

MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO  
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

EFEITOS DE EXPLOSÃO DE NUVEM DE VAPOR INFLAMÁVEL

por

Gustavo Fuhr Santiago

Dissertação para obtenção do Título de  
Mestre em Engenharia

Porto Alegre, abril de 2003

# EFEITOS DE EXPLOSÃO DE NUVEM DE VAPOR INFLAMÁVEL

por

Gustavo Fuhr Santiago  
Engenheiro Mecânico

Dissertação submetida ao Corpo Docente do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, PROMEC, da Escola de Engenharia da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como um dos pré-requisitos necessários para a obtenção do Título de

Mestre em Engenharia

Área de Concentração: Fenômenos de Transporte

Orientador: Prof. Dr. César Antônio Leal

Comissão de Avaliação:

Prof. Dr. Marco Túlio Menna Barreto de Vilhena

Prof. Dr. Ignacio Iturrioz

Prof. Dr. Rubem da Cunha Reis

Prof. Dr. Jun Sérgio Ono Fonseca  
Coordenador do PROMEC

Porto Alegre, 23 de abril de 2003.

## FICHA CATALOGRÁFICA

S235e Santiago, Gustavo Fuhr

Efeitos de explosão de nuvem de vapor inflamável / por Gustavo Fuhr Santiago. – Porto Alegre, 2003. 76 p.

Monografia apresentada na Universidade Federal do Rio Grande do Sul. Escola de Engenharia. Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica-PROMEC. para a obtenção do grau de Mestre em Engenharia.

1.Fenômenos de Transporte – Engenharia Mecânica – Dissertações.  
I. Universidade Federal do Rio Grande do Sul. Escola de Engenharia. Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica-PROMEC.  
II. Título.

CDU 532.54:536.2(043)

## RESUMO

Neste trabalho é feito um estudo do processo de dispersão e combustão de uma mistura gasosa, assim como uma avaliação de alguns dos vários métodos disponíveis para estimar os resultados de uma explosão de nuvem de gás inflamável-ar. O método Multienergia foi utilizado para estimar os campos de sobrepressão resultantes de explosões de nuvens de GLP em áreas congestionadas pela presença de árvores, próximas a esferas de armazenamento de gás. Foram considerados como áreas congestionadas propícias para geração de turbulência os hortos florestais como os comumente encontrados em torno de indústrias petroquímicas e refinarias de petróleo. Foram feitas simulações para áreas de horto florestal de formato quadrado variando entre 50.000 m<sup>2</sup> e 250.000 m<sup>2</sup> e altura de 10 m. Para avaliar o efeito da explosão sobre a esfera, o critério de risco se baseou num alongamento máximo de 0,2% dos tirantes críticos de sustentação da mesma. Foram avaliados os efeitos destas explosões sobre uma esfera de GLP de diâmetro externo de 14,5 m para distâncias de 10 a 100 m entre a esfera e a borda do horto. É mostrado que áreas congestionadas com no mínimo 100.000 m<sup>2</sup> podem representar um risco para a integridade das esferas menos preenchidas com GLP. Do ponto de vista da segurança das unidades de armazenamento, foi visto com base nos resultados obtidos que é preferível manter um menor número de esferas com maior preenchimento do que dividir o volume de GLP disponível entre várias unidades. Foi estimado que para áreas com grau de congestionamento de 25% a distância mínima segura entre a borda do horto e a esfera varia entre 10 m, para hortos com área de 100.000 m<sup>2</sup>, e 87,6 m, para hortos de 250.000 m<sup>2</sup>. A influência do espaçamento das árvores, representada pelo grau de obstrução da área de passagem da frente de chama, também foi analisada, indicando o quanto sua alteração pode afetar a distância mínima segura para as esferas. Por fim são feitas recomendações quanto à distância mínima entre o parque de esferas e o horto, bem como outras formas de diminuir o risco representado por explosões oriundas da formação acidental de mistura inflamável no interior dos mesmos.

## ABSTRACT

In this work the dispersion and combustion process of a gaseous flammable mixture is studied, and some of the methods available to estimate the results of explosions are evaluated. The Multi-Energy Method was used to calculate the overpressure fields, resulting from Vapour Cloud Explosions of LPG-air mixtures, in congested areas similar to those usually found around petrochemical plants and refineries, close to the storage area. Simulations were made for square shaped zones planted with 10 m high trees and areas ranging from 50,000 m<sup>2</sup> to 250,000 m<sup>2</sup>. The criterion used to evaluate the risk to a sphere, was a maximum stretching of 0.2% of the diagonal braces. The explosion effects were studied for a 14.5 m of diameter LPG storage sphere, located at distances ranging from 10 m to 100 m away from the border of the congested area. It is shown that congested areas of at least 100,000 m<sup>2</sup> can be a risk to the LPG spheres with the least amount of filling. From the storage units security point of view, its is possible to conclude based in the results, that it is better to keep a smaller number of full filled spheres than many spheres with less filling of LPG. It was estimated for congested areas with 25 % blockage ratio that the minimum safe distance, measured from the edge of the trees to the sphere, varies from 10 m, for 100,000 m<sup>2</sup> areas, to 87.6 m, for 250,000 m<sup>2</sup> areas. The tree spacing influence represented by the blockage ratio was also analyzed, showing how much its change can affect the sphere minimum safe distance. Finally, recommendations are made regarding the minimum safe distance between the spheres and the congested area, as well as other ways to lessen the risk represented by explosions resulting from the accidental formation of flammable mixtures inside them.

## INDICE

	Pág.
INTRODUÇÃO.....	1
CAPÍTULO 1. REVISÃO DE LITERATURA E ESTADO DA ARTE.....	2
1.1. FORMAÇÃO DE UMA NUVEM DE VAPOR.....	2
1.2. TIPOS DE NUVEM E FORMAS DE COMBUSTÃO.....	5
1.3. EVOLUÇÃO HISTÓRICA DOS MÉTODOS PREDITIVOS.....	6
1.4. FERRAMENTAS MODERNAS DE ANÁLISE ESTRUTURAL.....	9
CAPÍTULO 2. TEORIA DA EXPLOSÃO E DE SEUS MÉTODOS PREDITIVOS.....	10
2.1. MECANISMOS DE COMBUSTÃO DE UMA NUVEM DE VAPOR.....	10
2.1.1. VELOCIDADE DE PROPAGAÇÃO DA CHAMA.....	14
2.1.2. FORMAÇÃO DA ONDA EXPLOSIVA.....	18
2.1.3. ONDA DE CHOQUE DE PRESSÃO.....	20
2.2. MÉTODOS PREDITIVOS DE EFEITOS DE EXPLOSÃO DE NUVEM.....	24
2.2.1. EQUIVALÊNCIA EM TNT.....	24
2.2.2. MÉTODO SHOCK WAVE – TNO (SW).....	27
2.2.3. MÉTODO MULTIENERGIA - TNO (MEM).....	30
2.3. EFEITOS SOBRE ESTRUTURAS PRÓXIMAS.....	34
2.3.1. INTERAÇÃO DA ONDA DE CHOQUE COM A ESTRUTURA.....	36
2.3.2. MODOS DE REAÇÃO DA ESTRUTURA.....	40
2.3.3. FORÇA RESULTANTE SOBRE A ESTRUTURA.....	43
CAPÍTULO 3. PROBLEMA ABORDADO NESTE ESTUDO.....	54
3.1. DESCRIÇÃO DO CENÁRIO E HIPÓTESES.....	57
3.2. SOLUÇÃO DO PROBLEMA E DISCUSSÃO.....	59
CONCLUSÕES.....	67
REFERÊNCIAS.....	68
APÊNDICE: ALGORITMO DE CÁLCULO (MATHCAD).....	70

## LISTA DE SÍMBOLOS E ABREVIATURAS UTILIZADOS

$a$  – velocidade do som no fluido [m/s]  
 $A$  – parâmetro de velocidade (para o *Shock Wave Method*)  
 $C_p$  - calor específico a pressão constante [kJ/kg.°C]  
*CMR* – Christian Michelsen Research  
*DLF* – Fator de Carregamento Dinâmico (*Dynamic Load Factor*)  
 $E_c$  – energia de combustão por unidade de volume [J/m<sup>3</sup>]  
 $E_{min}$  – energia mínima de ativação [J]  
 $E_Q$  – energia total resultante da queima da mistura inflamável na nuvem [J]  
 $h_c$  – energia de combustão do gás por unidade de massa [J/kg]  
 $k$  - coeficiente de condução térmica [W/m<sup>2</sup>.°C]  
 $L$  - comprimento [m]  
 $L_0$  - comprimento característico da explosão – método Shock Wave [m]  
 $M$  – número de Mach  
*MEF* – Método dos Elementos Finitos  
*MEM* – Método Multienergia  
 $N_i$  – velocidade de propagação da onda explosiva [m/s]  
 $p_0$  – pressão atmosférica [kPa]  
 $p_r$  – pico de pressão refletida [kPa]  
 $p_s$  – pico de sobrepressão [kPa]  
 $P_S(t)$  – sobrepressão em função do tempo [kPa]  
 $q''$  – fluxo de calor [W/m<sup>2</sup>]  
 $R$  – raio, distância do ponto ao centro da nuvem [m]  
*SW* – método Shock Wave  
 $\Delta S$  – variação de entropia [J]  
 $t$  - tempo [s]  
 $t_d$  - tempo de duração da fase positiva da explosão [s]  
 $t_{II}$  - período natural de vibração da estrutura [s]  
 $T$  - temperatura [°C]  
*TNO* – Prinz Mauritz Laboratory – instituição de pesquisa do Governo Holandês  
 $u$  – velocidade do fluido [m/s]  
 $V$  – volume (da nuvem) [m<sup>3</sup>]  
 $W$  – trabalho [N.m]  
 $W_{TNT}$  – massa equivalente de TNT [kg]  
 $\beta$  – grau de obstrução da área de passagem da frente de chama  
 $\rho$  - densidade [kg/m<sup>3</sup>]  
 $\eta$  – rendimento equivalente em TNT  
 $A$  - Coeficiente de Reflexão  
 $\theta$  – ângulo de incidência da onda sobre a superfície

## ÍNDICE DE FIGURAS

Fig.	TÍTULO	Pág.
2.1:	Tipos da onda de pressão e seus tipos característicos de combustão .....	13
2.2:	Influência da concentração na velocidade de chama de diversos hidrocarbonetos .....	14
2.3:	Distorções da frente de chama com flutuações de velocidade ( $u+u'$ e $u-u'$ ) causadas pela turbulência .....	16
2.4:	Influência do grau de obstrução na máxima sobrepressão gerada para explosões de misturas estequiométricas de propano e metano entre placas paralelas .....	17
2.5:	Efeito de obstruções (tubos) no escoamento em função do Número de Reynolds.....	17
2.6:	Instabilidade causada pela onda de compressão se propagando no sentido inverso do gradiente de densidade (Instabilidade de Taylor).....	18
2.7:	Fases da onda de pressão para um observador distante do centro de explosão.....	19
2.8:	Seqüência de ondas de Mach formadas pelo deslocamento de um pistão e suas velocidades de propagação em relação à parede do cilindro.....	21
2.9:	Gráficos para sucessivos instantes de tempo durante a formação de ondas de intensidade constante de compressão (a) e de expansão (b) .....	22
2.10:	Modificação do formato da onda de pressão à medida que se afasta do centro da explosão e se torna uma onda de choque.....	23
2.11:	Gráfico de <i>efeitos normalizados</i> em função da <i>distância normalizada</i> do método TNT .....	26
2.12:	Gráficos de <i>efeitos normalizados</i> em função da <i>distância normalizada</i> para sobrepressão (acima à esquerda), pressão dinâmica (acima à direita) e duração da fase positiva (abaixo) do método Multienergia.....	32
2.13:	Sobrepressão e pressão dinâmica em função do tempo, passando por uma esfera .....	37
2.14:	Coefficiente de Reflexão $A$ em função do ângulo de incidência e da relação $P_S/P_0$ para ondas de pressão e de choque .....	39
2.15:	Carregamento $F(t)$ e deslocamento $x$ de estruturas elásticas lineares (a), elásticas não-lineares (b), plásticas (c) e elasto-plásticas (d) .....	44
2.16:	Sistema Massa-Mola com um grau de não-amortecido (a) e amortecido (b) .....	45
2.17:	Comparação entre uma viga biengastada (c) e um pórtico (a) para um sistema concentrado (d) com carregamento $F(t)$ segundo o gráfico (b) .....	46
2.18:	Efeito da duração do carregamento na resposta de um sistema concentrado com um grau de liberdade para vários valores de $t_d / t_{II}$ (aqui mostrados como $T_L / T_N$ ) .....	48
2.19:	Carregamento Impulsivo $F(t)$ de duração $t_d \ll t_{II}$ .....	49
2.20:	Carregamento Quase-estático $F(t)$ de duração $t_d$ muito maior que o período natural da estrutura $t_{II}$ .....	50
2.21:	Carregamento Dinâmico $F(t)$ de duração $t_d$ da mesma ordem de grandeza que o período natural da.....	51
2.22:	Diagrama <i>Pressão</i> em função do <i>Impulso</i> mostrando regiões de carregamento capaz de gerar danos leves (entre 1 e 2), danos graves (entre 2 e 3) ou colapso (à direita e acima de 3) da estrutura .....	52
3.1:	Desenho simplificado da esfera de armazenamento de GLP com suas colunas, tirantes e apoios.....	55



Fig.	TÍTULO	Pág.
3.2:	Interação da onda explosiva com a superfície esférica de raio $R_0$ , mostrando a velocidade da onda incidente ( $N_i$ ), a distância percorrida após o início da interação ( $x$ ) e o ângulo de incidência ( $\theta$ ).....	60
3.3:	Modelamento da estrutura da esfera utilizando o Método de Elementos Finitos (MEF).....	63
3.4:	Impulso em função da distância da borda para áreas de horto entre 100.000 e 250.000 m <sup>2</sup> .....	65

## ÍNDICE DE TABELAS

Tabela. TÍTULO	Pág.
1: Temperaturas máximas e mínimas de chama para hidrocarbonetos e respectivas relações de <i>pressão final / pressão inicial</i> resultantes .....	12
2: Fator <i>b</i> em função da sobrepressão relativa $P_s/p_0$ .....	38
3: Principais características dimensionais da estrutura da esfera de GLP.....	57
4: Principais dimensões do horto e suas faixas de variação neste estudo.....	58
5: Valores de $t_d$ e $t_{II}$ e sua relação para as faixas de $A_h$ e preenchimento da esfera usadas neste estudo.....	63
6: Impulso resultante para vários valores de área à distâncias de 10 a 100 m da borda do horto.....	64

## INTRODUÇÃO

O estudo dos acidentes resultantes de vazamentos de gases e líquidos inflamáveis, em especial as explosões de nuvens de vapor inflamável, tem sido feito com intensidade cada vez maior nas últimas décadas. A identificação das possíveis causas deste tipo de acidente, bem como a avaliação de suas prováveis conseqüências, são ferramentas importantes para minimizar ou evitar sua ocorrência e seus indesejáveis resultados. Neste sentido tem havido um notável avanço na compreensão dos mecanismos envolvidos no fenômeno, assim como nos métodos utilizados para simular sua ocorrência e efeitos sobre pessoas e estruturas próximas. Instituições como o Christian Michelsen Research (CMR) e o Prins Mauritz Laboratory (TNO) têm tomado a frente no desenvolvimento de códigos computacionais e métodos de avaliação de resultados a serem utilizados diretamente pelos ramos de atividade industrial mais afetados por estes acidentes, na produção, no armazenamento ou no processamento de gases e líquidos inflamáveis, em terra ou alto-mar. Esta colaboração entre iniciativa privada e entidades voltadas ao estudo e desenvolvimento de ferramentas teórico-práticas de experimentação e simulação tem se mostrado importante para a diminuição dos riscos envolvidos e o conseqüente aumento da segurança nas referidas instalações industriais. Os objetivos deste trabalho incluem uma avaliação sobre a correta utilização de hortos florestais e cortinas verdes próximos a plantas petroquímicas, mostrando que sua utilização sem a devida avaliação da melhor localização pelo prisma da segurança ignora o fato de que eles podem ajudar na dispersão de produtos tóxicos e inflamáveis tanto quanto facilitar a aceleração da sua queima, levando à explosão. Este trabalho inicialmente analisa alguns dos fenômenos associados a explosões de nuvens de vapor inflamável e logo após são vistos resumidamente os principais métodos utilizados para avaliar suas conseqüências. São comentadas as virtudes e dificuldades de implementação dos métodos de análise de dinâmica dos fluidos por computador (CFD) até a presente data. É feita uma explanação das formas de análise estrutural em função das formas de carregamento da estrutura estudada. Logo a seguir é analisado um caso de interesse especial para instalações que manipulem ou armazenem GLP. Este caso hipotético mostrará que a presença de aglomerados de árvores será um fator de aumento do risco para as instalações industriais e população próximas. Ficam claras ao longo deste trabalho as restrições dos métodos clássicos como ferramentas para avaliação de explosões em locais parcialmente obstruídos em comparação com os enfoques mais modernos, aqui exemplificados pelo método Multienergia (MEM) como previsor de efeitos e pelo ANSYS (simulação estrutural por elementos finitos) na análise estrutural.

## CAPÍTULO 1. REVISÃO DE LITERATURA E ESTADO DA ARTE

### 1.1. FORMAÇÃO DE UMA NUVEM DE VAPOR

A formação e posterior queima de uma nuvem de vapor inflamável decorrente de uma liberação acidental pode se dar de muitas formas. Diversos fatores influem neste processo, desde a dispersão do gás inflamável até a forma pela qual a queima da nuvem resultante se desenvolverá. De acordo com esta série de fatores, o resultado final irá variar em intensidade e campo de influência sobre as pessoas e instalações vizinhas ao local do acidente.

Uma nuvem de vapor pode ser resultante de um vazamento de grande quantidade de gás ou líquido volátil, proveniente de um reservatório de armazenagem, um tanque de transporte ou processamento ou ainda de uma linha de transferência. A maneira pela qual o gás se espalha pela região adjacente ao vazamento enquanto se mistura ao ar atmosférico é chamada de *dispersão atmosférica*. A dispersão depende do tempo que o gás teve para se misturar com a atmosfera antes que ocorra a ignição (atraso da ignição). Além disto, a dispersão pode também determinar a forma como se dará a combustão da nuvem resultante uma vez que a mistura só é inflamável quando a proporção ar-combustível se encontra entre os limites inferior (*LII*) e superior (*LSI*) de inflamabilidade, fora dos quais a frente de chama não se propaga e se extingue. Cabe mencionar que o vazamento pode ser ainda classificado como instantâneo ou contínuo e, no segundo caso, se ocorre em regime transiente ou permanente.

Vazamentos instantâneos envolvem uma certa massa de gás liberado na atmosfera em um curto espaço de tempo, como, por exemplo, no rompimento de um reservatório isolado onde a massa contida nele formaria a nuvem. Vazamentos contínuos têm uma duração muito mais longa se comparados aos instantâneos e podem ser resultantes do rompimento de uma linha de alimentação ou distribuição de líquidos ou gases, dependendo sua duração e a massa de produto envolvida do tempo decorrido entre o início do vazamento e sua detecção e eventual término, seja por esgotamento do produto ou estancamento da fonte pela central de controle responsável.

Nos vazamentos contínuos e constantes, após certo período de tempo a nuvem resultante atinge um tamanho limite. Até este instante o vazamento é dito em regime transiente e quanto maior for sua duração maior será a massa de produto entre os limites de inflamabilidade. Após este período, a massa de produto que continua sendo adicionada à nuvem é compensada por igual massa que se dispersa na atmosfera ficando abaixo do limite inferior de inflamabilidade, deixando portanto de ser considerada no cálculo da mistura inflamável. Nesse momento diz-se

que a nuvem atingiu seu *tamanho de equilíbrio* e o campo de concentrações nas imediações do vazamento passa a estar em regime permanente.

São características igualmente importantes na dispersão a massa específica do gás, a velocidade e direção do vento no local do vazamento, o tipo de descarga ocorrido (bifásica, monofásica, em poça, em jato, etc.), o relevo, a classe de estabilidade atmosférica, as obstruções existentes e o grau de confinamento do local entre outros.

Para poder avaliar a forma final de uma nuvem de gás resultante de um vazamento, inicialmente leva-se em conta a massa específica do gás como primeira distinção para o método de cálculo, ou seja, se ela é maior, menor ou igual à do ar.

