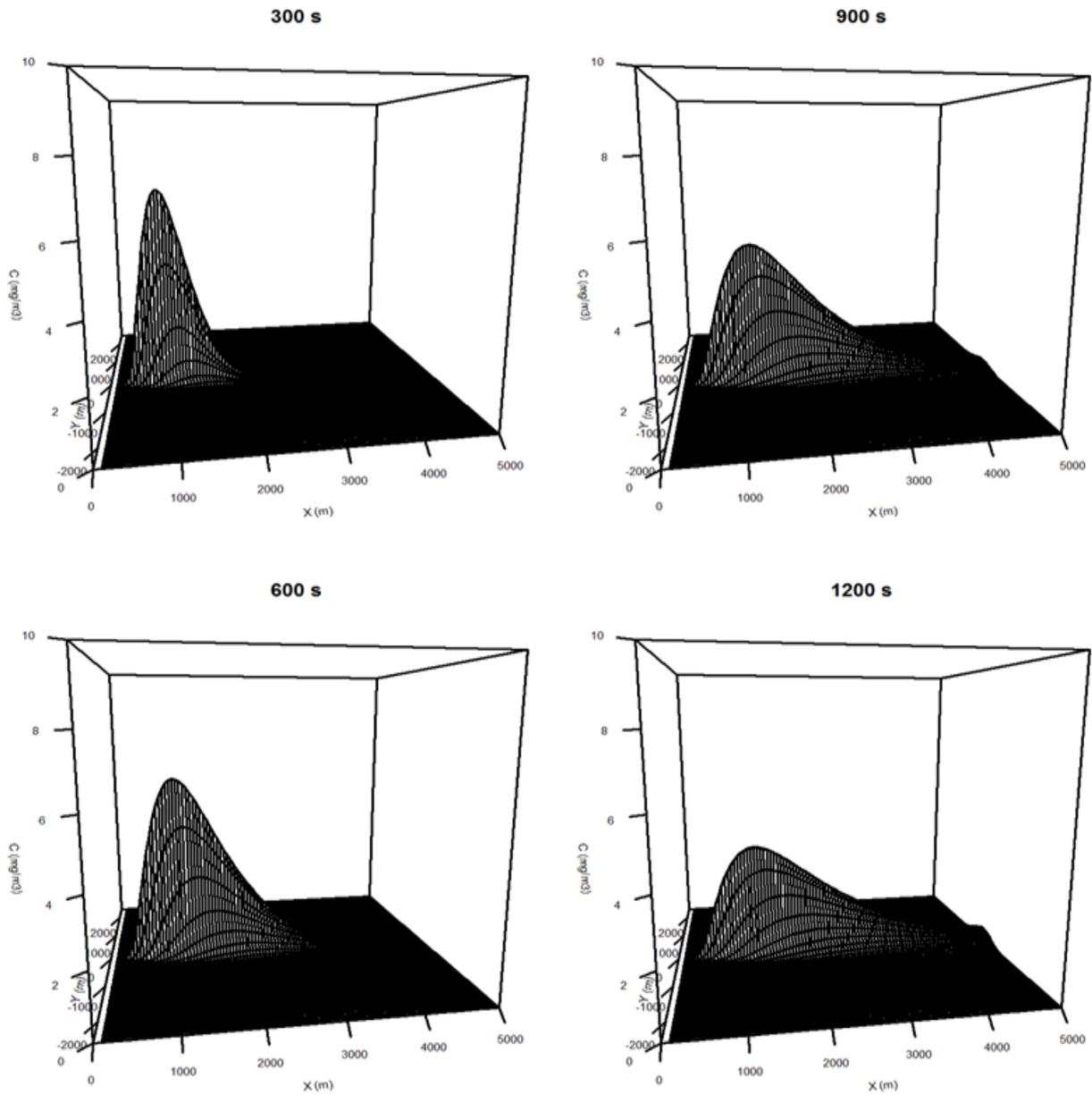


Figura 11: Perspectivas dos campos das concentrações dos poluentes ($mg.m^{-3}$), nas mesmas condições da figura 10, para 5, 10, 15 e 20 minutos.