No caso de gases neutros (com massa específica igual à do ar) a forma de avaliar a dispersão é feita normalmente com o uso do modelo de Dispersão Gaussiana, e, no caso de gases leves, levará em consideração o empuxo ascendente que a nuvem terá, se distanciando do solo com o passar do tempo. Quando se trata de vazamentos de gases densos a nuvem resultante tende a se achatar contra o solo e se espalhar lateralmente de forma mais pronunciada, formando o que se chama de nuvem em formato de panqueca (*pancake shaped*), característica esta típica de vazamentos de GLP [Raju e Strehlow, 1984].

Atualmente há diversos códigos computacionais dedicados a prever a dispersão atmosférica de gases, entre eles estão o SLAB e o DEGADIS (*DEnse GAs DISpersion*) para gases densos, e o SIGMET para gases leves.

A simulação numérica vem se tornando uma ferramenta importante na avaliação de cenários de risco, trazendo consigo alguns desafios no que tange aos modelos de turbulência usados para aproximá-la cada vez mais do caso real. A evolução dos computadores tem permitido que processos de cálculo muito intensivos possam ser executados em espaços de tempo cada vez mais curtos, porém esta é uma área de grande interesse cuja complexidade foge ao escopo do presente trabalho.

Quando a queima de uma nuvem de gás inflamável-ar ocorre de forma lenta e progressiva ocorre o que se chama de incêndio em nuvem ou *Flash Fire*, que usualmente se dá em regiões não confinadas ou desobstruídas, gerando sobrepressão desprezível. O maior perigo de um incêndio em nuvem reside nos efeitos térmicos da combustão [Bjerketvedt, 1997] e se restringe à área ocupada pela porção inflamável da nuvem apenas.

Já uma explosão é uma súbita liberação de energia com rápido aumento de pressão na região próxima ao seu local de ocorrência.

Esse aumento de pressão pode ser gerado de diversas formas, por exemplo:

- a) Pela despressurização de gás armazenado a pressão suficientemente acima da atmosférica;
- b) Pela expansão dos gases resultantes da combustão rápida de uma mistura explosiva;
- c) Pela liberação de energia proveniente de uma reação química ou nuclear;
- d) Por mudança de fase de gás liquefeito ou de líquido pressurizado em temperatura acima de seu ponto de ebulição;

A forma como se dá essa liberação de energia é o que vai diferenciar uma explosão de um incêndio com geração de onda sonora. No último caso ocorre igualmente a liberação de energia mecânica e/ou térmica, porém não com a rapidez característica de um processo explosivo.

Se a energia acumulada por um gás sob pressão em um reservatório for lenta e progressivamente liberada por um vazamento, o máximo que se obterá será o som produzido pela onda de pressão resultante. Já se o reservatório perder repentinamente sua integridade e liberar o mesmo gás quase instantaneamente, a onda de pressão produzida não será mais uma onda sonora e sim uma onda de choque de pressão. Esta onda de choque de pressão viajará a uma velocidade igual ou superior à do som no gás não perturbado, atingindo e possivelmente causando danos a toda e qualquer estrutura próxima após algum tempo da explosão ter ocorrido.

Se este rompimento de reservatório for causado por um incêndio e seu conteúdo for um gás liquefeito inflamável, parte deste gás sofrerá mudança de fase com grande aumento de volume, gerando o fenômeno conhecido como BLEVE (*Boiling Liquid Expanding Vapour Explosion*) seguido de uma bola de fogo, uma das mais danosas formas de explosão tanto para as instalações próximas como por exemplo o pessoal envolvido no combate ao incêndio que lhe deu origem.

## 1.2. TIPOS DE NUVEM E FORMAS DE COMBUSTÃO

As conseqüências da combustão de uma nuvem de vapor estão intimamente ligadas ao local em que ela se dá. É comum se fazer uma distinção do tipo de combustão resultante pelo tipo de ambiente no qual ela ocorre. Deste ponto de vista pode-se distinguir dois tipos de nuvem de vapor pelo grau de confinamento do local no qual ela se formou:

a) Parcialmente confinadas: por estruturas ou barreiras físicas;

b) Não confinadas: ao ar livre em áreas desprovidas de obstáculos significativos;

Se esta classificação dissesse respeito aos tipos de explosão, e não exclusivamente àquelas resultantes de nuvens de vapor, haveria ainda o tipo confinado, que ocorre no interior de tubos, estruturas fechadas, túneis, canais ou reservatórios.

A combustão de uma nuvem completamente não confinada, cuja ignição se der por uma fonte fraca, resultará numa queima lenta e que produzirá pequena sobrepressão, chamada Incêndio em Nuvem ou *Flash Fire*.

A ocorrência de explosões em nuvens não confinadas é muito rara como se verá mais adiante. Sendo assim, é usual associar-se algum grau de confinamento ou a presença de obstáculos capazes de gerar turbulência (com conseqüente aumento da velocidade de queima) às explosões de nuvem de vapor.

Este diferencial, quando aplicado à análise de um cenário de potencial explosão em nuvem, fará grande diferença nos resultados que o método fornecerá em relação a outra forma de análise que ignore os fatores responsáveis pela geração de turbulência e, em última instância, de sobrepressão.

### 1.3. EVOLUÇÃO HISTÓRICA DOS MÉTODOS PREDITIVOS

Aqui será feita uma distinção entre os métodos que nos fornecem os efeitos imediatos da combustão de uma nuvem de vapor, como pressão gerada e tempo de duração da sua passagem por uma estrutura próxima – que chamaremos de Métodos Preditivos – e aqueles usados para calcular a influência destes fatores sobre a estrutura em si – aqui chamados simplesmente de Ferramentas de Análise Estrutural – que serão abordadas no item 1.4.

Os primeiros modelos elaborados com a finalidade de prever os resultados de uma explosão de nuvem de vapor utilizavam o conceito de Fonte Pontual para calcular seus efeitos.

É fácil de compreender os motivos que levaram a isso: experimentos militares durante a primeira metade do século passado envolviam a avaliação dos efeitos de explosivos sólidos (TNT, por exemplo) e de explosões nucleares. Em ambos os casos a fonte de liberação de energia ocupa um volume praticamente desprezível em relação às distâncias alcançadas pelos efeitos térmicos e de sobrepressão gerados, podendo ser aproximada por uma fonte equivalente concentrada num ponto.

Durante muitos anos os únicos dados experimentais disponíveis diziam respeito a testes feitos com armamentos bélicos ou aos resultados de sua utilização durante as duas guerras mundiais do século passado. Resumidamente, estes modelos se baseavam em dados experimentais de explosões de explosivos sólidos (TNT principalmente) para obter uma estimativa dos resultados de uma nuvem de gás com capacidade explosiva semelhante. Essa estimativa se baseava em dados como a massa de gás da nuvem e características físicas do local para calcular uma massa equivalente de explosivo da qual se sabia experimentalmente os efeitos.

Os modelos mais recentes procuram reproduzir o comportamento da combustão de hidrocarbonetos gasosos ao invés de compará-los a explosivos sólidos ou reações nucleares. Essa prática pode ir desde a comparação mais simples e idealizada com nuvens de formato simples, mistura estequiométrica, ignição central e velocidade de chama constante - calculáveis de forma relativamente rápida - até a simulação numérica da combustão em geometrias complexas, prevendo os efeitos da turbulência induzida por obstáculos. Simulações essas feitas às custas de grande esforço computacional, somente possível no atual estágio de desenvolvimento da informática.

Um dos primeiros modelos elaborados assim se baseava na teoria de formação de uma onda de choque resultante da explosão da nuvem para estimar seus efeitos – o Método *Shock Wave* (SW) [Wiekema, 1980]. Ainda assim, ele continuava idealizando as características físico-químicas da combustão para que seu cálculo pudesse ser realizado rapidamente.



É importante ressaltar que os modelos atuais levam em grande consideração as características geométricas do local onde a explosão ocorre, tais como confinamento parcial de frações da mistura e fatores de obstrução à passagem da frente de chama que agem como indutores de turbulência. Pode-se chegar a ponto de apenas considerar as parcelas da nuvem onde existe possibilidade de geração de turbulência para o cálculo dos efeitos da explosão – o que atualmente é aceito como a forma correta de entendimento do fenômeno e foi amplamente difundido com o Método Multienergia (MEM) [*Yellow Book*, 1997].

Um exemplo de simulação numérica que leva em conta características geométricas reais e suas influências durante a combustão da nuvem de vapor é o FLACS (*FLame ACceleration Simulator*) [Arntzen], desenvolvido pelo CMR durante a década de 80, inicialmente para prever efeitos de explosões em plataformas marítimas, mas aplicável também a instalações em terra.

Aqui seria o momento de se questionar o porquê dos métodos de simulação numérica não terem dominado por completo este ramo da análise de risco, convivendo ainda com ferramentas mais simplificadas e conservativas de análise. Os motivos são relativamente simples, visto que os métodos numéricos computacionais atuais exigem:

a) Modelamento geométrico detalhado do local: este modelamento, feito em programas como AutoCad, comumente é parte de um novo projeto moderno de planta industrial, porém quando se analisa uma instalação já existente da qual só existem as plantas baixas e algumas seções em corte, só esta etapa exigiria a um grande esforço em mão-de-obra especializada assim como em tempo – fator nem sempre disponível;

b) Capacidade computacional proporcional à complexidade e volume do local: mesmo com a presente tecnologia de computadores, facilmente a complexidade do cálculo de um escoamento turbulento em local parcialmente confinado e obstruído exigirá grandes períodos de cálculo para que os algoritmos utilizados forneçam a solução. Isso restringe o alcance do cálculo dos efeitos, tanto em área possível de abrangência da análise como em discretização no tempo, ao que é factível com os recursos computacionais disponíveis e não ao que seria idealmente desejável;

c) Ampla disponibilidade financeira: o fator custo de compra ou consultoria para a utilização de um programa altamente sofisticado pode ser uma restrição natural à sua aplicação por parte de pequenas empresas que, a despeito de seu pequeno porte, representem riscos consideráveis à

população e estruturas próximas. A propriedade intelectual é cada vez mais valorizada hoje em dia, justificando grandes investimentos em pesquisa que devem ser pagos com a venda de sua permissão de uso. Pesquisa realizada de forma responsável por pessoal qualificado técnica e intelectualmente tem invariavelmente custo elevado, tanto pela remuneração dos profissionais envolvidos quanto pelo tempo necessário para se obter resultados satisfatórios;

Juntando estes fatores é possível concluir que o melhor método a ser utilizado numa análise de risco nem sempre é o mais sofisticado, mas aquele materialmente possível levando em conta a confiabilidade exigida das conclusões fornecidas por ele. Projetos de grandes plantas industriais, cuja implantação se dará em espaço de tempo não muito curto e que possuam orçamento com boa margem de folga financeira, permitirão a aplicação de simulações mais sofisticadas, demoradas e dispendiosas. Em contraste, um estudo de possíveis acidentes em geometrias pouco complexas, sem tempo hábil ou dinheiro de sobra disponível para um modelamento e simulação sofisticados, não só pode como deve se utilizar de ferramentas mais simples e ter conclusões tiradas com redobrada dose de bom-senso.

Pelos motivos acima citados, não serão descritos ou utilizados nesta análise nenhum método CFD para simulação da explosão, mas o Método Multienergia como melhor alternativa para o caso avaliado.

#### 1.4. FERRAMENTAS MODERNAS DE ANÁLISE ESTRUTURAL

O passo seguinte na análise de riscos de uma explosão é estimar os possíveis danos a estruturas próximas. A análise mais simples seria uma avaliação dos efeitos típicos que determinado nível de pressão acima da atmosférica, com determinado período de duração, teria sobre a estrutura. Para tanto existem tabelas com dados experimentais nas quais é possível se basear. Há ainda alguns estudos analíticos dos efeitos em estruturas específicas, tais como as esferas de armazenamento de GLP analisadas neste trabalho, que podem ser usados nessa avaliação.

Além destes, estão cada vez mais populares as simulações numéricas de estruturas usando o Método dos Elementos Finitos (MEF). O MEF foi desenvolvido inicialmente para fazer a análise estrutural, tornando natural que diversos programas comerciais utilizem-no com este fim. Esta breve descrição não faz jus ao potencial deste método, já que hoje em dia o MEF também é utilizado para resolver problemas térmicos e de escoamentos, características estas presentes em diversos programas comerciais [Ansys Inc., 2000 e Masuero *et al.*].

Ter intimidade com a linguagem usada pelo programa de simulação é de grande importância para facilmente localizar erros no modelamento.

No presente trabalho será utilizado na análise estrutural o Método dos Elementos Finitos, através de programas disponíveis no Centro de Supercomputação da Ufrgs (CESUP), já que seu uso requer recursos computacionais que estão ao alcance até mesmo de empresas de pequeno porte.

## CAPÍTULO 2. TEORIA DA EXPLOSÃO E DE SEUS MÉTODOS PREDITIVOS

### 2.1. MECANISMOS DE QUEIMA DE UMA NUVEM DE VAPOR

Como visto anteriormente, a queima de mistura combustível-oxidante numa nuvem de vapor ocorre apenas na chamada porção inflamável da nuvem, ou seja, aquela na qual a mistura combustível se encontra entre os limites de inflamabilidade.

A combustão necessita de uma energia de ativação mínima ou crítica  $E_{min}$  para, não somente se iniciar mas para se propagar pela nuvem. Esta energia é necessária para que uma parcela inicial dos reagentes da mistura inflamável atinja uma temperatura igual ou maior que sua temperatura de autoignição, a qual irá variar de acordo com o combustível e com a concentração em que este se encontra na mistura. Quanto *menor* for  $E_{min}$ , *mais reativo* o combustível, por exemplo:  $E_{min} = 0,11 J$  para o acetileno (muito reativo) e  $E_{min} = 12,5 J$  para o aldeído acético (de baixa reatividade).

Há dois mecanismos principais de propagação da reação para o restante da mistura inflamável não queimada:

- a) Térmico: por aquecimento do material adjacente além de sua temperatura de autoignição através de condução e radiação;
- b) Mecânico: o aumento súbito de pressão da mistura não-queimada em razão da passagem de uma onda de choque de pressão faz com que ela atinja um estado além da sua energia mínima de ativação, fenômeno este que se dá numa faixa localizada logo após a onda de choque e chamada de Zona de Reação. Como a velocidade de propagação da onda de choque de pressão é supersônica em relação à mistura não queimada, ela precede a zona de reação onde fica a frente de chama da mistura em combustão [Kinney e Graham, 1985];

Quando a queima é mantida basicamente por transferência térmica de energia do material em combustão para a parcela não-queimada da mistura, ou seja, por radiação e difusão molecular de calor e massa, ela é chamada de deflagração [Bjerketvedt, 1997]. Esta é uma reação química realizada a baixa pressão, cujo máximo pode ser da ordem de 8 bar em vasos fechados ou de menos de 1 bar na ausência de confinamento da mistura explosiva. Sua velocidade de propagação é subsônica, atingindo normalmente de alguns centímetros por segundo a poucos metros por segundo, podendo entretanto atingir algumas centenas de metros por segundo em misturas altamente reativas.

A frente de chama numa deflagração pode ser laminar ou turbulenta, porém no segundo caso, e em condições especiais, poderá ocorrer a transição de deflagração para um tipo de queima diferente: a detonação. Apesar desta possibilidade, sua ocorrência em nuvens de vapor é muito improvável, tendo sido aventada em pouquíssimos casos conhecidos nos quais estavam presentes circunstâncias extremamente favoráveis.

A detonação é uma reação química explosiva caracterizada pelo fato da queima da mistura não reagida ocorrer pela passagem de uma onda de choque mecânico. Pela velocidade muito alta de queima, este tipo de explosão costuma gerar elevados picos de sobrepressão.

Entre os motivos que podem levar à passagem de deflagração a detonação pode-se citar a existência de obstáculos no caminho da frente de chama (que induzem turbulência aumentando a velocidade desta ou causam reflexão da onda de choque de pressão), e o confinamento parcial da mistura explosiva entre outros [Lees, 1996]. A velocidade de propagação da frente de chama na detonação é função da velocidade da onda de choque que a precede e viaja acima da velocidade do som na mistura não-queimada, razão pela qual ela é muito maior que a de uma deflagração. A velocidade de propagação da frente de chama é a soma da velocidade de queima com a velocidade dos gases queimados em expansão na direção da mistura não-queimada. Em frentes de chama laminares ela varia de alguns centímetros por segundo até 2,7 m/s como na queima de hidrogênio, já nas turbulentas este valor pode passar das centenas de metros por segundo. A velocidade de queima também depende da concentração do gás inflamável na mistura, atingindo seu máximo quando a proporção for estequiométrica.

A sobrepressão, ou pressão acima da atmosférica gerada pela combustão da mistura explosiva, também é função das características do combustível utilizado, tais como temperatura de chama e número de moles dos produtos da combustão em relação ao número de moles dos reagentes.

A temperatura final dos gases altera o volume final que eles tendem a ocupar após a combustão, aumentando a pressão, já a diferença de número de moles entre reagentes e produtos causará um pequeno aumento do volume final que se somará à expansão por aumento de temperatura aumentando também a sobrepressão.

Quanto maior o volume de gases a altas temperaturas gerados por unidade de tempo (maior velocidade de propagação da frente de chama), maior a pressão exercida por eles sobre os gases imediatamente vizinhos à reação (maior sobrepressão). O efeito do aumento da temperatura dos gases pela energia liberada na combustão é mais importante para hidrocarbonetos do que a diferença entre o número de moles entre reagentes e produtos, sendo este segundo fator decisivo apenas no caso de explosivos sólidos.

Neste ponto não se pode negligenciar outros dois fatores diretamente ligados à relação entre sobrepressão gerada e volume ocupado pelos gases numa explosão, são eles:

- a) Perda de calor para o meio não-participante: responsável diretamente por uma temperatura final de queima mais baixa que a adiabática, com conseqüente diminuição na sobrepressão resultante;
- b) Confinamento ou restrição à livre expansão dos gases: responsável por um aumento da sobrepressão acima da obtida em local livre e não-confinado;

A perda de calor para os produtos de combustão, para os gases não participantes da reação como o nitrogênio, e para a atmosfera próxima diminuem a velocidade com que a frente de chama avança. Como esta velocidade tem relação direta com a sobrepressão resultante logo, quanto maior for a perda de calor para o meio, menor será a sobrepressão alcançada pela explosão. O confinamento tem efeito inverso ao da perda de calor, o que pode ser visto ao analisar a equação de estado para gases perfeitos. O produto  $p.V$  é uma função direta da temperatura dos gases, aumentando diretamente com a elevação da temperatura pela combustão da mistura. Quanto maior for a temperatura de chama atingida, maior será o produto da pressão pelo volume de gases resultantes da explosão.

No caso limite de confinamento em que a explosão se der no interior de um vaso fechado, o volume será constante e o aumento de temperatura se refletirá unicamente em aumento de pressão, sendo este o caso que resulta na maior sobrepressão ao fim da explosão.

Na Tabela 1 pode-se ver as temperaturas máximas e mínimas de chama para alguns hidrocarbonetos inflamáveis com as relações máximas de aumento de pressão a volume constante correspondentes [Baker, 1983]. Se for considerado o estado inicial à pressão atmosférica e temperatura de 300K, pode-se ver que a pressão resultante em explosões de hidrocarbonetos em vasos fechados pode ser de até oito vezes a pressão atmosférica.