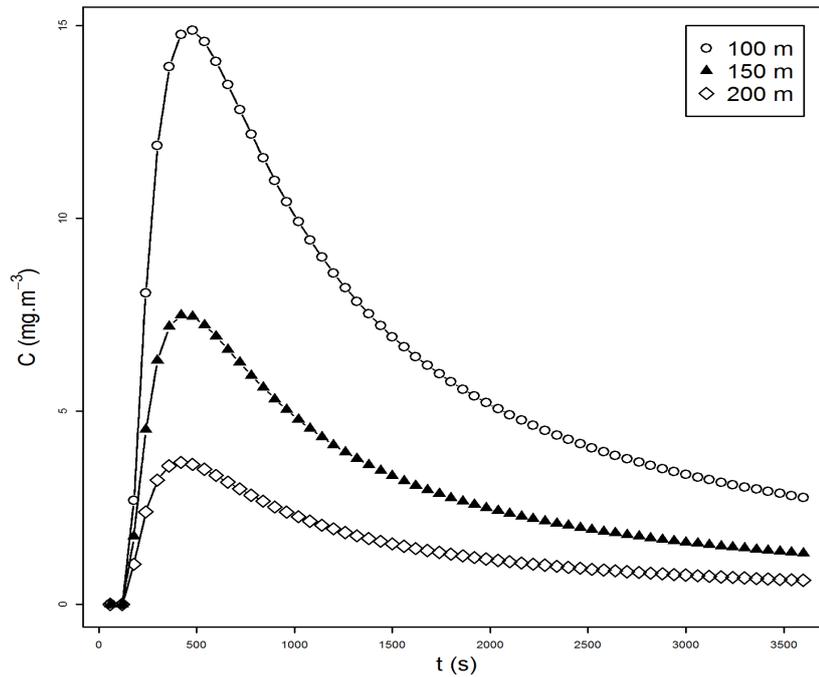


Figura 12: Concentrações dos poluentes *versus* tempo à distância de 1000 m para diferentes alturas da fonte.

1, estipulado em $10 \text{ mg}\cdot\text{m}^{-3}$ para o poluente Al_2O_3 . No entanto, dependendo das condições de estabilidade estática e de difusividade turbulenta, a altura de estabilização da nuvem poderá ser maior ou menor, o que pode causar um aumento significativo nas concentrações (Figura 12), e, em casos de acidentes, a tendência é que o tempo de liberação se prolongue indefinidamente, também potencializando esse risco (Figura 8).

Para comparar com o modelo brasileiro MSDEF, já existente na literatura (MOREIRA et al., 2011), foram geradas simulações com dados semelhantes aos do trabalho publicado: altura da CLP em 1100m , fonte a 10m da superfície, vento de $2\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ (em toda a camada), comprimento de Monin-Obukhov de -10m e velocidade convectiva de $2\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Os demais parâmetros (não explicitados no artigo) foram estabelecidos como: taxa de liberação do poluente em $100\text{g}\cdot\text{s}^{-1}$ e velocidade de deposição igual a $0,01\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. A figura 13 faz analogia entre os modelos, para diferentes distâncias da fonte e emissões contínuas. As curvas obtidas pelos dois modelos são idênticas, exceto por alguma diferença no valor das concentrações, que pode existir pela incerteza dos valores de algumas variáveis não expressos no artigo do MSDEF. Outro exemplo é o da figura 14, que faz comparação com a figura 4a de Moreira

et al. (2011). Para este caso, contudo, a diferença é ainda mais significativa, não somente nos valores de concentração (que podem ser explicadas da mesma forma do caso anterior), mas também no comportamento das curvas. No caso do MSDEF, as concentrações vão a zero em $X \approx 1000m$, enquanto que no presente trabalho isso acontece em $X \approx 750m$. Além deste aspecto, as proporções das concentrações apresentam valores diferentes. Quando comparado com os valores para $t_r = 200s$, as concentrações calculadas pelo GILTTR para os demais casos possuem razão de mesma ordem dos t_r : 25% ($t_r = 50s$), 50% ($t_r = 100s$) e 75% ($t_r = 150s$). Por sua vez, os resultados gerados pelo MSDEF possui proporções maiores: 50%, 75% e 90% (aproximados), respectivamente. Essas diferenças nos resultados são de difícil explicação, uma vez que não há diferença física entre os modelos, apenas a técnica de solução da equação de advecção-difusão.

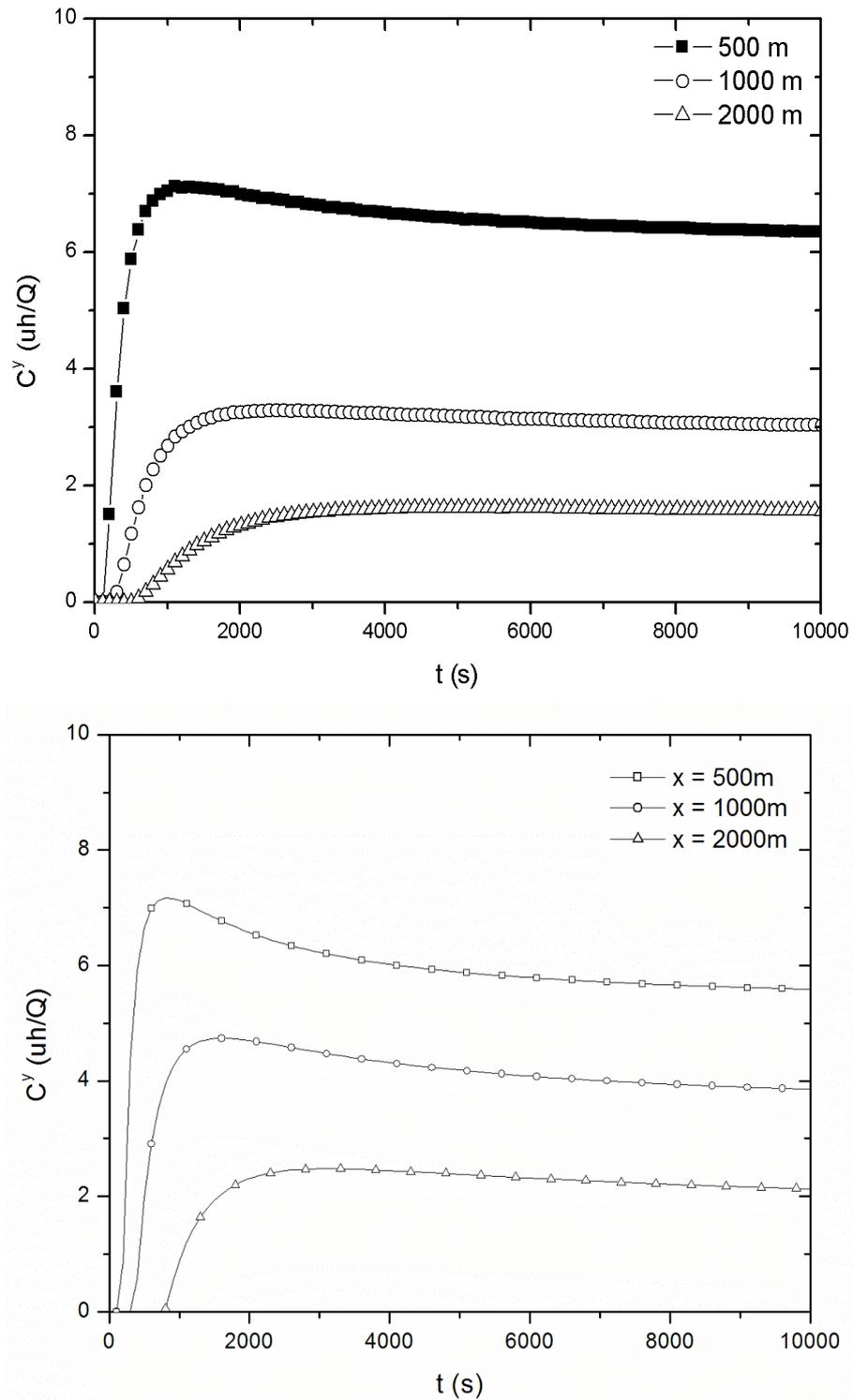


Figura 13: Evolução temporal das concentrações adimensionais em diferentes distâncias da fonte calculada pelo modelo GILTTR (acima) e pelo modelo MSDEF (abaixo, figura 3 extraída de Moreira et al. (2011)).