Tabela 1: Temperaturas máximas e mínimas de chama para hidrocarbonetos e respectivas relações de pressão final / pressão inicial resultantes:

<b>Hidrocarboneto:</b>	<b>T máxima (K):</b>	<b><math>P_{m\acute{a}x}/P_0</math> (V=cte.)</b>	<b>T mínima (K):</b>	<b><math>P_{m\acute{i}n}/P_0</math> (V=cte.)</b>
Hidrogênio	2400	8,00	673	2,24
Metano	2230	7,43	713	2,38
Propano	2285	7,62	723	2,41

Na figura 2.1 é possível ver a diferença entre as curvas de pressão versus tempo para detonação e deflagrações rápidas e lentas, que seriam observadas em determinado ponto distante do centro da explosão, tendo como referência a pressão atmosférica  $p_0$  e mostrando a sobrepressão  $\Delta p$  [Van den Berg, 1993]:

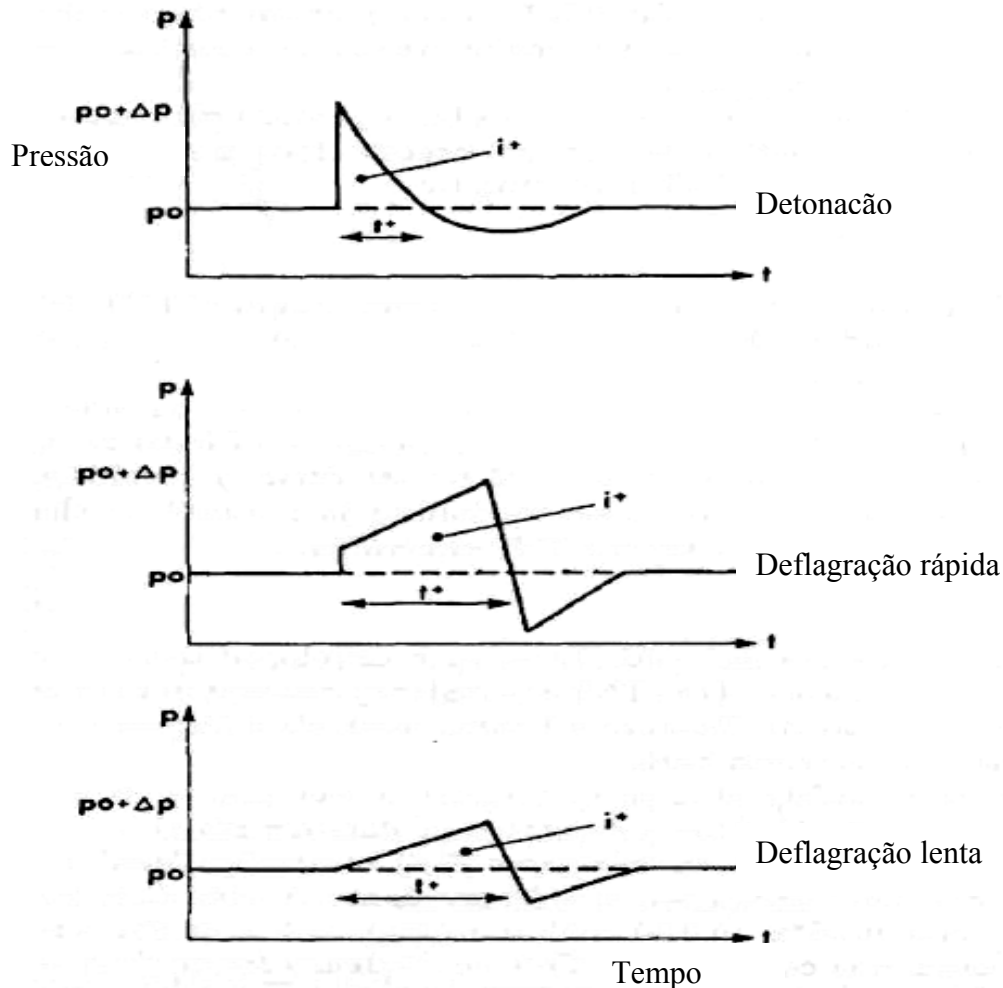


Figura 2.1: Tipos da onda de pressão e seus tipos característicos de combustão.

Para explosões de nuvens de vapor alguns autores concluíram que há um tamanho mínimo [Strehlow, 1980] abaixo do qual, ressalvados alguns fatores citados anteriormente, a explosão nunca chega a se tornar uma detonação. Nettleton, 1987, indica como limite mínimo para o diâmetro de uma nuvem de vapor capaz de produzir uma detonação o valor de 50 metros [Lees, 1996]. Para nuvens com diâmetros menores não haveria distância suficiente para que a frente de chama se acelerasse a ponto de produzir a onda de choque capaz de gerar uma detonação.

### 2.1.1. VELOCIDADE DE PROPAGAÇÃO DA CHAMA

A velocidade de propagação da frente de chama é a soma da velocidade de queima com a velocidade dos gases queimados em expansão na direção da mistura não-queimada, podendo ser influenciada por diversos fatores, entre eles:

a) Características químicas do combustível: a velocidade de chama atingida na queima da mistura é proporcional à reatividade do combustível (propano e butano têm reatividades consideradas de médias para baixas). Também a composição do combustível pode alterar a propagação, especialmente quando o número de moles de produtos é significativamente maior que o de reagentes, o que por si só causaria expansão por aumento de volume e aumentaria a velocidade da frente de chama;

b) Proporção da mistura (e homogeneidade): a velocidade de chama é máxima para misturas estequiométricas, diminuindo tanto para misturas pobres como ricas. Sendo assim, numa nuvem não-homogênea, parcelas desta estariam fora da proporção estequiométrica e retardariam o avanço da frente de chama. Num caso extremo, partes da mistura poderiam estar fora dos limites de inflamabilidade e não permitiriam a propagação da chama, afetando a velocidade média final de queima ou até evitando sua propagação naquele sentido. A figura 2.2 mostra a variação da velocidade de queima em função da concentração de gás inflamável no ar para diversos hidrocarbonetos;

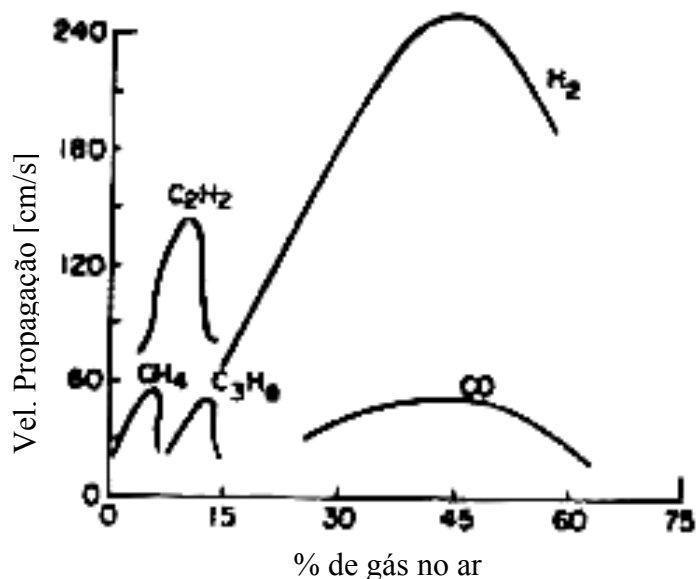


Figura 2.2: Influência da concentração na velocidade de chama de diversos hidrocarbonetos.



c) Intensidade (energia) da fonte de ignição da mistura: Segundo Burgess *et al.*: "Gradualmente se chegou a um consenso de que quase qualquer mistura gasosa que for inflamável é também detonável se iniciada (sua combustão) por uma fonte suficientemente energética" [Lees, 1996]. A interpretação dessa frase pode nos levar à conclusão de que a fonte de ignição sozinha pode ser o fator determinante da ocorrência ou não de uma detonação. Na realidade ela apenas determinará se uma nuvem, na qual outras características favoráveis já estão presentes, produzirá um incêndio ou uma explosão. As características é que exigirão uma fonte de ignição de maior ou menor intensidade para que o processo seja iniciado ou que nem mesmo ocorra;

d) Tipo da frente de chama (laminar ou turbulenta): Numa combustão com frente de chama laminar a velocidade de propagação aumenta até um valor limite ditado pelas características da mistura ar-combustível e da geometria do local por onde ela avança. Caso haja influência de fatores geradores de turbulência, a frente de chama deixará de ser laminar para se tornar turbulenta e sua velocidade de propagação aumentará novamente até que todo o gás seja consumido ou um novo limite (ditado pela turbulência) seja atingido. Até que isto ocorra, a turbulência causa um *loop* de realimentação de aumento da velocidade de propagação [Bjerketvedt, 1997], cuja seqüência de eventos, que ocorrem à medida que à frente de chama se propaga num ambiente propício à geração de turbulência, pode ser resumida da seguinte forma:

*Geração de turbulência -> Aumento da área de troca térmica -> Aumento da quantidade de mistura queimada por unidade de tempo -> Aumento da velocidade de propagação e da pressão sobre o gás não queimado -> Novo aumento de turbulência*

As distorções na frente de chama geradas pela turbulência causam um aumento da difusão de calor e massa entre gases queimados e não queimados, aumentando a velocidade de queima. O aumento da área de troca térmica é conseqüência direta da formação de vórtices na frente de chama, fazendo com que ela deixe de ser "plana" e passe a apresentar reentrâncias e protuberâncias conforme pode ser visto comparativamente na figura 2.3, onde à esquerda se vê uma frente de chama laminar e à direita uma frente com um início de turbulência caracterizado pelas flutuações de velocidade  $u'$  em alguns pontos da frente de chama.

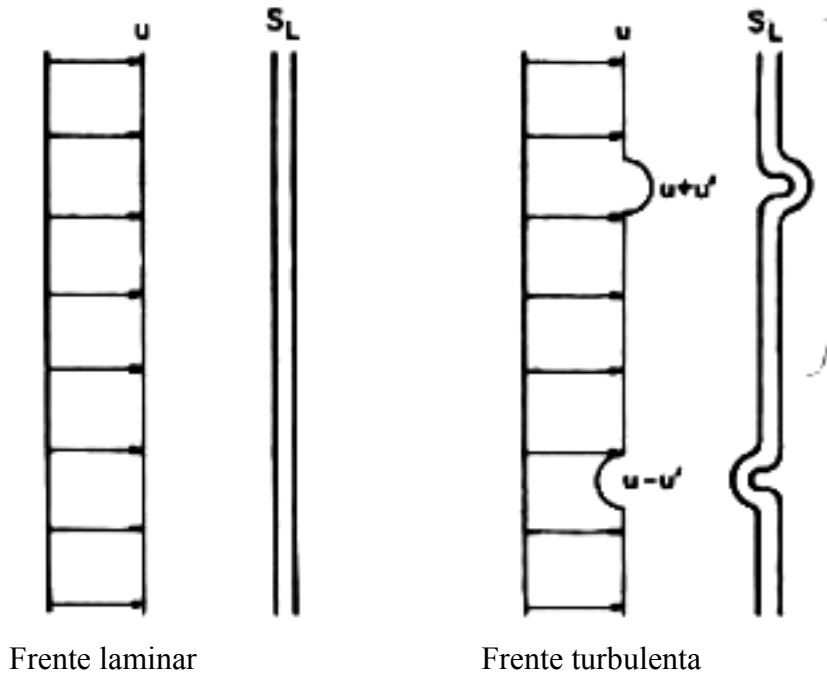


Figura 2.3: Distorções da frente de chama com flutuações de velocidade ( $u+u'$  e  $u-u'$ ) causadas pela turbulência.

e) Confinamento e obstruções: em geometrias altamente obstruídas podem ocorrer velocidades de chama até 10 vezes superiores às usuais em locais abertos e desimpedidos [Lees, 1996]. O confinamento da mistura restringe as direções nas quais os gases podem se expandir, aumentando a pressão que estes exercem sobre a parcela não-queimada e junto com ela a velocidade da frente de chama [Ibrahim e Masri, 2001; Wingerden, 1989; Yellow Book, 1997]. Nos casos em que esta restrição é tal que a direção preferencial de expansão está confinada por uma distância equivalente a 50 ou mais vezes a da seção transversal da mesma (como no interior de tubos ou torres muito altas), é possível que haja a mudança do mecanismo de propagação pela formação de uma onda de choque, o que poderá produzir uma detonação.

As obstruções podem funcionar como indutores de turbulência, fazendo com que a frente de chama deixe de ser laminar e causando aumento da sua velocidade como já explicado anteriormente.

Na figura 2.4 pode-se ver um gráfico ilustrativo da influência do grau de obstrução  $\beta$  (em fração de área no eixo horizontal) na sobrepressão resultante (em bar no eixo vertical) para explosões de misturas de propano e metano realizadas entre placas paralelas. Os pontos pretos e brancos são dados experimentais e as curvas foram obtidas por simulações usando o código FLACS [Baker, 1994].

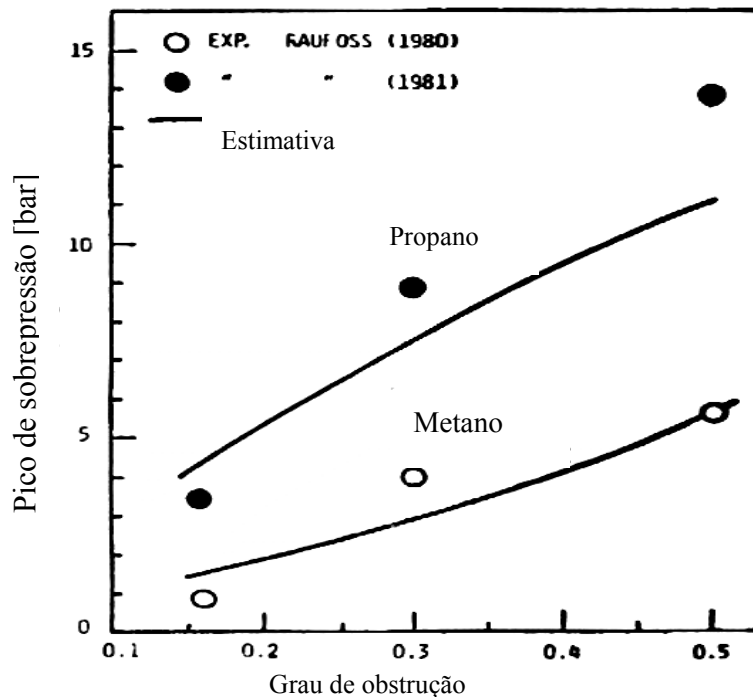


Figura 2.4: Influência do grau de obstrução na máxima sobrepressão gerada para explosões de misturas estequiométricas de propano e metano entre placas paralelas.

A figura 2.5 mostra a formação de vórtices de acordo com número de Reynolds do escoamento, função da velocidade do mesmo em relação ao obstáculo [Bjerketvedt, 1997]:

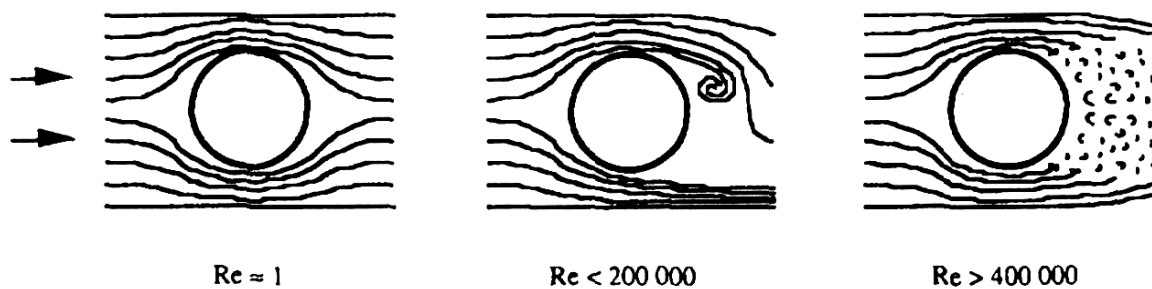


Figura 2.5: Efeito de obstruções (tubos) no escoamento em função do Número de Reynolds.

Quando uma onda de compressão é refletida por um obstáculo, ela se propaga no sentido do gás pesado (mistura não-queimada) para o mais leve (gás queimado), passando pela frente de chama e deixando-a instável, fazendo com que esta se “enrugue” e aumente a velocidade de queima através do aumento da área da frente de chama. Este fenômeno, conhecido como Instabilidade de Taylor, pode ser visto à direita na figura 2.6.

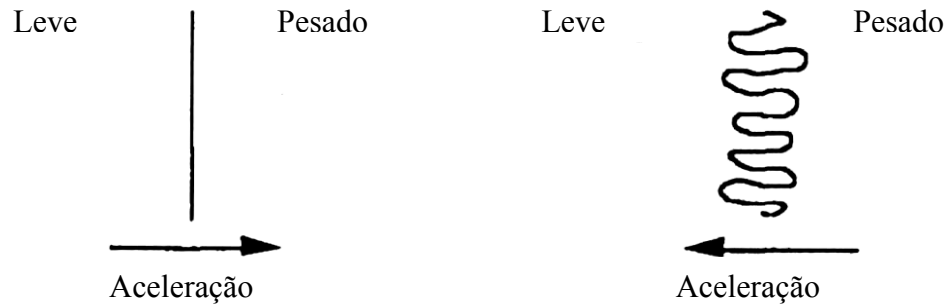


Figura 2.6: Instabilidade causada pela onda de compressão se propagando no sentido inverso do gradiente de densidade (Instabilidade de Taylor).

Este efeito também se dá quando ocorre reflexão da onda de pressão por confinamento parcial da região por onde está passando a frente de chama. Atualmente é amplamente aceito que, no caso de uma explosão em nuvem, apenas as regiões congestionadas realmente contribuem para a geração de sobrepressão significativa.

Inúmeros experimentos demonstraram que uma frente de chama em alta velocidade, proveniente de uma região congestionada, desacelera rapidamente quando penetra numa parte da nuvem situada em local aberto e desimpedido [Van Wingerden *et al*, 1994].

Códigos como o FLACS e experimentos como o MERGE [Cleaver e Robinson, 1996] e o EMERGE [Clutter e Whitney, 2001] tentam caracterizar de forma mais realista os efeitos da turbulência da frente de chama ao passar por obstáculos físicos presentes no cenário real de uma explosão. A complexidade envolvida nesse tipo de simulação vai desde a modelagem física do ambiente (tridimensionalmente) até a correta implementação do modelo de turbulência escolhido.

É sabido que a turbulência é uma das áreas da mecânica dos fluidos onde não há ainda uma interpretação suficientemente completa e definitiva do fenômeno, ou uma formulação que reproduza adequadamente seu comportamento em todas as situações possíveis. Não obstante, há modelos capazes de reproduzi-la em casos específicos, ficando a cargo do programador e do usuário do código aplicá-los adequadamente.

### 2.1.2. FORMAÇÃO DA ONDA EXPLOSIVA

Onda Explosiva (*Blast Wave*) é o termo que engloba tanto a onda de compressão gerada pela explosão, quanto o movimento induzindo nos gases pela sua passagem – chamado Vento Associado. Toda vez que se produz um aumento de pressão em uma parte da atmosfera, forma-se uma onda de pressão de compressão que viaja e se propaga no resto do meio.

As ondas explosivas são caracterizadas por meio de parâmetros cujos valores darão a magnitude dos efeitos que sua passagem poderá causar.

Os principais parâmetros da onda explosiva são:

- a) Tempo de chegada ( $t_a$  ou *arrival time*) é o tempo que a onda explosiva leva, contado a partir do instante da ignição, para atingir um determinado ponto a certa distância da origem da explosão;
- b) Tempo de duração ( $t_d$  ou *duration time*) da fase positiva, que é o período que vai do início da passagem da onda explosiva pelo ponto estudado até o instante em que a pressão nele decai pela primeira vez até o valor da pressão atmosférica, antes de entrar no período de pressão subatmosférica;
- c) Período de pressão subatmosférica é aquele durante o qual a pressão cai abaixo da atmosférica devido à inércia dos gases em expansão, também chamado de fase negativa da onda explosiva;
- d) Pico de sobrepressão: é o valor máximo que a pressão resultante da explosão atinge acima da pressão atmosférica. Este valor, associado ao tempo de duração da fase positiva e ao formato da onda explosiva, será usado para calcular o impulso por unidade de área projetada resultante da passagem da onda, cujo valor corresponde à área entre a curva e a linha de pressão atmosférica (o zero da figura 2.7) durante a fase positiva. Para uma onda com o formato da mostrada na figura 2.7, esta área seria aproximadamente  $(t_d \cdot p^o) / 2$ ;

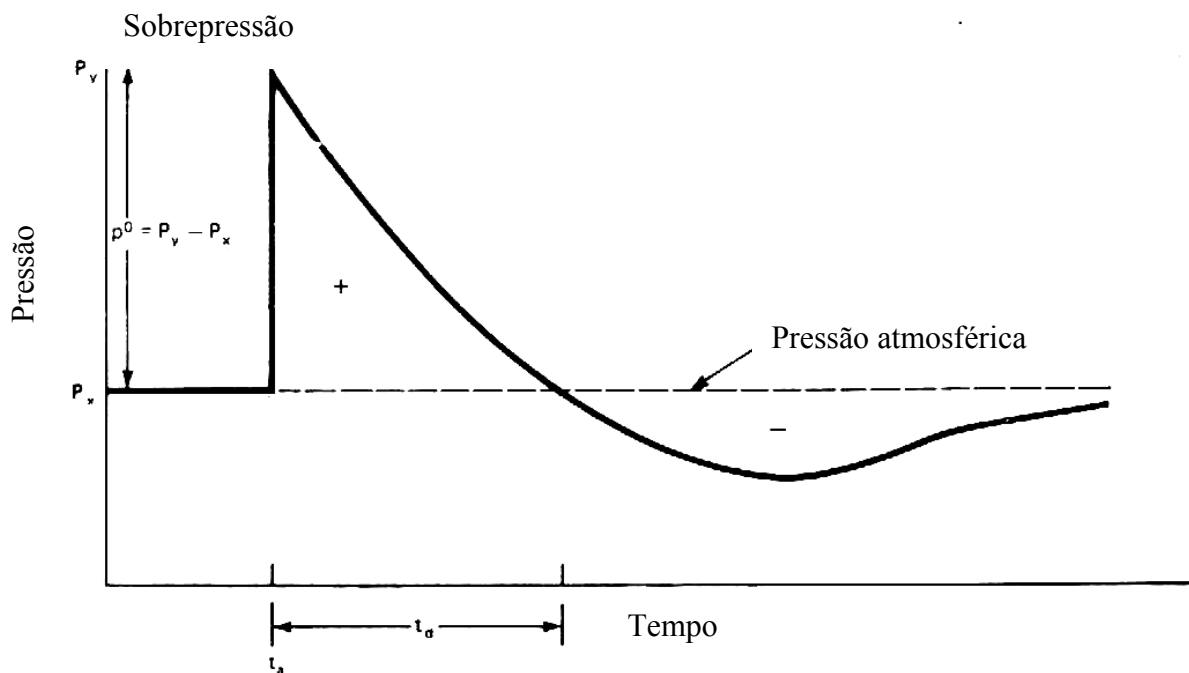


Figura 2.7: Fases da onda de pressão para um observador distante do centro de explosão.

Vê-se na figura 2.7 um gráfico da pressão em função do tempo mostrando as fases descritas anteriormente, onde o período de pressão subatmosférica (c) é representado pela porção da curva abaixo da linha de pressão atmosférica, tracejada no eixo das pressões, logo após o término da fase positiva. O valor do pico de sobrepressão é indicado aqui por  $p^o$  no eixo vertical.

De acordo com a intensidade, com a forma pela qual foi gerada e a fase em que a onda explosiva se encontra ela pode ser chamada de *onda de compressão sônica* (aumento progressivo de pressão), *onda de rarefação* (diminuição progressiva da pressão) ou *onda de choque* (aumento abrupto de pressão viajando a velocidades supersônicas).

### 2.1.3. ONDA DE CHOQUE DE PRESSÃO

Uma onda de choque é um caso particular de onda de pressão, ou Onda de Mach. Toda vez que há uma variação na pressão de um fluido gera-se uma onda de Mach na direção desta variação, no sentido oposto ao da superfície que a gerou, propagando-se com a velocidade local do som no instante da geração, acrescida da velocidade da superfície geradora. Como a velocidade do som depende das características do gás ( $\gamma$  e  $R$ ) e é diretamente proporcional à temperatura ( $T$ ) naquele instante, a velocidade de propagação da onda também vai depender destes fatores.

Para entender o mecanismo de formação da onda de choque, imaginemos um cilindro com um pistão em seu interior que subitamente adquire velocidade  $dv$ . O fluido a sua frente experimentará um aumento de pressão e temperatura na região próxima ao pistão. Neste instante se formará uma onda de pressão, ou de Mach, na direção do fluido [Owczarek, 1964], que se propagará com velocidade  $v_0 = a + dv$ . Se o pistão for novamente acelerado para uma velocidade  $2dv$ , se formará outra onda de pressão que se propagará com velocidade igual a  $v_1 = a' + 2dv$ , sendo que a nova velocidade local do som  $a'$  é maior do que  $a$  porque a temperatura do fluido aumentou ao ser comprimido, logo  $a' = a + da$ , portanto temos que  $v_1 = a + da + 2dv$ .

Numa compressão em que o pistão é continuamente acelerado na direção do movimento, a velocidade de propagação das sucessivas ondas de pressão formadas será progressivamente maior.

Na figura 2.8 é mostrada a formação de sucessivas ondas de Mach pelo deslocamento de um pistão no interior de um cilindro [Oosthuizen e Carscallen, 1997]. De cima para baixo estão os gráficos pressão versus tempo para cinco instantes consecutivos durante a aceleração de um pistão ao longo de um cilindro, mostrando a geração de ondas de Mach de intensidade e velocidade de propagação crescentes.

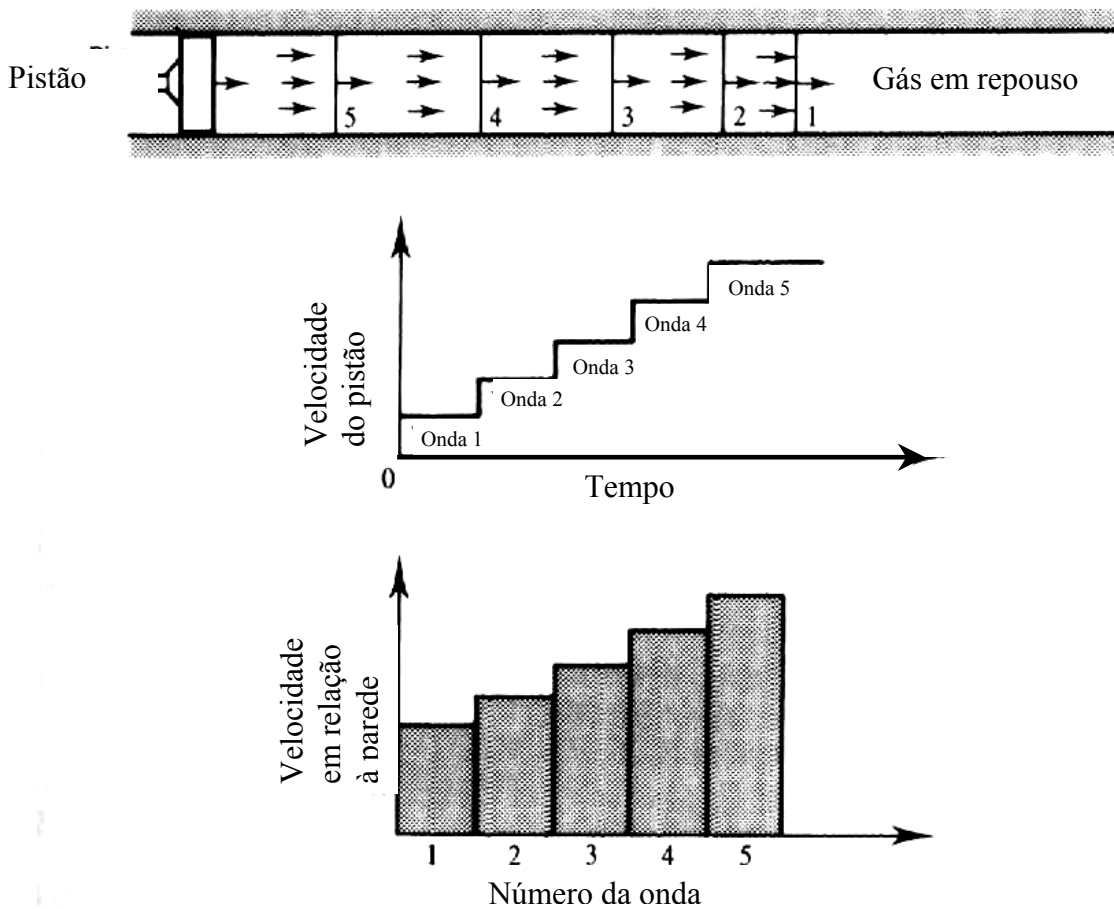


Figura 2.8: Seqüência de ondas de Mach formadas pelo deslocamento de um pistão e suas velocidades de propagação em relação à parede do cilindro.

Como a velocidade de propagação das ondas vai aumentando a medida que elas se formam, a primeira onda eventualmente será alcançada pelas seguintes [Shapiro, 1953]. Quando uma onda alcança a onda logo à sua frente elas se somam, aglutinando-se sucessivamente e produzindo um “envelope” através do qual os gradientes de pressão, densidade e temperatura são muito grandes e há um aumento de entropia no fluido. Por isso diz-se que o escoamento de um fluido através de uma onda de choque é um processo irreversível.

Experimentos mostram que a onda de pressão resultante de uma combustão pode propagar-se de forma grandemente acelerada se a queima for explosiva. A razão disto é que os produtos de combustão expandem-se muito rapidamente numa explosão, agindo como um pistão de gás quente e acelerando a frente de chama assim como a mistura não queimada adiante desta.

As ondas de compressão produzidas além da frente de chama que se acelera aglutinam-se na mistura não queimada e, se a distância for suficientemente grande, produzirão uma onda de choque [Owczarek, 1964] como a descrita anteriormente. Para que isto ocorra é necessário que a

combustão se dê em circunstâncias favoráveis, as quais foram descritas individualmente na seção 2.1.1.

Em casos extremos, onde a intensidade da onda de choque gerada for suficiente para causar a queima da mistura pela qual ela passar, a combustão será chamada de detonação, reação que tipicamente ocorre nos explosivos sólidos como a TNT, mas pouco provável em nuvens de vapor como as que são objeto de estudo deste trabalho.

A velocidade de uma onda de choque é função da sobrepressão gerada na explosão e atinge um valor limite após esta percorrer certa distância [Lees, 1996]. Ela é sempre supersônica se comparada à velocidade do som no fluido à sua frente (mistura não queimada ou atmosfera além da nuvem de vapor) e subsônica em relação ao que ficou atrás dela (gases queimados) [Wiekema, 1979], motivo pelo qual se diz que só é possível ocorrer a formação de uma onda de choque se o escoamento que a gerou for supersônico. A onda de choque num fluido real tratado como contínuo representa a região através da qual as variáveis do escoamento mudam rapidamente mas de forma contínua [Owczarek, 1964].

Como é possível notar na figura 2.9, a geração de ondas de choque de pressão só acontece em processos compressivos [Shapiro, 1953].

Nos processos expansivos a velocidade das ondas sucessivas diminui ao invés de aumentar ( $dv$  e  $da < 0$ ), afastando-as ao invés de aproximá-las.

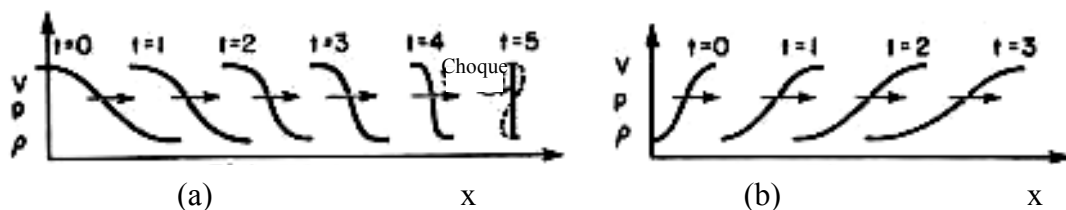


Figura 2.9: Gráficos para sucessivos instantes de tempo durante a formação de ondas de intensidade constante de compressão (a) e de expansão (b).

A figura 2.9 mostra claramente a modificação no formato da onda de pressão à medida que ela se converte em onda de choque: a curva deixa de ser suave ( $t=0$ ) para, enquanto se afasta da origem ( $x=0$ ), se transformar num “degrau” ( $t=5$ ), de espessura da ordem do caminho livre médio entre as moléculas do fluido [Bjerketvedt *et al.*, 1997], através do qual há uma grande variação de pressão com uma variação inversa da velocidade do fluido. Na figura 2.10 pode-se ver como o formato da onda de pressão vai se modificando enquanto se afasta da origem da explosão ( $a$ : mais próximo,  $b$  e  $c$  progressivamente mais afastados) até se tornar uma onda de choque [Kinney e Graham, 1985].



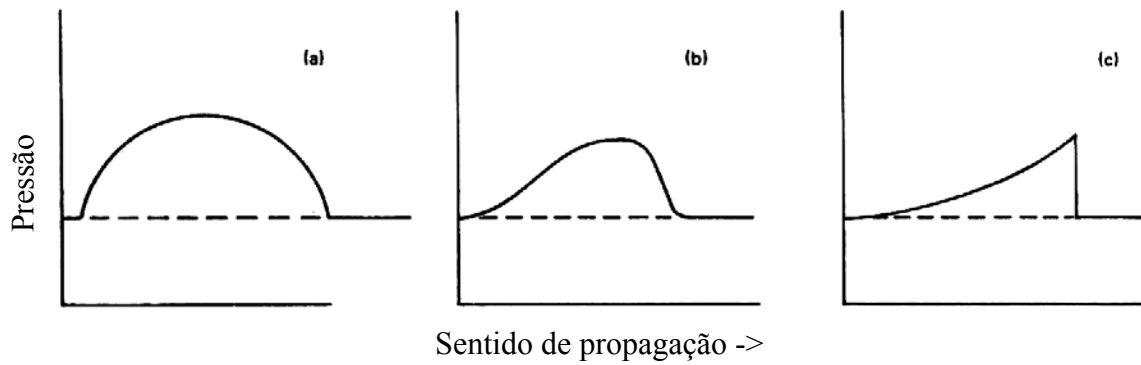


Figura 2.10: Modificação do formato da onda de pressão à medida que se afasta do centro da explosão e se torna uma onda de choque.

Resumidamente pode-se dizer que uma onda de choque é uma estreita região do espaço, que separa um escoamento em velocidade relativamente baixa em alta pressão, de um escoamento supersônico a pressão relativamente baixa.

## 2.2. MÉTODOS PREDITIVOS DE EFEITOS DE UMA EXPLOSÃO DE NUVEM

Nesta seção serão examinados alguns dos principais modelos utilizados na avaliação dos efeitos de explosões em nuvens de vapor, ressaltando suas principais características e restrições de aplicabilidade em situações específicas. Os métodos serão apresentados na ordem cronológica em que foram desenvolvidos, sendo explicados seus princípios, formas de implementação e características consideradas como uma evolução em relação aos métodos anteriores. Como foi dito anteriormente, não serão abordados aqui os métodos baseados em simulação numérica, pois o objetivo deste trabalho é a escolha e aplicação de métodos existentes e amplamente conhecidos em cenários de especial interesse na análise de riscos.

### 2.2.1. EQUIVALÊNCIA EM TNT

Estes modelos foram os pioneiros na previsão dos efeitos de explosões de nuvem. Eles se baseiam na comparação do potencial da mistura explosiva estudada com uma massa de TNT que seria necessária para causar efeitos semelhantes. Foram desenvolvidos a partir do grande volume de dados obtidos experimentalmente em testes de armas militares e dados de resultados destrutivos de bombardeios ocorridos durante períodos de guerra.

Uma característica importante destes métodos é o fato de que a utilização de um fator de escala para normalização dos parâmetros analisados, dividindo cada parâmetro pela raiz cúbica da massa equivalente de TNT, permite usar uma única curva nos gráficos de Efeito normalizado em função da Distância normalizada (exemplos de efeitos: sobrepressão, duração da fase positiva, etc.) para qualquer massa de TNT empregada na explosão, pois as curvas assim tratadas se sobrepõem.

É importante lembrar que a parcela da nuvem que se usa na comparação é aquela que se encontra entre os limites de inflamabilidade e não o volume total de gás disperso na atmosfera.

Além disso é preciso determinar uma eficiência em TNT relativa à explosão em questão, fator este que representa a parcela final da energia realmente transformada em geração de pressão durante a explosão. Como esta parcela para explosões de hidrocarbonetos é bem inferior em relação à mesma nas explosões de TNT, o valor da eficiência costuma ficar entre 1% e 10% com média em torno de 4% para a grande maioria dos gases inflamáveis usados em processos industriais. Um dos problemas da aplicação destes modelos a nuvens de vapor se deve ao fato de que a previsão da sobrepressão fornecida por eles vale apenas para explosivos sólidos, sendo

tanto mais superestimada para nuvens de vapor quanto mais próximo do centro da nuvem estiver o ponto analisado.

Há modelos baseados neste princípio que tentam compensar os efeitos de sobrepressão excessiva a curtas distâncias através de artifícios matemáticos. Um deles é o modelo de Harris e Wickens (1989) [Lees, 1996], no qual à distância normalizada é adicionada de uma parcela fixa, cuja influência diminuirá com seu aumento, mas fará com que o valor da sobrepressão próxima ao centro da explosão seja menor, portanto mais próximo da real para nuvens de vapor. Outro problema diz respeito à duração da fase positiva da onda explosiva, que para a TNT tem uma menor duração, fazendo com que os efeitos para pequenas distâncias avaliados por Equivalência de TNT sejam subestimados neste aspecto. Para distâncias maiores que dez diâmetros da nuvem analisada [Pritchard, 1989], contados a partir do seu centro, a influência das diferenças de formato do pulso inicial de sobrepressão entre o real e o estimado diminuem muito, fazendo com que estes métodos forneçam nessas circunstâncias uma estimativa perfeitamente aceitável dos efeitos da explosão.

A seguir será descrito o uso do método de Equivalência em TNT conforme Lees, 1996.

## APLICAÇÃO DO MÉTODO

Inicialmente é preciso calcular a massa equivalente de TNT definindo com base nas características da explosão uma eficiência em TNT ( $\eta$ ), e aplicando-a na seguinte equação:

$$W_{TNT} = \eta (m \cdot h_c / 4,6 \cdot 10^6) \quad (2.1)$$

onde  $m$  é a massa em kg do gás que efetivamente contribui para o processo explosivo, geralmente avaliada como a massa de gás contida na porção da nuvem com concentrações entre os limites de inflamabilidade,  $h_c$  é a energia de combustão da mistura de hidrocarbonetos da nuvem em J/kg, e a constante  $4,6 \times 10^6$  é a energia liberada por 1 kg de TNT. Com a massa equivalente calcula-se o fator de escala usado na normalização das distâncias e dos parâmetros estimados pelo método, dado por:

$$\text{Fator de escala} = (W_{TNT})^{1/3} \quad (2.2)$$

O passo seguinte é normalizar as distâncias que nos interessam, dividindo as mesmas pelo fator de escala, e entrar no gráfico para obter os efeitos normalizados usando as curvas adequadas.