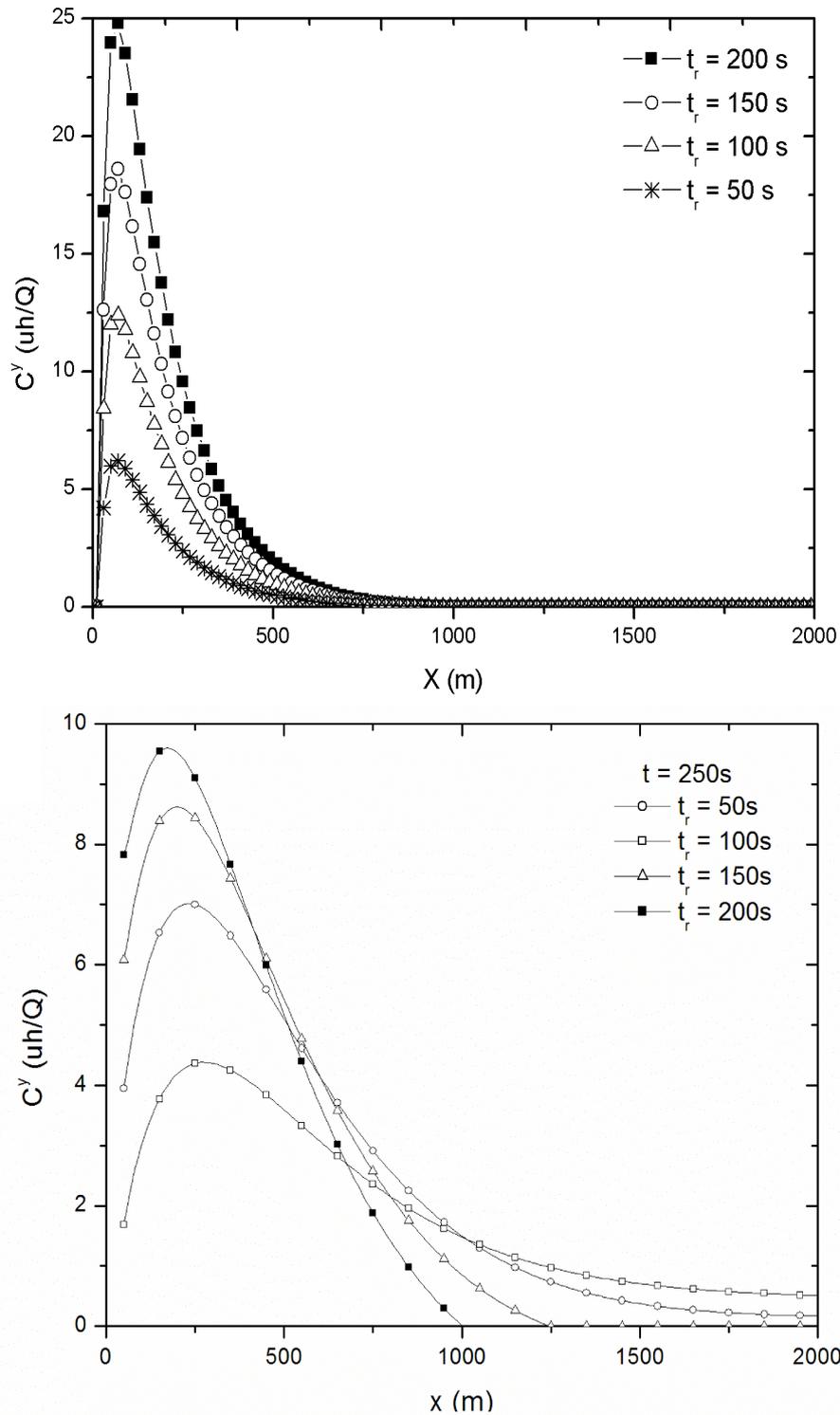


Figura 14: Concentração integrada lateralmente em função da distância da fonte para $t = 250$ s e diferentes tempos de liberação do poluente, calculada pelo modelo GILTRR (acima) e pelo modelo MSDEF (abaixo, figura 4a retirada de Moreira et al. (2011)). Notar a diferença entre as escalas no eixo das ordenadas.

5 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

A proposta deste trabalho foi a de apresentar uma formulação analítica para solucionar a equação de advecção-difusão aplicada ao problema de lançamentos de foguetes e veículos espaciais. Esse tipo de situação é altamente complexa e implica em inúmeros mecanismos físicos, nas etapas de combustão, crescimento, estabilização e dissipação da nuvem de poluentes. Também foram apresentadas algumas formulações da bibliografia publicada para estimar parâmetros micrometeorológicos e para representar alguns fenômenos pertinentes ao lançamento de veículos espaciais, os quais foram introduzidos no modelo com a finalidade de aumentar sua acurácia.

O modelo elaborado apresentou resultados positivos, com boa concordância com os dados dos experimentos de validação, em diferentes condições de estabilidade e altura de fonte, tanto para simulação de casos em que o poluente não deposita como em situações em que há o efeito gravitacional sob as partículas de poluição (a despeito da complexidade inerente do fenômeno). As etapas de pré-processamento, embora empregando formulações simplificadas, demonstraram suprir as demandas do modelo. Cabe ressaltar que não foi encontrado na bibliografia nenhum experimento para validação que apresentasse as mesmas características de um lançamento de foguete e que pudesse ser utilizado como medida para avaliar este trabalho.