É usual a apresentação de todas as curvas num mesmo gráfico log - log. Esta prática às vezes dificulta um pouco a visualização da curva correspondente ao fator que se procura obter, embora essa dificuldade seja desprezível se comparada com a interpolação de valores nesse tipo de gráfico. Logo abaixo, na figura 2.11, vê-se um exemplo gráfico comumente encontrado na literatura para aplicação do método de Equivalência em TNT [Lees, 1996]:

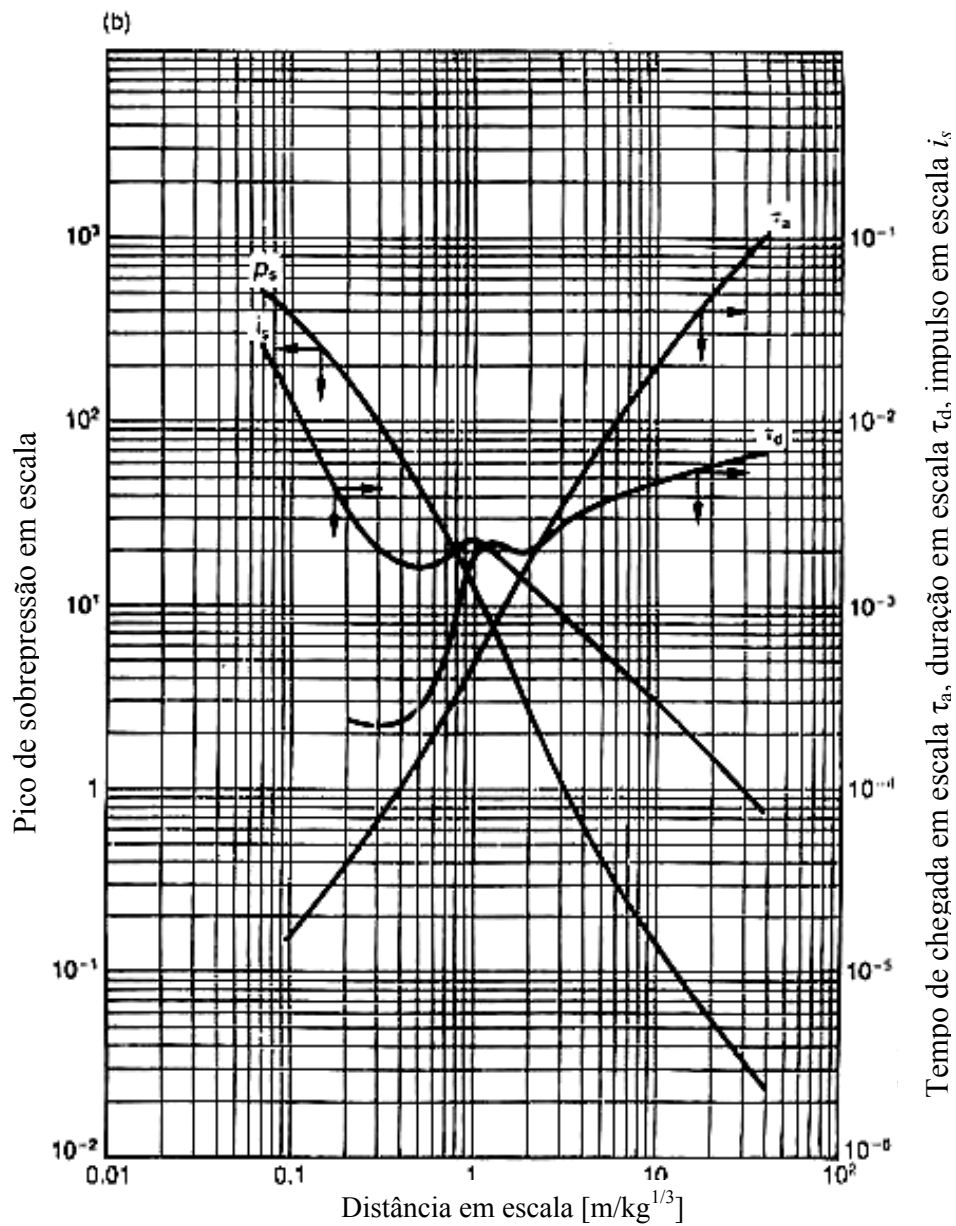


Figura 2.11: Gráfico de *efeitos normalizados* em função da *distância normalizada* do método TNT.

A partir dos dados obtidos do gráfico, multiplica-se os efeitos normalizados pelo fator de escala obtendo os efeitos propriamente ditos de pico de sobrepressão, impulso, tempo de duração da fase positiva e tempo de chegada para cada distância a partir do centro da nuvem.

A grande vantagem deste método é sua simplicidade e rapidez de aplicação, porém ele generaliza as considerações pertinentes aos fatores agravantes da explosão exclusivamente na figura do rendimento estimado. As restrições ao uso do método se concentram na má avaliação dos efeitos a pequenas distâncias do centro da explosão, superestimando os valores de sobrepressão e subestimando os períodos da fase positiva da onda explosiva.

Após estas considerações pode-se afirmar que estes métodos representam uma alternativa válida para estimativas de efeitos a distâncias médias ou grandes a partir do centro da nuvem, sendo proporcionalmente mais conservativos à medida que o ponto se aproxima do centro da nuvem.

Para casos em que a distância do local de interesse em relação ao centro da nuvem seja pequena, ou a complexidade geométrica envolvida forem fatores críticos na análise, não é recomendado o uso destes métodos e sim de outros mais adaptados às características do cenário.

### 2.2.2. MÉTODO SHOCK WAVE – TNO

Seguindo a evolução dos métodos preditivos, surgiu o método Shock Wave [Wiekema, 1979], onde se considera que a nuvem de vapor será simulada como sendo hemisférica e homogênea, com mistura estequiométrica e cuja ignição ocorre em seu centro. A nuvem durante a combustão se expande do volume inicial  $V_0$  (com raio  $R_0$ ) para um volume  $V_1$  (com raio  $R_1$ ), sendo que esta expansão é responsável pela formação de uma onda de choque e é substituída (a expansão) neste modelo pelo movimento de um pistão hemisférico com velocidade constante. A velocidade do pistão traduz um acréscimo contínuo de energia ao sistema simulando a combustão da mistura a uma taxa constante.

Para o cálculo das variáveis significativas da explosão deve-se adotar inicialmente uma categoria de reatividade do gás, arbitrando uma velocidade média para o pistão em função da categoria adotada, do grau de obstrução e confinamento e outros fatores já citados anteriormente por afetarem a velocidade de propagação da frente de chama. Vê-se aqui que o fator arbitrado para avaliar a intensidade da explosão passou a ser a reatividade do gás em lugar do rendimento usado nos métodos de equivalência em TNT, o que apenas transfere a responsabilidade do analista da arbitragem de um fator para outro, mantendo ainda o aspecto subjetivo da escolha ao

invés de atrelá-la, além deste fator, a características objetivas como a geometria e o grau de obstrução do local, igualmente capazes de alterar o comportamento da explosão.

Uma das grandes virtudes deste método está na reprodução mais fiel do comportamento da geração de sobrepressão, em relação aos métodos de Equivalência em TNT, a pequenas distâncias do centro da nuvem. A maior fidelidade reside na sua capacidade de reproduzir desde uma deflagração lenta até uma rápida, ao contrário dos métodos de Equivalência em TNT que basicamente reproduzem detonações por ser esta a característica de uma explosão de TNT.

A influência de fatores geradores de turbulência continua sendo desconsiderada pelas simplificações envolvidas no cálculo, sendo função do bom-senso do analista levá-la em conta quando da arbitragem da velocidade média de expansão dos gases.

A seguir será visto de forma sucinta como se faz a aplicação deste método para deflagrações.

#### APLICAÇÃO DO MÉTODO EM DEFLAGRAÇÕES

Inicialmente escolhe-se a reatividade do gás, definindo com isto um valor de velocidade média de propagação da frente de chama. São usados três valores básicos de velocidades médias, e parâmetros  $A$  correspondentes, nas tabelas do método para três categorias de reatividade:

- a)  $u_{\text{méd}}=40\text{m/s}$ ,  $A = 2 \times 10^{-2}$ : baixa reatividade (baixas velocidades de propagação);
- b)  $u_{\text{méd}}=80\text{m/s}$ ,  $A = 6 \times 10^{-2}$ : média reatividade (médias velocidades de propagação);
- c)  $u_{\text{méd}}=160\text{m/s}$ ,  $A = 15 \times 10^{-2}$ : alta reatividade (altas velocidades de propagação);

O próximo passo é calcular o volume inicial da nuvem, usando a seguinte equação:

$$V_0 = (1+5.n).m.R.T/(M.P_0) \quad (2.3)$$

onde  $n$  é o número de moles do combustível na reação estequiométrica com o oxigênio,  $m$  é a massa de gás entre os limites de inflamabilidade,  $R$  a constante universal dos gases,  $T$  a temperatura do gás,  $M$  a massa molecular do gás e  $P_0$  a pressão atmosférica.

A seguir deve-se encontrar o comprimento característico da explosão, que será usado para obter o campo de sobrepressão.

O comprimento característico da explosão  $L_0$  é definido da seguinte forma:

$$L_0 = (V_0 \cdot E_c / P_0)^{1/3} \quad (2.4)$$

onde  $E_c$  é a energia de combustão por unidade de volume, em torno de  $3,5 \cdot 10^6$  J/m<sup>3</sup> para os hidrocarbonetos inflamáveis mais comuns.

Pode-se então obter a sobrepressão ( $\Delta p$ ) e a duração da fase positiva ( $t_d$ ) em função de  $u_{méd}$ ,  $a$ ,  $L_0$ ,  $P_{atm}$ ,  $A$  e da distância ao centro da nuvem  $R$  através das seguintes equações:

$$\Delta p = P_0 \cdot A \cdot (R / L_0)^{-1} \quad (2.5)$$

$$t_d = (0,456 \cdot (\frac{a}{u_{méd}} - 1) + \frac{3}{7} \cdot A \cdot \ln(\frac{1 + \frac{7 \cdot R}{3 \cdot A \cdot L_0}}{1 + \frac{7 \cdot R_1}{3 \cdot A \cdot L_0}})) \cdot \frac{R}{a} \quad (2.6)$$

Vista a forma pela qual este método permite obter os efeitos resultantes da explosão, fica claro que a escolha de uma reatividade única para toda a mistura gasosa (representada pela velocidade do pistão hemisférico) obviamente fará com que a análise resultante subestime os efeitos onde há fatores geradores de aceleração da queima e superestime-os onde estes não estão presentes. Se a análise for restrita a um campo de influência pequeno pode-se melhorar a avaliação do cenário, já que esta reatividade “média” passará a ser arbitrada para locais potencialmente não tão discrepantes.

Embora a escolha de uma reatividade média não seja o ideal, a possibilidade de se escolher entre três faixas de reatividade é uma evolução em relação à falta de opções quanto a este fator apresentada pelo método de Equivalência em TNT. Quanto aos efeitos a grandes distâncias, seus resultados se aproximam dos fornecidos pelos outros métodos.

### 2.2.3. MÉTODO MULTIENERGIA – TNO

Este método foi desenvolvido por pesquisadores do Prins Mauritz Laboratory (TNO) [Baker,1994; Van Den Berg e Lanoy, 1985; Wingerden *et al.*, 1989] assim como o método Shock Wave. Nele se aplica diretamente a premissa de que apenas as parcelas com certo grau mínimo de confinamento ou localizadas em partes da nuvem particularmente obstruídas, ao invés de toda a porção inflamável da nuvem, realmente contribuem para a geração de sobrepressão significativa. Esta premissa visa caracterizar de forma mais realista o que acontece em cada região do local da explosão sem estabelecer um comportamento médio para todo o cenário, mas definir regiões onde uma média pode ser considerada representativa e cuja influência seja mais significativa sobre os efeitos finais da explosão.

Sendo assim, é preciso fazer uma avaliação minuciosa do local da explosão para determinar quais seriam essas regiões. O volume de cada uma destas regiões é calculado através de um somatório de volumes simples (paralelepípedos, cilindros, esferas, etc.), que representam o volume total daquela região menos os volumes dos obstáculos (construções, reservatórios, canalizações, etc.) contidos no seu interior. Estas regiões, se localizadas a partir de uma certa distância mínima umas das outras, devem ter seus efeitos calculados de forma independente e posteriormente somados para se obter o efeito total. A cada região, com seu volume de mistura correspondente, é atribuído um número inteiro de acordo com o grau de intensidade presumido para a explosão naquele local. Este número varia de 1, para explosões de intensidade insignificante como nas porções pouco obstruídas da nuvem, até 10 para detonações em regiões altamente congestionadas. Este método, sendo relativamente recente se comparado aos anteriormente citados, continua sendo aprimorado e recebendo novas sugestões relativas ao seu uso por parte de seus autores. Recentemente (2000) são encontradas na literatura recomendações para melhorar as estimativas de intensidade pelo uso de comparações do cenário em estudo com dados experimentais, assim como fazer uma avaliação do grau de obstrução do local e estimar a sobrepressão resultante baseado nele, no tamanho médio dos obstáculos e na distância estimada que a chama percorrerá [Mercx, 2000].

A seguir o método supõe que o efeito dessa explosão é causado por um volume hemisférico de massa de mistura estequiométrica equivalente, cuja influência é proporcional à raiz cúbica da energia  $E_Q$  liberada por ela. As curvas fornecidas pelo método são fruto da simulação numérica da explosão dessa nuvem hemisférica utilizando o código BLAST, que incorpora elementos obtidos das análises experimentais realizadas pelo TNO ao invés da solução analítica empregada pelo método Shock Wave. Sabendo a massa de gás inflamável na porção



congestionada da nuvem, calcula-se a energia liberada para uma relação estequiométrica com o ar tendo 20% de  $O_2$  e 80% de  $N_2$ . Para um hidrocarboneto tratado como gás perfeito tem-se:

$$E_Q = 3,5 \cdot 10^6 \cdot \frac{(1 + 5 \cdot n_0) \cdot R \cdot T_0}{m_{gás} \cdot M \cdot P_0} \quad (2.7)$$

onde  $n_0$  é a relação entre o número de moles de gás e de oxigênio para a queima estequiométrica,  $M$  é a massa molar do gás,  $R$  a constante universal dos gases,  $T_0$  e  $P_0$  a temperatura e pressão ambientes.

A constante  $3,5 \times 10^6$  ( $J/m^3$ ) da equação 2.7 é o valor médio da energia de combustão liberada por um hidrocarboneto inflamável por unidade de volume, simbolizada por  $E_c$  no método Shock Wave. Baseando-se nesse princípio é definido um fator de escala para este método da seguinte forma:

$$\text{Fator de escala} = (E_Q / P_0)^{1/3} \quad (2.8)$$

Dividindo uma distância pelo fator de escala obtém-se seu valor normalizado, assim como as sobrepressões são normalizadas dividindo-as pela pressão atmosférica, como se vê abaixo:

$$\bar{R} = \frac{R}{(E_Q / P_0)^{1/3}} \quad (2.9)$$

$$\Delta p_s = \Delta p / P_0 \quad (2.10)$$

O tempo de duração da fase positiva é normalizado através da seguinte equação:

$$\bar{t}_d = t_d \cdot a. / (E_Q \cdot P_0)^{1/3} \quad (2.11)$$

onde  $a$  é a velocidade do som no ar.

O método Multienergia, da mesma forma que o método de Equivalência em TNT, se utiliza de gráficos onde estão as correlações dos *efeitos normalizados* com as *distâncias normalizadas* em função de uma intensidade característica da explosão.

A intensidade da explosão, definida por um número inteiro de 1 a 10, tem por objetivo caracterizar combustões que vão desde um incêndio em nuvem (1) até uma detonação (10). Sua função é semelhante à da velocidade média no método Shock Wave e ao rendimento no método de Equivalência em TNT, devendo ser escolhida de forma cuidadosa em função de fatores como o grau de obstrução e confinamento da região a qual ela se aplica, assim como características do mistura inflamável como a sua reatividade.

Vê-se na figura 2.12 os gráficos utilizados para obter os *efeitos normalizados* em função da *distância normalizada*, a partir da escolha da intensidade da explosão (curvas de 1 a 10) [Lees, 1997]:

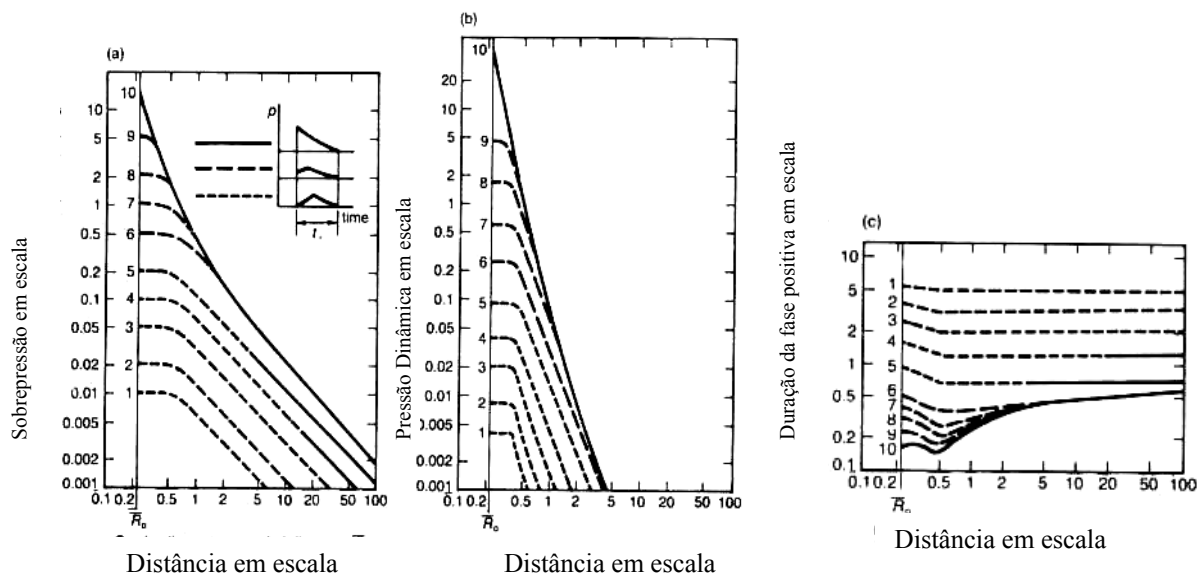


Figura 2.12: Gráficos de *efeitos normalizados* em função da *distância normalizada* para sobrepressão (acima à esquerda), pressão dinâmica (acima à direita) e duração da fase positiva (abaixo) do método Multienergia.

Usando os gráficos da figura 2.12 pode-se, por exemplo, a partir de uma determinada distância do centro da explosão até um ponto de interesse, determinar qual seria o valor de sobrepressão e qual a duração da fase positiva da onda explosiva nesse ponto.

Para isso, inicialmente define-se a intensidade da explosão correspondente ao conjunto de curvas dos gráficos que serão usadas.

A seguir é preciso apenas converter a distância real em distância normalizada com a equação 2.9 e entrar com este dado nos gráficos correspondentes (*a* e *c*), obtendo os valores normalizados de sobrepressão e duração da fase positiva correspondentes às curvas de intensidade escolhidas. Estes valores podem então ser convertidos em sobrepressão efetiva e duração efetiva da fase positiva usando as equações 2.10 e 2.11 respectivamente. O segundo gráfico da figura 2.12 (*b*) mostra a pressão dinâmica máxima normalizada, utilizada para calcular o carregamento de arrasto resultante do vento associado à passagem da onda explosiva.

Este gráfico contém um dado a mais que permite caracterizar melhor os esforços aplicados a estruturas que poderiam ser mais facilmente arrancadas de sua posição por cargas dinâmicas, chamadas de alvos de arrasto, assim como veículos e pessoas.

A existência de dez curvas permite uma melhor escolha entre as opções de comportamento disponíveis, o que se reflete nas estimativas mais realista fornecidas pelo método Multienergia.

Viu-se aqui que as estimativas fornecidas pelos métodos vêm se aproximando progressivamente da realidade à medida que estes evoluem. A melhora das estimativas veio acompanhada da necessidade de avaliar mais detalhadamente os ambientes estudados, mostrando que o conhecimento dos fatores envolvidos e a correta interpretação de sua influência podem fazer a diferença entre uma boa análise e uma estimativa superficial e imprecisa. Além desse fato, contribuem significativamente para o aperfeiçoamento dos métodos preditivos a constante experimentação [Mercx, 1993 e 1994, Tang e Baker, 2000] bem como a incorporação da análise fenomenológica [Puttock *et al.*, 2000] e de dados disponíveis sobre acidentes ocorridos.

Na próxima seção será visto como tratar os resultados fornecidos pelos métodos preditivos para calcular os efeitos das explosões sobre estruturas próximas.

### 2.3. EFEITOS SOBRE ESTRUTURAS PRÓXIMAS

Nesta seção serão apresentados os possíveis efeitos da passagem de uma onda de choque por uma estrutura bem como as formas pelas quais pode-se avaliá-los.

As características de cada onda explosiva podem variar muito dependendo de como a explosão se desenvolve. O comportamento da curva *pressão* em função do *tempo* resultante da explosão, assim como os fatores responsáveis por ela analisados anteriormente, podem apresentar sensíveis diferenças, caracterizando tipos distintos de explosão. Da mesma forma, os efeitos sobre estruturas próximas serão diferentes de uma explosão para outra. Isso porque a pressão máxima atingida pela onda explosiva, sua variação progressiva ou abrupta e seu tempo de duração serão distintos em cada caso, o que se refletirá diretamente no esforço exercido sobre a estrutura.

Já foram vistas as principais características de uma onda explosiva, serão vistas agora quais suas influências em função das características de cada estrutura. Estas características serão usadas para diferenciar a forma de reação da estrutura e escolher o tipo de análise mais apropriado para cada caso específico.