No decorrer do estudo também foram diagnosticadas algumas limitações deste modelo, e também algumas abordagens novas que poderão ser objeto de estudo mais aprofundado. Dentre as limitações, pode-se destacar a não inclusão de alguns fenômenos inerentes aos processos físico-químicos que ocorrem no interior da *ground-cloud*, como a formação de aerossóis por condensação de vapor de água, e a carência da representação da fonte como

volumétrica (foi tratada como fonte pontual). Dessas mesmas limitações são propostas melhorias, que partem de uma investigação mais minuciosa e provavelmente incluem estudos de campo e experimentos. A condição de fonte (altura de estabilização e volume) prova-se um desafio à parte, pois é a principal característica distintiva da situação estudada.

Por fim, espera-se que de alguma forma este trabalho tenha contribuído para fomentar a pesquisa neste segmento, sobretudo em vista da escassez de literatura a respeito do mesmo.

REFERÊNCIAS

ADMS-CERC. **Modelling dry deposition - ADMS 5**. [S.l.: s.n.], 2012.

ARBAGE, M. C. A.; DEGRAZIA, G. A.; MORAES, O. L. L. Simulação Euleriana da dispersão local da pluma de poluente atmosférico de Candiota-RS. **Revista Brasileira de Meteorologia**, v.21, p.153–160, 2006.

ARYA, S. P. **Air pollution meteorology and dispersion**. [S.l.]: Oxford University Press, New York, 1999.

ARYA, S. P. **Introduction to micrometeorology**. [S.l.]: Academic Press, Orlando, 2001.

AVELAR, A. C.; BRASILEIRO, F. L. C.; MARTO, A. G.; MARCIOTTO, E. R.; FISCH, G.; FARIA, A. F. Wind Tunnel Simulation of the Atmospheric Boundary Layer for Studying the Wind Pattern at Centro de Lançamento de Alcântara. **Journal of Aerospace Technology and Management**, v.4, p.463–473, 2012.

BIANCONI, R.; TAMPONI, M. A mathematical model of diffusion from a steady source of short duration in a finite mixing layer. **Atmospheric Environment**, v.27, n.5, p.781–792, 1993.

BJORKLUND, J.; DUMBAULD, J.; CHENEY, C.; GEARY, H. **User's manual for the REEDM (Rocket Exhaust Effluent Diffusion Model) compute program**. [S.l.]: NASA George C. Marshall Space Flight Center, Huntsville, AL, 1982. 166p.

BRANDS, J. D. **An investigation of plume rise from Titan IV rocket launches**. 1997. Dissertação (Mestrado em Ciência da Computação) — School of Engineering / Air Force Institute of Technology, Ohio.

BRIGGS, G. A. **Plume Rise Predictions**. In: Lectures on Air Pollution and Environmental Impact Analyses, Ed. Haugen, D. A. Boston: American Meteorological Society, 1975. p.59–111.

BULIGON, L.; MOREIRA, D. M.; VILHENA, M. T. Uma solução semi-analítica da dispersão de poluentes com a equação do telégrafo e fluxo contra-gradiente. **Revista Brasileira de Meteorologia**, v.21, p.77–85, 2006.

BUSKE, D. **SOLUÇÃO GILTT BIDIMENSIONAL EM GEOMETRIA CARTESIANA: SIMULAÇÃO DA DISPERSÃO DE POLUENTES NA ATMOSFERA**. 2008. Tese de Doutorado — UFRGS, Porto Alegre/RS.

BUSKE, D.; VILHENA, M. T.; MOREIRA, D. M.; TIRABASSI, T. Simulation of pollutant dispersion for low wind conditions in stable and convective planetary boundary layer. **Atmospheric Environment**, v.41, p.5496–5501, 2007a.

BUSKE, D.; VILHENA, M. T.; MOREIRA, D. M.; TIRABASSI, T. An analytical solution of the advection-diffusion equation considering non-local turbulence closure. **Environmental Fluid Mechanics**, v.7, p.43–54, 2007b.

CARVALHO, J. C. **Modelos de Partículas Lagrangeanos**. Santa Maria: FACOS-UFSM: MORAES, O. L. L. Meteorologia e Poluição Atmosférica: Teoria, Experimentos e Simulação, 2010.

CARVALHO, J. C.; MOREIRA, D. M. Evaluation of two semi-analytical techniques in air quality applications. **Revista Brasileira de Meteorologia**, v.22, p.10–20, 2007.

CAUGHEY, S. J. **Diffusion in the convective boundary layer**. Reidel, Boston: Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modelling, Edited by F.T.M. Nieuwstadt and H. Van Dop, 1982.

DEGRAZIA, G. A.; MOREIRA, D. M.; CAMPOS, C. R. J.; CARVALHO, J. C.; VILHENA, M. T. Comparison between an integral and algebraic formulation for the eddy diffusivity using the Copenhagen experimental dataset. **Il Nuovo Cimento**, v.25C, p.207–218, 2002.

DEGRAZIA, G. A.; MOREIRA, D. M.; VILHENA, M. T. Derivation of an eddy diffusivity depending on source distance for vertically inhomogeneous turbulence in a convective boundary layer. **Journal of Applied Meteorology**, p.1233–1240, 2001.

DEGRAZIA, G. A.; RIZZA, U.; MANGIA, C.; TIRABASSI, T. Validation of a new turbulent parameterisation for dispersion models in a convective boundary layer. **Boundary Layer Meteorology**, v.85, p.243–254, 1997.

DEGRAZIA, G. A.; VILHENA, M. T.; MORAES, O. L. L. An algebraic expression for the eddy diffusivities in the stable boundary layer: a description of near-source diffusion. **Il Nuovo Cimento**, v.19C, p.399–403, 1996.

DEGRAZIA, G.; MORAES, O. A model for eddy diffusivity in a stable boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v.58, p.205–214, 1992.