As principais características de interesse que serão analisadas são:

a) Rigidez estrutural: esta característica é função dos materiais utilizados na construção da estrutura, refletindo a forma pela qual ela se deformará e quais os limites de carregamento que podem levá-la ao colapso. Estruturas industriais comumente utilizam perfis e chapas de aço na sua construção, proporcionando um maior grau de deformação elástica antes que a deformação plástica e posterior ruptura ocorram. Prédios vizinhos e algumas instalações de controle costumam ser feitos de concreto armado com paredes de tijolos e aberturas de vidro, reagindo de forma completamente distinta das estruturas metálicas. No cálculo da rigidez leva-se em conta as dimensões e o momento de inércia da seção transversal da estrutura na direção em que se propaga a onda explosiva, fazendo com que não apenas o material da estrutura mas também seu formato sejam importantes para avaliar a reação do conjunto ao carregamento produzido pela explosão;

b) Período Natural  $t_{\pi}$ : neste estudo será considerado como o inverso da menor frequência natural do principal modo de oscilação da estrutura. Seu cálculo leva em consideração a rigidez estrutural e as principais características associadas a ela, assim como a sua massa e a forma pela qual está distribuída na estrutura. A comparação entre a ordem de grandeza do período natural e o tempo necessário para a passagem da onda explosiva pela estrutura vai indicar o tipo de

carregamento ao qual ela estará sujeita, que poderá ser Impulsivo, Quase-estático ou Dinâmico. Em função de qual dos carregamentos anteriormente citados ocorrer, será determinado o tipo de análise mais adequado a cada caso específico;

c) Formato e orientação espacial da estrutura: os efeitos sobre estruturas são função da sobrepressão característica da onda explosiva, que é uma força por unidade de área, cuja influência será diretamente proporcional à área da superfície externa da estrutura. Grande parte dos prédios tem formato de paralelepípedo, facilitando muito o cálculo da interação já que, no caso da direção de propagação da onda explosiva ser perpendicular à sua face frontal, duas faces da estrutura serão perpendiculares ao sentido de propagação da onda explosiva e outras três paralelas a este. Já no caso de reservatórios e instalações de processamento de matérias primas isto não ocorre, fazendo com que se tenha que levar em conta a variação do ângulo que a superfície faz com a direção de propagação da onda explosiva à medida que esta passa pela estrutura. No caso de uma estrutura cujo arrasto gerado pela pressão dinâmica da onda explosiva seja significativo, seu efeito dependerá de um coeficiente ligado à forma da mesma, dito coeficiente de arrasto;

A existência ou não de aberturas na estrutura que possibilitem a rápida equalização entre a pressão externa e a interna é igualmente importante, já que a força resultante numa determinada direção será a diferença entre as parcelas aplicadas em sentidos opostos. Quanto mais rapidamente esta diferença desaparecer, menor será o efeito resultante, fazendo com que as estruturas com aberturas sejam menos suscetíveis aos efeitos do diferencial de pressão entre as partes que se comuniquem através delas. Este fator, embora importante do ponto de vista de uma análise mais ampla e abrangente dos efeitos da onda explosiva sobre os mais variados tipos de estruturas, será desconsiderado neste trabalho tendo em vista que os reservatórios de armazenamento utilizados em instalações industriais, principais objetos deste estudo, não possuem aberturas frágeis ou expostas como características construtivas.

### 2.3.1. INTERAÇÃO DA ONDA DE CHOQUE COM A ESTRUTURA

A passagem da onda de choque pela estrutura é acompanhada de uma série de eventos característicos desta interação. São fenômenos físicos relacionados ao choque da onda com a superfície e à transformação da energia cinética das partículas em movimento (vento associado) em variações na pressão sobre a estrutura.

Uma das características das ondas de choque é que elas sofrem reflexão ao incidirem sobre uma superfície, dependendo do ângulo formado entre elas. Esta reflexão acaba por aumentar a sobrepressão efetiva assim como a carga resultante sobre a estrutura.

As primeiras análises conclusivas sobre os parâmetros de uma onda de choque foram feitas por *Rankine* e *Hugoniot* utilizando os princípios de conservação de momento e energia. Muitas conclusões mostradas aqui são baseadas nesses estudos teóricos.

Se o ar for considerado como um gás ideal com a razão entre seus calores específicos  $C_p / C_v = \gamma$ , é possível mostrar que para um ângulo de incidência (ângulo entre a direção de propagação da onda e a normal à superfície) igual a zero, ou seja, um choque frontal com uma parede plana, a pressão refletida é dada segundo Smith e Hetherington, 1994, por:

$$p_r = 2 p_s + (\gamma + 1) q_s \quad (2.12)$$

onde  $p_r$  é a sobrepressão refletida,  $p_s$  o pico de sobrepressão incidente e  $q_s$  é o pico de pressão dinâmica.

Igualmente pode ser mostrado que a equação acima resulta em:

$$p_r = 2 \cdot p_s \frac{7p_0 + 4p_s}{7p_0 + p_s} \quad (2.13)$$

onde  $p_0$  é a pressão atmosférica, e para a qual pode-se considerar dois casos extremos:

- a) Quando  $p_s$  é muito menor que  $p_0$ , a equação se reduz a:  $p_r = 2 p_s$  ;
- b) Quando  $p_s$  é muito maior que  $p_0$ , a equação se reduz a:  $p_r = 8 p_s$  ;

Sendo assim, pode-se dizer que, para uma onda de choque incidindo com ângulo igual a zero sobre uma superfície plana, a sobrepressão refletida será de duas a oito vezes o valor da

sobrepressão incidente. À relação dada pela sobrepressão refletida dividida pelo pico de sobrepressão incidente dá-se o nome de Coeficiente de Reflexão ( $A = p_r / p_o$ ).

Quando a estrutura é atingida pela onda explosiva há um aumento instantâneo da sobrepressão efetiva, causado pela reflexão da onda incidente, seguido de um período de rápido decaimento da sobrepressão ( $t_s$ ), ao fim do qual a sobrepressão e a pressão dinâmica retornam ao patamar encontrado no fluxo livre, conforme pode ser visto na figura 2.13 [Wall, 1978]:

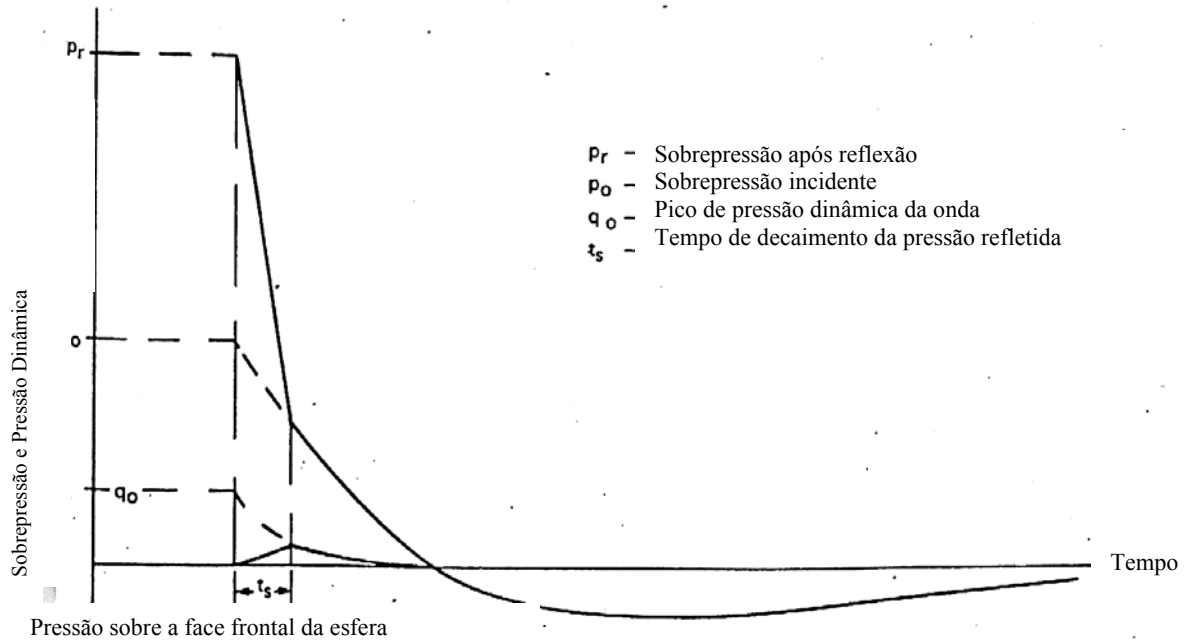


Figura 2.13: Sobrepressão e pressão dinâmica em função do tempo, passando por uma esfera.

As cargas resultantes sobre a estrutura decorrem da influência dessas duas pressões atuantes sobre sua superfície, a sobrepressão e a pressão dinâmica (*side-on overpressure e dynamic pressure*). A pressão dinâmica, multiplicada por um coeficiente de forma característico da estrutura é chamada pressão de arrasto (*drag pressure*).

Tem-se ainda que a pressão dinâmica, sendo função da velocidade das partículas em movimento produzido pela sobrepressão (vento associado), pode ser expressa como uma relação entre o pico de sobrepressão e a pressão atmosférica segundo a equação 2.14 [Mercx, 1997]:

$$q = 5p_s^2 / [ 2. ( 7p_o + 6p_s ) ] \quad (2.14)$$

As curvas características da pressão dinâmica e da sobrepressão mostram na figura 2.13 um comportamento típico de decaimento exponencial ao longo do tempo.

É possível verificar que este comportamento pode ser expresso pelas seguintes equações para a sobrepressão e pressão dinâmica, respectivamente:

$$P_S(x,t) = p_S(x) \cdot (1 - t/t_d) \cdot e^{-b t/t_d} \quad (2.15)$$

$$Q(x,t) = q_S(x) \cdot (1 - t/t_d) \cdot e^{-b t/t_d} \quad (2.16)$$

Nas equações 2.15 e 2.16 o fator  $b$  é função da sobrepressão relativa  $P_S/p_0$  e pode ser obtido diretamente ou por interpolação dos valores da tabela 2 [Baker, 1983]:

Tabela 2: Fator  $b$  em função da sobrepressão relativa  $P_S/p_0$ :

$P_S/p_0$	3,46	2,05	1,38	0,772	0,506	0,161	0,0374	0,0261	0,0198
$b$	3,49	2,06	1,58	1,32	1,05	0,382	0,1170	0,1110	0,1490

Interpolando os valores da tabela 2 pode-se calcular o decaimento da sobrepressão e da pressão dinâmica em função do tempo para caso específico em estudo.

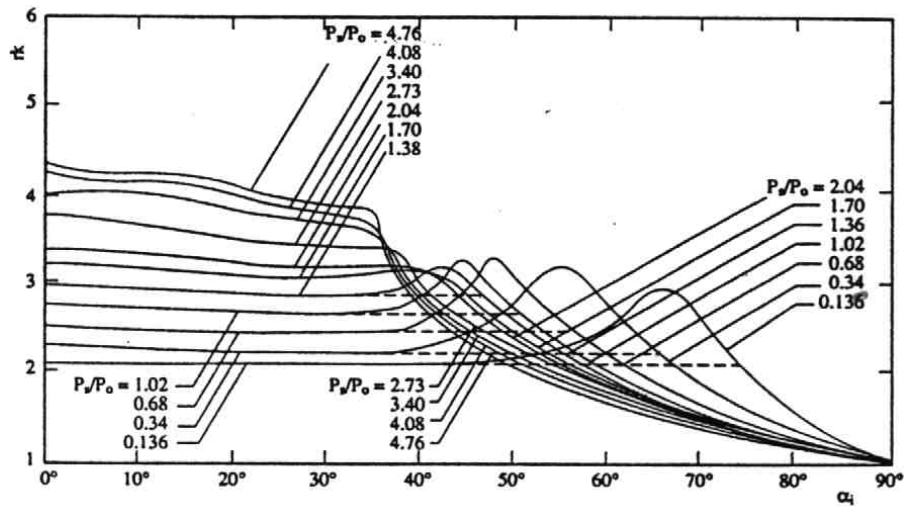
Para saber qual será a sobrepressão efetiva instantânea num ponto da estrutura é preciso calcular a sobrepressão refletida pela estrutura em cada ponto de sua superfície externa naquele instante. Esta reflexão é função, além da densidade do fluido (ar no caso), do ângulo que a normal à onda faz com a normal à superfície da estrutura, e do tipo de onda em estudo. Aqui será visto este comportamento para ondas de choque, mas deve ser notado que para ondas de pressão os resultados seriam diferentes como fica visível no gráfico (b) da figura 2.14.

Quando o ângulo de incidência for nulo, como em um choque frontal com uma parede paralela à onda explosiva, a equação 2.12 fornece o resultado desejado.

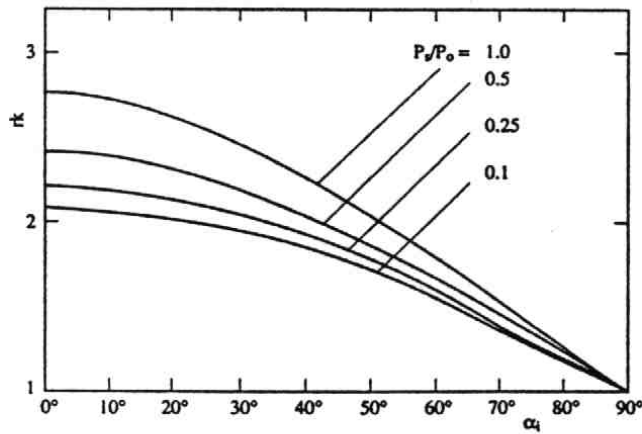
No caso de choques oblíquos, ou quando a superfície não é plana e este ângulo varia de ponto para ponto, precisa-se recorrer a curvas experimentais que fornecem o Coeficiente de Reflexão  $A$  para cada posição.

Na figura 2.14 vê-se estas curvas para diversas razões entre sobrepressão relativa ( $P_S/p_0$ ), tanto para onda de pressão (b) como para ondas de choque (a), em função do ângulo de incidência [Mercx, 1997].





a: Onda de choque



b: Onda de pressão

Figura 2.14: Coeficiente de Reflexão  $R$  em função do ângulo de incidência e da relação  $P_s/P_0$  para ondas de pressão (b) e de choque (a).

Para saber qual é a sobrepressão total que estará atuando sobre as superfícies refletoras, deve-se somar a sobrepressão refletida com a pressão de arrasto multiplicada pelo Coeficiente de Arrasto  $C_d$ . Este coeficiente depende da forma da estrutura com a qual a onda explosiva está interagindo e é facilmente obtido na literatura [Lees, 1996] para as formas geométricas mais comuns.

### 2.3.2. FORÇA RESULTANTE SOBRE A ESTRUTURA

O carregamento produzido pela sobrepressão incidente, durante o processo de interação no qual ela é refletida pela estrutura, é chamado de Carregamento por Difração, já que este processo engloba os diversos tipos possíveis de reflexão (Normal e de Mach) ou mesmo a ausência dela. Este carregamento pode ser dividido entre esforços gerados pelo diferencial de pressão entre a superfície frontal e a posterior da estrutura, assim como pelos esforços gerados pelo diferencial de pressão entre o interior e o exterior da mesma.

Nos casos de estruturas suspensas é conveniente decompor a força em três componentes de acordo com sua direção em relação à direção da passagem da onda explosiva:

$-F_X$ : Força Longitudinal de Arrasto na mesma direção da onda explosiva (vetor  $i$ );

$-F_Y$ : Força de Empuxo Horizontal (vetor  $j$ );

$-F_Z$ : Força de Empuxo Lateral (vetor  $k$ );

Como a força total é a soma de  $F_X$ ,  $F_Y$  e  $F_Z$ , que são as integrais ao longo da superfície da estrutura das componentes da pressão normais às direções  $X$ ,  $Y$  e  $Z$  respectivamente, será visto que a Força de Empuxo Horizontal  $F_Y$  só existirá em estruturas assimétricas em relação ao plano  $XZ$  paralelo ao solo, caso contrário suas componentes em sentidos opostos se anularão. O mesmo se aplica às estruturas assimétricas em relação ao plano  $XY$ , nas quais a Força de Empuxo Lateral não se anula.

O raciocínio que se segue diz respeito aos casos em que o esforço causador de um possível colapso estrutural é aquele aplicado na direção de propagação da onda explosiva, o que corresponde à força  $F_X$ , desprezando as outras componentes por considerá-las inexistentes por simetria lateral e horizontal. As estruturas em que estiverem presentes forças de empuxo horizontal ou lateral seguem o mesmo raciocínio, adicionando estas componentes ao carregamento total.

Para se obter a curva de carregamento por difração sobre a estrutura ao longo da fase positiva da onda explosiva, é preciso saber qual a evolução da sobrepressão em cada ponto da estrutura em função do tempo contado a partir do início da passagem da onda, comportamento este descrito pela equação 2.15. Se for considerada a projeção no sentido de propagação da onda ( $dA_p$ ) de uma área infinitesimal  $dA$  da superfície da estrutura, correspondente a um diferencial de deslocamento  $dx$  da onda sobre o eixo de propagação, e multiplicar-se a mesma pelo valor da sobrepressão instantânea e pelo coeficiente de reflexão naquele ponto, se obterá a força atuante sobre esta superfície na direção de propagação da onda.

Considerando o carregamento sobre a face frontal como positivo e aquele sobre a face posterior como negativo, o carregamento total num dado instante será dado por:

$$F_r(t) = \int_{x_0}^x P_S(x,t) \cdot A(x) \cdot dA_p(x) \quad (2.17)$$

Esta integral fica mais clara quando se expressa a área infinitesimal projetada  $dA_p$  em função do diferencial de deslocamento  $dx$  da onda sobre o eixo de propagação, como citado anteriormente, usando como limites o ponto inicial  $x_0$  e o ponto final  $x$ , alcançado pela onda explosiva na estrutura até aquele instante, sobre este mesmo eixo de coordenadas.

A conversão da área infinitesimal real em projetada depende é claro da forma da superfície da estrutura, podendo ser expressa como uma equação apenas para uma parcela das formas geométricas estruturalmente utilizadas. Caso isso não seja possível, deve-se encarar esta tarefa como um somatório de trechos discretos e finitos de uma estrutura complexa, o que acarretaria um pouco mais de tempo e esforço para a obtenção do carregamento por difração resultante.

O carregamento gerado pela pressão de arrasto é chamado de Carregamento por Arrasto. A pressão de arrasto instantânea é obtida multiplicando a pressão dinâmica instantânea pela área projetada e pelo coeficiente de arrasto  $C_d$  na direção da passagem da onda explosiva, coeficiente este obtido da literatura [Lees, 1996] em função da forma da estrutura.

Os coeficientes para superfícies refletoras com formas geométricas mais usuais são facilmente encontrados na literatura, porém seus valores para as superfícies cujo ângulo de incidência não mais permite reflexão (acima de  $90^\circ$ ) possuem valores negativos, o que corresponde à formação de vórtices e zonas de baixa pressão aerodinâmica nestas regiões, diminuindo aí a sobrepressão total sobre a superfície.

O cálculo do carregamento por arrasto pode ser feito de forma semelhante ao do carregamento por difração, como mostra a equação 2.18:

$$F_d(t) = \int_{x_0}^x Q(x,t) \cdot C_d \cdot dA_p(x) \quad (2.18)$$

A influência do carregamento por arrasto é tanto maior quanto mais longo for o período da fase positiva da explosão [Lees, 1996], ou quanto menor for a dimensão da estrutura na direção de propagação da onda explosiva como será visto adiante.

De acordo com a geometria da estrutura ela será mais suscetível a danos por um ou por outro tipo de carregamento. Para edifícios e tanques de armazenamento é mais importante o carregamento por difração, já estruturas altas e esguias como postes e torres são mais afetadas pelos carregamentos por arrasto. Por este critério costuma-se chamar às primeiras de Alvos de Difração (*diffraction target*) e às últimas de Alvos de Arrasto (*drag target*), numa clara alusão ao uso militar inicialmente feito desses termos.

Para efeito de conferência da ordem de grandeza do impulso sobre a estrutura é possível fazer uma comparação entre a solução analítica apresentada aqui, utilizando as sobrepressões estimadas pelo método Multienergia, e as soluções aproximadas de Glasstone, 1962.

O que foi visto até agora permite gerar uma curva semelhante à da figura 2.13 para cada ponto da estrutura estudada, a partir das quais pode-se estimar a influência desse conjunto de esforços sobre a mesma. Na página 77 do apêndice, pode-se ver na figura A3 um gráfico com as curvas de sobrepressão e pressão refletida em função do tempo a partir do início da passagem da onda explosiva pela estrutura, obtidas para vários pontos da estrutura num dos cenários simulados neste estudo.