DORAN, J. C.; HORST, T. W. An evaluation of Gaussian plume depletion models with dual-tracer field measurements. **Atmospheric Environment**, v.19, p.939–951, 1985.

ERMAK, D. L. An analytical model for air pollutant transport and deposition from a point source. **Atmospheric Environment**, v.11, p.231–237, 1977.

FISCH, G. Características do perfil vertical do vento no centro de lançamento de foguetes de Alcântara (CLA). **Revista Brasileira de Meteorologia**, v.14 (1), p.11–21, 1999.

GISLER, C. A. F.; FISCH, G.; CORREA, C. S. Análise estatística do perfil de vento na camada limite superficial no centro de lançamento de Alcântara (CLA). **Journal of Aerospace Technology and Management**, v.3 (2), p.193–202, 2011.

GRYNING, S. E. Elevated source SF₆ - tracer dispersion experiments in the Copenhagen area. **Report RISOE-R-446, Risoc National Laboratory, Roskilde, Denmark**, 1981.

GRYNING, S. E.; LYCK, E. Atmospheric dispersion from elevated sources in an urban area: Comparison between tracer experiments and model calculations. **Journal of Climate and Applied Meteorology**, v.23, n.4, p.651–660, 1984.

GRYNING, S.; HOLTSLAG, A.; IRWING, J.; SILVERSTEN, B. Applied dispersion modelling based on scaling parameters. **Atmospheric Environment**, v.21 (1), p.79–89, 1987.

HANNA, S. R. Confidence limit for air quality models as estimated by bootstrap and jackknife resampling methods. **Atmospheric Environment**, v.23, p.1385–1395, 1989.

HANNA, S. R.; BRIGGS, G. A.; HOSKER JR., R. P. **Handbook on Atmospheric Diffusion**. Oak Ridge, Tennessee: U. S: Department of Energy, Technical Information Center, 1982. 102p.

HOLTSLAG, A. A. M.; NIEUWSTADT, F. T. M. Scaling the Atmospheric Boundary Layer. **Boundary Layer Meteorology**, v.36, p.201–209, 1986.

KINGWELL, J.; SHIMIZU, J.; NARITA, K.; KAWABATA, H.; SHIMIZU, I. Weather Factors Affecting Rocket Operations: A Review and Case History. **Bulletin American Meteorological Society**, v.72, p.778–793, 1991.

MASSMAN, W. J. A REVIEW OF THE MOLECULAR DIFFUSIVITIES OF H₂O, CO₂, CH₄, CO, O₃, SO₂, NH₃, NO, NO, AND NO₂ IN AIR, O₂ AND N₂ NEAR STP. **Atmospheric Environment**, v.32, n.6, p.1111–1127, 1998.

MORAES, O. L. L. o. **Meteorologia e Poluição Atmosférica: Teoria, Experimentos e Simulação**. [S.l.]: Santa Maria: FACOS-UFSM, 2010. 240p.

MOREIRA, D. M.; TRINDADE, L. B. **Manual do usuário do modelo MSDEF (Modelo Simulador da Dispersão de Efluentes de Foguetes)-Versão 1.0**. [S.l.]: Science, Technology and Engineering, 2010. 54p.

MOREIRA, D. M.; TRINDADE, L. B.; FISCH, G.; MORAES, M. R.; DORADO, R. M.; GUEDES, R. L. A multilayer model to simulate rocket exhaust clouds. **Journal of Aerospace Technology and Management**, v.3, n.1, 2011.

MOREIRA, D. M.; VILHENA, M. T.; BUSKE, D.; TIRABASSI, T. The state-of-art of the GILTT method to simulate pollutant dispersion in the atmosphere. **Atmospheric Research**, v.92, p.1–17, 2009.

MOREIRA, D. M.; VILHENA, M. T.; TIRABASSI, T.; COSTA, C.; BODMANN, B. Simulation of pollutant dispersion in atmosphere by the Laplace transform: the ADMM approach. **Water, Air and Soil Pollution**, v.177, p.411–439, 2006.

MOREIRA, D.; TIRABASSI, T. Modelo matemático de dispersão de poluentes na atmosfera: um instrumento técnico para a gestão ambiental. **Ambiente e Sociedade**, v.7, 2004.

NAPPO, C. J.; ESSA, K. S. M. Modelling dispersion from near-surface tracer releases at Cape Canaveral, Florida. **Atmospheric Environment**, v.35, p.3999–4010, 2001.

NASA. **TERRESTRIAL ENVIRONMENT (CLIMATIC) CRITERIA HANDBOOK FOR USE IN AEROSPACE VEHICLE DEVELOPMENT**. [S.l.]: NASA, 2000.

NASA. **Final Site-Wide Environmental Assessment for Wallops Flight Facility**. [S.l.: s.n.], 2005.

NASA. **Final Environmental Assessment Expansion of the Wallops Flight Facility Launch Range**. [S.l.: s.n.], 2009.

NIEUWSTADT, F. T. M. The turbulent structure of the stable nocturnal boundary layer. **Journal of Atmospheric Sciences**, v.41, p.2202–2216, 1984.

NUNES, A. B. **Crescimento da Camada Limite Convectiva**: Estudo analítico e numérico. 2008. 194fp. Tese de Doutorado — Programa de Pós Graduação em Meteorologia, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos.

NYMAN, R. L. Report: Evaluation of Taurus II Static Test Firing and Normal Launch Rocket Plume Emissions. In: NASA., Final Report: ENVIRONMENTAL ASSESSMENT FOR THE EXPANSION OF THE WALLOPS FLIGHT FACILITY LAUNCH RANGE. **Appendix G**, 2009.

OLESEN, H. R.; LARSEN, S. E.; HOJSTRUP, J. Modelling velocity spectra in the lower part of the planetary boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v.29, p.285–312, 1984.

PANOFSKY, H. A.; DUTTON, J. A. **Atmospheric Turbulence**. New York: John Wiley & Sons, 1984.

RIZZA, U.; CARVALHO, J. C.; MOREIRA, D. M.; MORAES, M. R.; GOULART, A. G. A global analysis of the atmospheric pollutant modeling. **Revista Brasileira de Meteorologia**, v.22, n.1, 2007.

ROBALLO, S. T.; FISCH, G. Escoamento Atmosférico no Centro de Lançamento de Alcântara, CLA, Parte 1-Aspectos Observacionais. **Revista Brasileira de Meteorologia**, v.23, n.4, 2008.

SCHUCH, D. A. **Simulação de dispersão de poluentes na atmosfera pela técnica de transformada integral para uma fonte arbitrária**. 2011. 105p. Dissertação de Mestrado — Programa de Pós-Graduação em Meteorologia, Universidade Federal de Pelotas, Pelotas.

SEINFELD, J. H.; PANDIS, S. N. **Atmospheric chemistry and physics**. 2a).ed. Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, 2006.

SORBJAN, Z. **Structure of the atmospheric boundary layer**. New Jersey: Prentice Hall, 1989.

STROUD, A.; SECREST, D. **Gaussian quadrature formulas**. Englewood Cliffs, N.J.: Prentice Hall Inc., 1966.

STULL, R. B. **An Introduction to Boundary Layer Meteorology**. Dordrecht, Holanda: Kluwer Academic Publishers, 1988.

TIRABASSI, T.; BUSKE, D.; MOREIRA, D. M.; VILHENA, M. T. A two-dimensional solution of the advection-diffusion equation with dry deposition to the ground. **Journal of Applied Meteorology and Climatology**, v.47, p.2096–2104, 2008.

WORTMANN, S. **Formulação semi-analítica para a equação transformada resultante da aplicação da GITT em problemas difusivos-advectivos**. 2003. 109p. Tese de Doutorado — Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre.

ZHANG, L.; GONG, S.; PADRO, J.; BARRIE, L. A size-segregated particle dry deposition scheme for an atmospheric aerosol module. **Atmospheric Environment**, v.35, p.549–560, 2001.