### 2.3.3. MODOS DE REAÇÃO DA ESTRUTURA

A reação da estrutura a um carregamento se traduz em certo deslocamento ou deformação produzidos nela durante certo período de tempo. Caso a deformação exceda o limite máximo de deformação do material, ou o deslocamento seja maior que o tolerável, poderá ocorrer o colapso parcial ou total da estrutura. A forma como a estrutura reage à medida que o carregamento, decorrente no presente caso de uma onda explosiva, é aplicado sobre ela depende de diversos fatores que serão alvo de análise nesta seção.

Quando o carregamento atuante sobre a estrutura se mantém dentro do regime elástico da mesma, a força aplicada à ela produz um deslocamento proporcional à uma resistência característica. Para estruturas elásticas esta resistência pode ser comparada à rigidez  $k$  de uma mola. Cessado o carregamento a estrutura volta ao seu estado inicial, revertendo o deslocamento causado por ele. O comportamento elástico pode ainda ser linear ou não-linear. No caso de estruturas elásticas lineares a razão de proporcionalidade entre carregamento e deslocamento é fixa, ao contrário daquelas elásticas não-lineares em que esta razão varia de acordo com a intensidade do carregamento aplicado. Caso o carregamento supere o limite elástico da estrutura poderá ocorrer uma deformação plástica, ou seja, um deslocamento adicional que se manterá permanentemente mesmo após cessado o carregamento. Quando o carregamento exceder o limite elástico do material e a força exercida superar a capacidade de deformação plástica do mesmo, haverá o colapso da estrutura.

Há materiais que passam diretamente ao estado plástico, sendo aqui citados apenas para mostrar esta possibilidade, embora não tenham uso estrutural prático.

Na figura 2.15 vê-se os gráficos de *carregamento* em função do *deslocamento* ( $F \times X$ ) onde ficam claras as diferenças de comportamento entre os diversos tipos de materiais usados em estruturas com seus comportamentos típicos.

À esquerda e acima da figura 2.15 [Mercx, 1997] vê-se o comportamento de um material elástico linear (a), seguido à sua direita pelo comportamento de um material elástico não-linear (b). O gráfico abaixo e à esquerda representa o comportamento de um material plástico (c) e o debaixo e à direita um material elasto-plástico (d), o qual se comporta elasticamente até um limite de deformação  $X_{el}$ , e plasticamente após este limite, o que reproduz o comportamento da maior parte dos materiais utilizados estruturalmente.

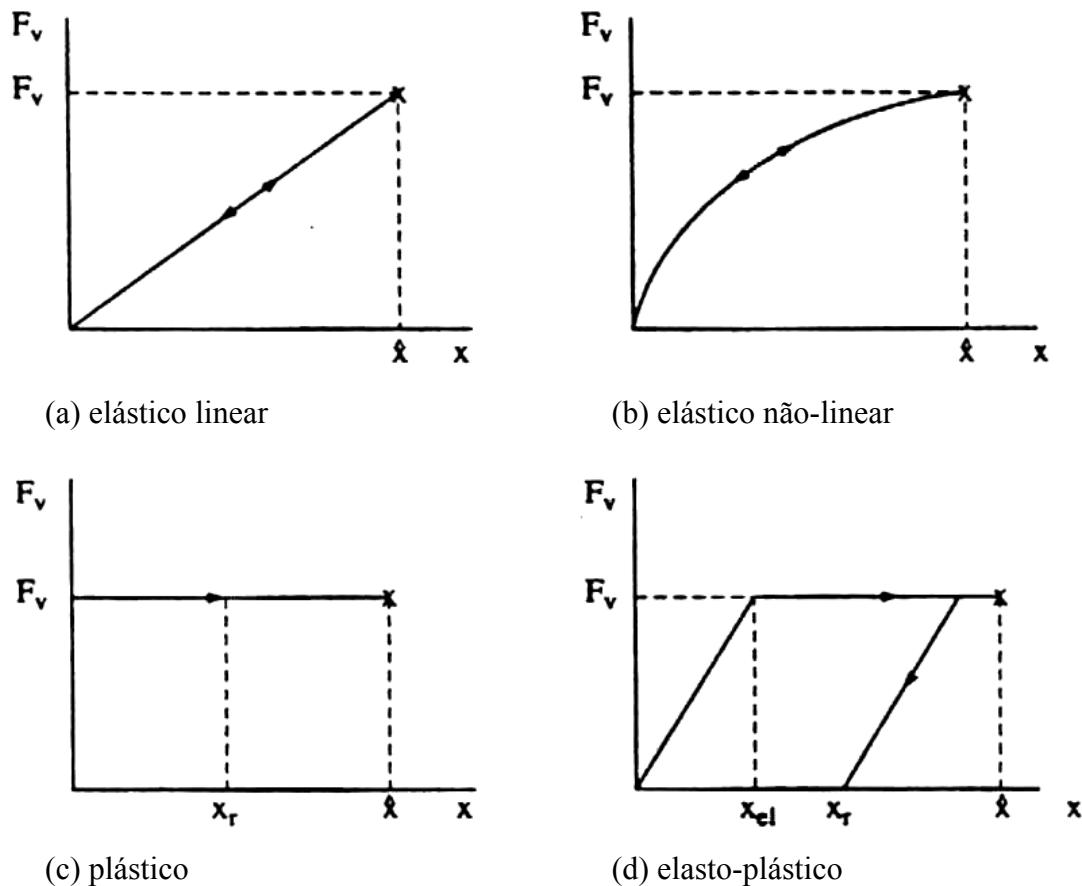


Figura 2.15: Carregamento  $F(t)$  e deslocamento  $x$  de estruturas elásticas lineares (a), elásticas não-lineares (b), plásticas (c) e elasto-plásticas (d).

Se for aplicada repentinamente uma força sobre a estrutura, esta tenderá a oscilar numa determinada direção. A amplitude da oscilação resultante e sua duração serão determinadas por uma constante de amortecimento  $C$  característica da estrutura, assim como seu período dependerá da massa e da rigidez da mesma.

Uma das formas mais usuais consiste em tratar a estrutura como uma massa única concentrada (*lumped system*) com apenas um grau de liberdade. Este modelo simples é representado por um conjunto Massa-Mola, onde  $m$  é a massa concentrada,  $k$  é a rigidez da mola e  $C$  a constante de amortecimento aplicáveis à Teoria da Elasticidade [Timoshenko, 1970].

A figura 2.16 ilustra este modelo com apenas um grau de liberdade com a possibilidade de amortecimento (b) e o caso mais simplificado em que o sistema é livre para oscilar de forma não-amortecida (a) [Lees, 1996].

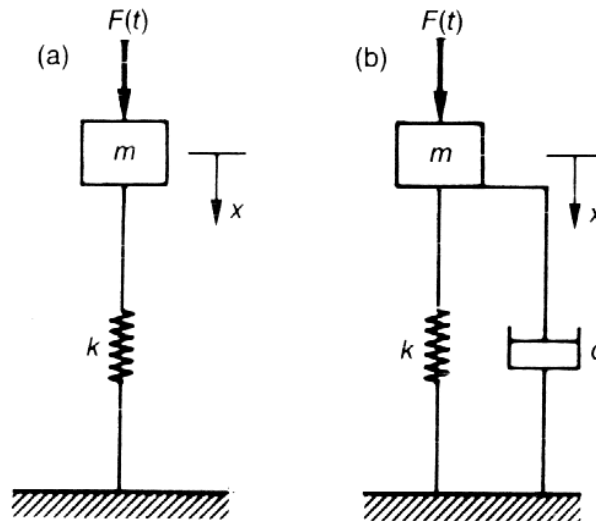


Figura 2.16: Sistema Massa-Mola com um grau de liberdade não-amortecido (a) e amortecido (b).

É comum se desprezar o efeito de amortecimento nos sistemas equivalentes usados para análises estruturais simplificadas, portanto será adotado para efeito de raciocínio o esquema não-amortecido (a) da esquerda da figura 2.16.

No caso de prédios com formatos semelhantes a paralelepípedos, onde a estrutura é totalmente fechada, a estimativa pode ser considerada válida apesar da simplificação imposta pelo método. Já para estruturas parcialmente abertas, com variações abruptas de seção transversal ou qualquer outro tipo de característica que as tornem particularmente complexas, a análise como um sistema concentrado impõe um grau de inexatidão exagerado e a solução poderá ser mais facilmente encontrada pelo uso de ferramentas de análise mais sofisticadas. Uma das formas já citadas anteriormente envolve a análise estrutural através de programas baseados no MEF.

Para se explicar como é feita a análise estrutural será considerado que a estrutura não exija ferramentas sofisticadas de análise, e que se possa calcular sua rigidez por um sistema concentrado equivalente.

Vê-se na figura 2.17 um pórtico como exemplo de estrutura sujeita a um esforço de flexão, já que ele pode representar diversos tipos de estruturas sustentadas por colunas semelhantes em essência às estruturas encontradas em plantas industriais. Esta semelhança é função de que os pórticos, quando considerados rígidos no acoplamento entre as colunas de sustentação e a viga sustentada, reagirem de forma comparável a um reservatório com as colunas de sustentação soldadas ao seu casco externo. Se a comparação fosse feita com uma viga simples, se estaria desprezando o efeito do engastamento resultante da soldagem da coluna com o reservatório, o que faz com que a coluna reaja como uma viga biengastada na qual se desloca um

dos apoios na direção do esforço sem permitir que haja rotação do mesmo. A figura 2.17 mostra esta comparação entre as colunas do pórtico e uma viga biengastada [Baker, 1983]:

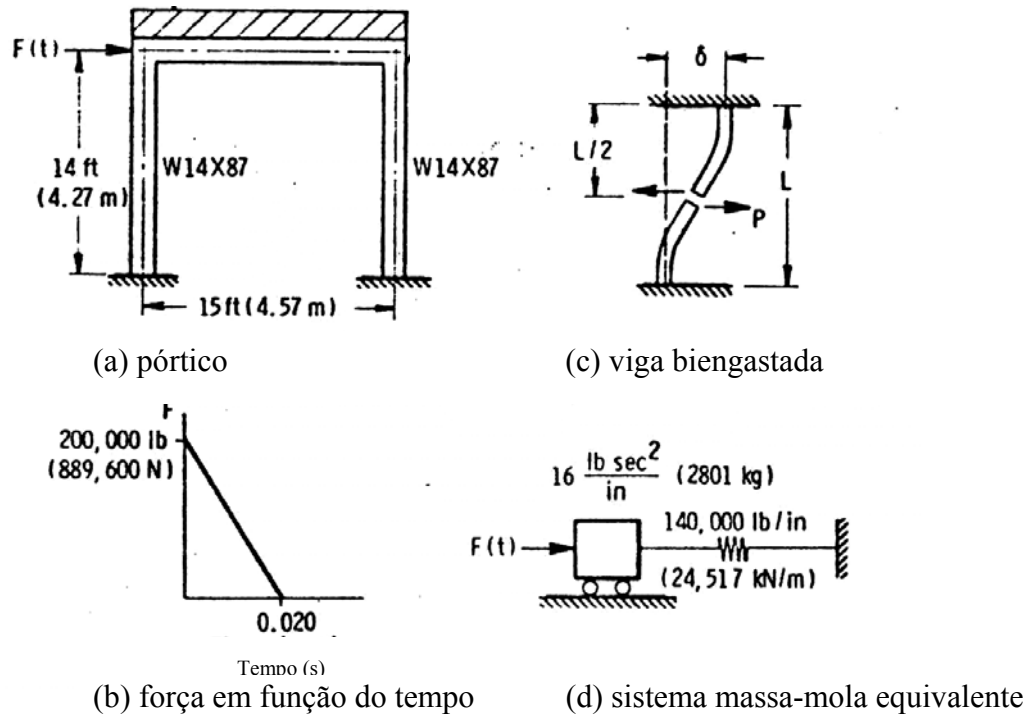


Figura 2.17: Comparação entre uma viga biengastada (c) e um pórtico (a) para um sistema concentrado (d) com carregamento  $F(t)$  segundo o gráfico (b).

A rigidez à flexão  $k$  de um pórtico pode ser considerada como a soma da rigidez à flexão de cada coluna do mesmo, considerada como a soma de duas vigas biengastadas com a metade da altura da coluna, bastando calcular o valor de cada elemento individual e somá-los para obter a rigidez do conjunto. A rigidez à flexão de uma viga biengastada ou coluna de um pórtico é dada por [Smith e Hetherington, 1994]:

$$k = 12 \cdot E \cdot I_z / h^3 \quad (2.19)$$

Na equação 2.19,  $I_z$  é o momento de inércia da seção transversal da coluna e  $h$  a maior dimensão da mesma na direção do esforço de flexão, ou seja, sua altura total. Esta equação exprime a rigidez como sendo o dobro daquela de uma viga simples, engastada em apenas uma extremidade, com metade da altura da coluna do pórtico.



Para dar prosseguimento à análise é necessário que se estabeleça a forma como se dará o carregamento e compará-la com uma outra característica da estrutura: seu período natural de oscilação.

Calcular o período natural de uma estrutura tridimensional é uma tarefa que se torna tão complexa quanto mais elaborada for a forma da mesma. Usualmente se faz necessário um certo grau de simplificação para que este processo seja realizado de forma mais rápida, simplificação esta que envolve certo grau de imprecisão tolerável nas estruturas mais simples. No caso do pórtico se faz a massa concentrada  $m$  como sendo a soma da massa das vigas (ou do reservatório apoiado nas colunas) mais 1/3 da massa das colunas.

Com a montagem do sistema equivalente pode-se obter o período natural  $t_{II}$  da seguinte forma:

$$t_{II} = 2 \pi (m / k)^{1/2} \quad (2.20)$$

Obtido o período natural, o passo seguinte é compará-lo com a duração da fase positiva da onda explosiva. Para tanto se aplica um dos métodos preditivos, escolhendo-o conforme os critérios expostos na seção 2.2 em função do cenário estudado, obtendo assim os valores de pico de sobrepressão e duração da fase positiva da explosão para cada distância do centro da nuvem. Com base nesses resultados pode-se estabelecer uma relação  $t_d / t_{II}$  representativa da situação em estudo. Caso o cenário em estudo envolva uma distância pré-estabelecida para a distância da estrutura ao centro da nuvem tem-se apenas um valor para  $t_d$ . Pode-se também querer determinar a distância mais segura entre a estrutura e a nuvem, usando então uma faixa de distâncias neste cálculo e obtendo como resultado uma faixa de relações  $t_d / t_{II}$ .

Logo, será possível dizer se o carregamento da estrutura será Impulsivo, Quase-estático ou Dinâmico após fazer a comparação entre seu período natural de oscilação e a duração da fase positiva, seja para uma distância fixa como para uma faixa de distâncias entre a estrutura e a nuvem. Toma-se como referência para termo de comparação o valor do deslocamento calculado como se a carga fosse estática com valor da força máxima exercida sobre a estrutura, o qual será chamado de Deslocamento Estático. Supondo uma onda cuja força inicial sobre a estrutura começasse com seu valor máximo e tivesse um decaimento linear ( $F(t) = F_0 - C \cdot t$ ), chamado daqui em diante de Carregamento Triangular, é possível calcular numericamente a curva resultante de deslocamento em função do tempo para uma série de durações de carregamento  $t_d$ , em função de um período natural fixo  $t_{II}$ . É possível visualizar no gráfico da

figura 2.18 uma série de curvas *força* em função do *deslocamento* para relações  $t_d / t_{II}$  variando de 0,1 até 10 [Kinney e Graham, 1985].

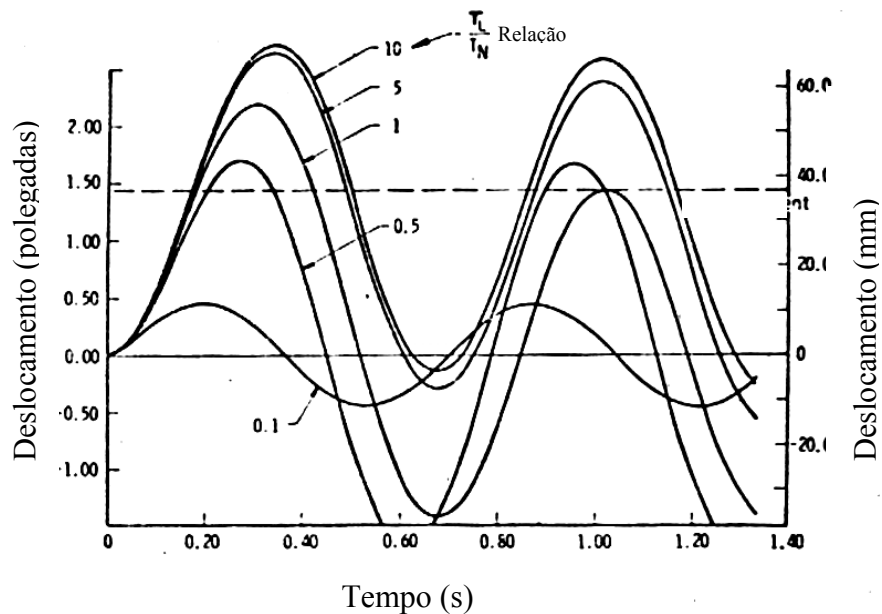


Figura 2.18: Efeito da duração do carregamento na resposta de um sistema concentrado com um grau de liberdade para vários valores de  $t_d / t_{II}$  (aqui mostrados como  $T_L / T_N$ ).

A linha tracejada horizontal da figura 2.18 representa a deslocamento estático (*static displacement*). A comparação deste valor com as deformações calculadas para diversas relações de  $t_d / t_{II}$  ( $T_L / T_N$  no gráfico) mostra claramente que quanto maior for a duração do carregamento maior será o deslocamento da estrutura para um mesmo valor de força aplicada.

Para se analisar o efeito que uma força exerce sobre a estrutura deve-se inicialmente pensar na equação da energia para o sistema (d) da figura 2.17 em regime elástico:

$$m \cdot a + k \cdot x = F(t) \quad (2.21)$$

onde o primeiro termo, ou de inércia, será apenas desprezado quando a aplicação da força for extremamente lenta e progressiva ou realizada durante um período suficientemente prolongado como será visto adiante.

## CARREGAMENTO IMPULSIVO

Quando o tempo que a onda explosiva leva para passar pela estrutura é pequeno se comparado ao seu período natural, pode-se tratar o carregamento como um único impulso aplicado na estrutura, o que chamaremos de Carregamento Impulsivo.

A figura 2.19 ilustra este tipo de carregamento  $F(t)$  no qual a estrutura não tem tempo de produzir um deslocamento significativo  $R(t)$  antes que a fase positiva da onda explosiva acabe no tempo  $t_d$  [Smith e Hetherington, 1994]:

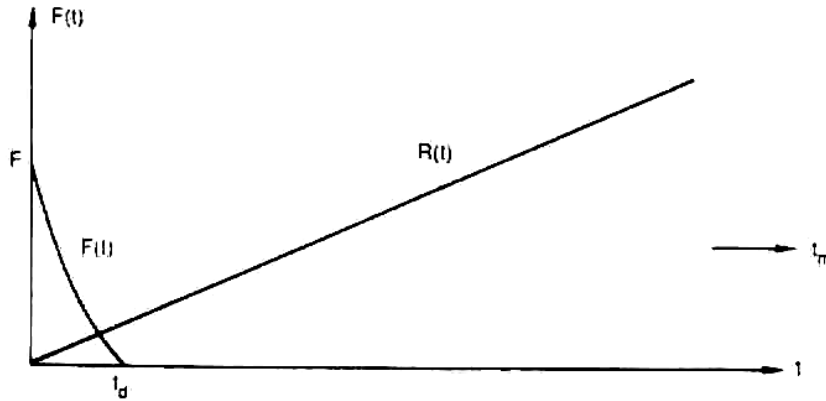


Figura 2.19: Carregamento Impulsivo  $F(t)$  de duração  $t_d \ll t_{II}$ .

Para um carregamento Impulsivo ( $t_d / t_{II} < 0,1$ ), considera-se que o impulso faz com que a estrutura adquira uma aceleração inicial inversamente proporcional à sua massa, correspondente a um certo valor de energia cinética que será transformada em deformação, cujo máximo é dado por:

$$x_{m\acute{a}x} = I / (k \cdot m)^{1/2} \quad (2.22)$$

onde  $m$  é a massa e  $I$  é o impulso, que corresponde à área abaixo da curva da força em função do tempo  $F(t) \times t$ .

O impulso pode ser expresso portanto pela seguinte integral:

$$I = \int_0^t F(t) dt \quad (2.23)$$

Para o caso de um carregamento triangular a área abaixo da curva é um triângulo e o impulso será dado por:

$$I = F_{m\acute{a}x} \cdot t_d / 2 \quad (2.24)$$

## CARREGAMENTO QUASE-ESTÁTICO

Quando a duração da fase positiva  $t_d$  for maior que o período natural  $t_{II}$ , a estrutura terá tempo de reagir durante o carregamento e seu deslocamento  $R(t)$  atingirá seu máximo durante a fase positiva da onda, podendo o termo de inércia da equação 2.2 ser desprezado na análise. Nos carregamentos Quase-estáticos, o deslocamento máximo da estrutura pode ser estimado como o dobro do deslocamento estático  $F/k$ , que é o máximo que  $F(t)$  tende a atingir pelo gráfico da figura 2.18 durante a passagem da onda pela estrutura, ou seja:

$$x_{m\acute{a}x} = 2 \cdot (F / k) \quad (2.24)$$

É perceptível na figura 2.18 que a aproximação da resposta do sistema por um carregamento estático é tolerável até uma relação  $t_d / t_{II}$  de 0,3. Além desse valor deve-se tratar a passagem da onda explosiva como um carregamento dinâmico para não subestimar o deslocamento efetivo da estrutura.

Um exemplo deste carregamento pode ser visto na figura 2.20 [Smith e Hetherington, 1994]:

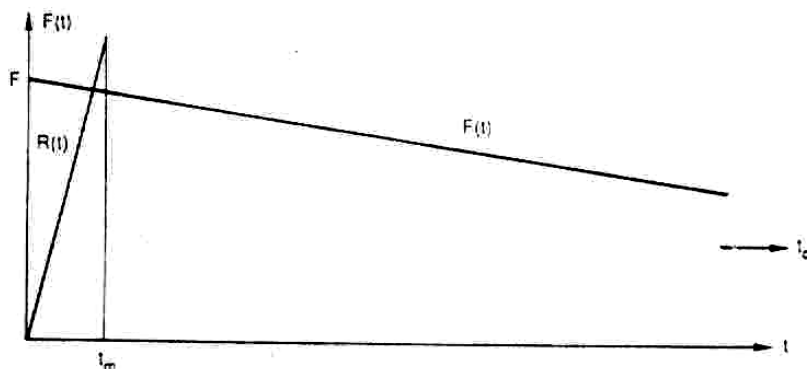


Figura 2.20: Carregamento Quase-estático  $F(t)$  de duração  $t_d$  muito maior que o período natural da estrutura  $t_{II}$ .

## CARREGAMENTO DINÂMICO

Quando o período natural for da mesma ordem de grandeza da duração da fase positiva da onda, deve-se analisar o carregamento como uma carga dinâmica, representada por um somatório de esforços sobre uma estrutura em oscilação, ou por uma integral sempre que for possível traduzir analiticamente a curva da força em função do tempo.

Para os Carregamentos Dinâmicos, a curva de carregamento deve ser analisada, seu comportamento se possível traduzido por uma equação, e as equações da oscilação do corpo e do deslocamento igualadas para se isolar o deslocamento máximo resultante.

Com base neste deslocamento máximo resultante e nas características mecânicas do material, é possível dizer se o carregamento foi menor ou se excedeu o limite de deformação da estrutura. Assim pode-se afirmar se ocorreu ou não o colapso estrutural neste caso particular.

Na figura 2.21 é vista a representação gráfica do deslocamento em função da carga para um Carregamento Dinâmico, mostrando claramente a semelhança na ordem de grandeza da duração da fase positiva e do período natural de oscilação da estrutura, representada pela reação da mesma ao carregamento [Smith e Hetherington, 1994]:

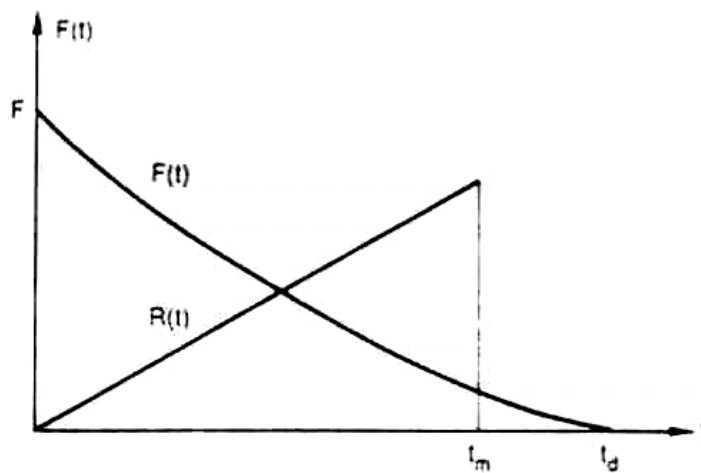


Figura 2.21: Carregamento Dinâmico  $F(t)$  de duração  $t_d$  da mesma ordem de grandeza que o período natural da estrutura  $t_H$ .

### GRÁFICO PRESSÃO EM FUNÇÃO DO IMPULSO

Uma forma muito utilizada para avaliar a capacidade de produzir danos em estruturas é utilizar um gráfico *Pressão* em função do *Impulso*, da qual têm-se aqui uma noção simplificada, pois o objetivo deste trabalho é uma análise mais profunda da reação da estrutura, cabendo apenas uma visão rápida desta ferramenta bastante utilizada para avaliações mais superficiais e simplificadas de dano estrutural.

Seu uso como ferramenta de previsão de dano estrutural envolve uma avaliação da Razão de Dutilidade  $Du$  do material da estrutura. Este coeficiente é a razão entre o máximo deslocamento total, dividido pelo deslocamento elástico máximo, e dá uma idéia do deslocamento plástico que a estrutura pode suportar antes do colapso.

Outro fator envolvido no uso deste diagrama é o Fator de Carregamento Dinâmico (*DLF* - *Dynamic Load Factor*), que é o mesmo  $t_d / t_{II}$  usado no gráfico da figura 2.18. O *DLF* varia entre zero, para os casos em que a duração da fase positiva é muito maior que o período natural, e dois, quando o período natural é muito menor que a duração da fase positiva. Quando se multiplica o valor máximo de carregamento dinâmico pelo *DLF*, obtêm-se uma aproximação do valor equivalente se o cálculo fosse feito como um carregamento Quase-estático.

Para construir o gráfico da *Pressão* em função do *Impulso*, usa-se como valores das assíntotas para o cenário em estudo aqueles obtidos da seguinte relação para o impulso:

$$\bar{i}' = \sqrt{2 \cdot Du - 1} \quad (2.25)$$

e da seguinte para a assíntota de pressão:

$$\bar{P}' = \frac{Du - 0,5}{Du} \quad (2.26)$$

Pode-se usar mais de uma curva no mesmo diagrama, delimitando faixas intermediárias de dano leve, médio e destruição parcial da estrutura em função do grau de utilidade usado, ou seja, da deformação plástica máxima permitida para cada condição.

Um gráfico assim obtido é visto na figura 2.22 [Mercx, 1997]:

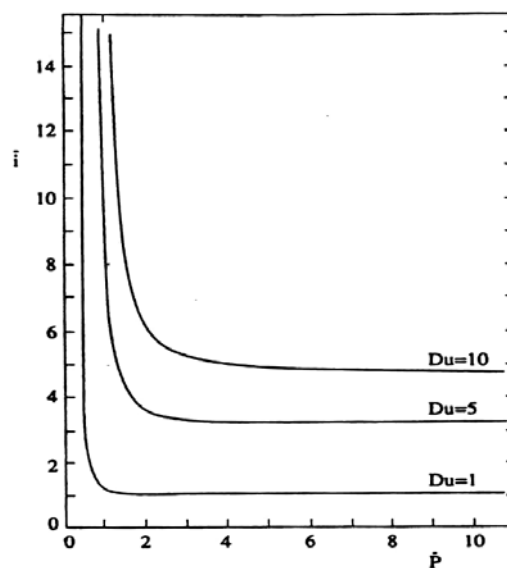


Figura 2.22: diagrama *Pressão* em função do *Impulso* mostrando regiões de carregamento resultante de uma onda de choque capaz de gerar danos leves (entre 1 e 2), danos graves (entre 2 e 3) ou colapso (à direita e acima de 3) da estrutura.

A partir da montagem deste diagrama, seu uso é uma forma fácil e simplificada de avaliação de dano à estrutura. Quando um determinado carregamento for plotado no gráfico, caso esteja na região acima e à direita da curva a estrutura pode ser considerada danificada. Os carregamentos que caíam na região abaixo e à esquerda das curvas não causariam dano significativo à estrutura. Já aqueles carregamentos que caíssem entre as curvas representariam os casos de danos leves (entre  $Du=1$  e  $Du=5$ ), e de danos graves (entre  $Du=5$  e  $Du=10$ ).

É importante observar que este tipo de gráfico não deve ser usado para carregamentos impulsivos, sendo um recurso aplicável com relativa precisão apenas para os casos em que  $DLF > 0,1$ , abrangendo os carregamentos dinâmicos e quase-estáticos.

## CAPÍTULO 3. PROBLEMA ABORDADO NESTE ESTUDO

### 3.1. DESCRIÇÃO DO CENÁRIO E HIPÓTESES

O cenário usado neste estudo para avaliação dos efeitos de uma explosão de nuvem de gás será um parque de armazenamento, composto por esferas de GLP e margeado por um horto florestal dentro do qual ocorrerá a explosão de uma mistura GLP-ar. A explosão será calculada como queima estequiométrica de propano, principal gás existente na composição do GLP.

Para que este cenário seja representativo de um razoável conjunto de instalações, foi escolhida uma esfera de dimensões próximas daquelas encontradas em refinarias e plantas industriais de médio e grande porte.

Estes parques de armazenamento comumente são compostos por conjuntos de esferas ligadas à planta de refino, engarrafamento ou processamento do GLP por uma série de tubovias. Esta interligação se dá usualmente ao longo de local pouco obstruído e de fácil acesso em caso de vazamento e para o combate a incêndios. Sendo assim, as áreas de armazenamento não costumam ser vistas como possíveis cenários de explosões, embora a possibilidade de um incêndio em nuvem costume ser avaliada.

O que distingue o presente estudo é o fato de considerarmos o horto florestal próximo como possível causador de risco às esferas de armazenamento de GLP. Este risco existe em função da possibilidade que este horto tem de transformar um incêndio dentro de seu perímetro numa explosão. Esta possibilidade é tanto maior quanto maior for a sua capacidade de geração de turbulência, o que se refletirá na geração de sobrepressão característica de uma explosão. A turbulência induzida no escoamento de gás em combustão depende das dimensões dos obstáculos (árvores) assim como de seu espaçamento, representados pelo grau de obstrução da seção transversal ( $\beta$ ).

Além da capacidade de geração de turbulência, com o conseqüente aumento da sobrepressão gerada, o volume total do horto e a distância a que ele se encontra da esfera são fatores igualmente importantes para esta avaliação.

Serão aqui determinadas as dimensões características do horto, e de sua localização relativa à esfera, que o transformariam num risco potencial, assim como avaliadas as providências que poderiam ser tomadas para diminuir este risco.



## ESFERA DE GLP

A esfera de armazenamento de GLP usada nesse estudo, assim como suas colunas de suporte, é construída com chapas de aço soldadas e submetidas a tratamento térmico de alívio de tensões antes de ser utilizada. As colunas são ligadas por tirantes diagonais de aço como reforço estrutural. A fixação da esfera ao terreno do pátio de armazenamento de gás é feita por apenas dois parafusos por coluna, chumbados em sapatas de concreto e inseridos através de furos oblongos nos flanges da base da coluna. Este arranjo permite rotação da base da coluna em relação a um eixo perpendicular aos parafusos, podendo esta fixação ser considerada uma rótula.

Esse tipo de estrutura costuma prever em seu projeto basicamente a força do vento como esforço na direção horizontal, o que justifica a escassa fixação ao solo e o uso de tirantes diagonais de pequeno diâmetro ligando as colunas adjacentes.

A figura 3.1 mostra esquematicamente a esfera, suas colunas e tirantes, indicando aqueles sujeitos ao maior esforço de tração:

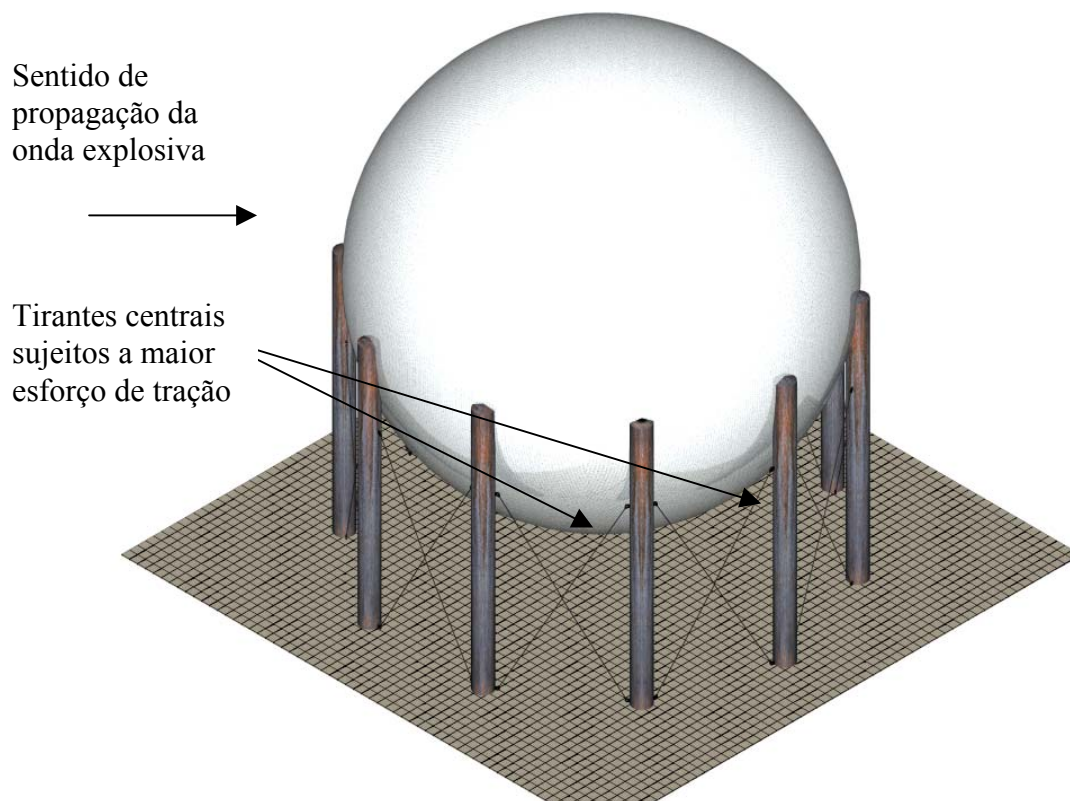


Figura 3.1: Desenho simplificado da esfera de armazenamento de GLP com suas colunas, tirantes e apoios.

O esforço que será considerado como causa possível de falha estrutural, com conseqüente colapso da esfera, será aquele capaz de causar a ruptura de um dos tirantes diagonais submetidos a tração, ancorados entre uma das colunas do centro da esfera a meio caminho da esquerda para a direita (no sentido de propagação da onda explosiva).

Estes tirantes centrais serão os únicos analisados porque os esforços de tração a que estão sujeitos são os maiores de todos, já que estes estão num plano com menor inclinação em relação ao plano  $XY$ . A ruptura destes elementos tende a causar uma reação em cadeia de ruptura dos tirantes por diminuição progressiva da rigidez do conjunto, o que eventualmente culminará no tombamento de toda a estrutura de sustentação da esfera.

Neste estudo não será considerada a possibilidade de colapso estrutural causado pela falha dos parafusos de fixação ou da solda dos flanges da base das colunas, assim como outras possíveis falhas estruturais consideradas possíveis porém menos prováveis.

O período natural da estrutura será calculado apenas para oscilações na direção de propagação da onda explosiva, a despeito deste tipo de estrutura possuir notoriamente diversos modos de oscilação.

Também serão desconsideradas possíveis deformações elásticas da casca esférica, já que a pressão interna de trabalho é muito maior que a sobrepressão gerada pela explosão somada à pressão atmosférica.

Estas simplificações da análise estrutural se basearam na causa mais provável de colapso encontrada na literatura [Wall, 1978] e em modelos estruturais com precisão compatível com as estimativas produzidas pelo método Multienergia para as sobrepressões geradas pela explosão. A utilização do método de Equivalência em TNT não seria adequada pela pequena distância (no máximo 100 m) entre a borda da nuvem e a esfera, pois as estimativas de sobrepressão fornecidas por este método seriam exageradamente grandes para esta situação. O método Shock Wave por sua vez também seria inadequado, pois o nível de sobrepressão esperado supera o máximo que este método poderia estimar, mesmo supondo o uso da maior reatividade possível.

A característica de liberdade parcial de rotação dos apoios as colunas também poderia envolver um estudo mais detalhado dos graus de liberdade da estrutura. Um estudo que se proponha a uma análise estrutural mais profunda deveria levar em conta esta característica, assim como as outras possibilidades de falha e os modos de oscilação aqui desprezados por fugirem ao escopo da proposta inicial.

Na próxima página se encontram na tabela 3 as principais características da esfera utilizada nesse estudo, assim como os pesos da estrutura e do gás em seu interior para algumas situações típicas de preenchimento da mesma.

Tabela 3: Principais características dimensionais da estrutura da esfera de GLP

<b>Característica:</b>	<b>Valor:</b>
<b>Casca Esférica</b>	
Diâmetro Interno, [m]	14,500
Diâmetro Externo, [m]	14,581
Perímetro Externo, [m]	45,810
Área, [m <sup>2</sup> ]	667,9195
Volume, [m <sup>3</sup> ]	1.596,2550
Espessura da chapa, [mm]	40,5
Volume da Casca, [m <sup>3</sup> ]	26,9007
Peso da Casca, [kg]	211.708,88
Peso máximo do Gás (reservatório cheio), [kg]	814.090,03
Peso do conjunto de Colunas, [kg]	969,19
Peso do conjunto 25%cheio, [kg]	415.554,45
Peso do conjunto 50%cheio, [kg]	619.076,96
Peso do conjunto 75%cheio, [kg]	822.599,47
<b>Sustentação - colunas (cilíndricas ocas)</b>	
Nº de Colunas de Sustentação	8
Distância dos parafusos p/ o centro, [m]	0,35
Diâmetro do centro dos parafusos, [mm]	50
Resistência máxima à tração dos parafusos, [N/mm <sup>2</sup> ]	30
Força de tração máxima admissível, [N]	58905
Altura total de cada Coluna, [m]	9,41
Diâmetro Externo, [m]	0,50
Espessura da parede da Coluna, [m]	0,0100
Área da seção transversal, [m <sup>2</sup> ]	0,0154
Momento de inércia da seção transversal, [m <sup>4</sup> ]	0,000462
Constante de elasticidade da coluna livre, [N/m]	342.822
<b>Sustentação - tirantes (seção circular maciça)</b>	
Diâmetro externo, [mm]	25
Área da seção transversal, [m <sup>2</sup> ]	0,000490873
Comprimento, [m]	8,56
Distância horizontal tirante-coluna, [m]	4,91
Altura de ancoragem na coluna, [m]	7,01

O impulso resultante sobre a esfera foi calculado segundo a formulação analítica fornecida na seção 2.3. Uma comparação entre os resultados assim obtidos e a aproximação de Glasstone, 1962, mostraram que esta última subestima o impulso em 2 a 3 % em relação à solução analítica.

## HORTO FLORESTAL

O horto florestal usado neste trabalho como região congestionada, dentro da qual se daria a explosão da nuvem de mistura gasosa, tem as seguintes características:

- a) Área retangular: esta hipótese visa permitir que a distância do centro até a borda da área congestionada seja sempre a metade da raiz quadrada da área utilizada no cálculo, facilitando a comparação ao mesmo tempo em que mantém a semelhança de aspecto com os hortos usualmente localizados nas proximidades de plantas industriais;
- b) Espaçamento regular entre árvores: esta hipótese é igualmente simplificativa para o cálculo do grau de obstrução da área congestionada, embora esteja de acordo com a prática utilizada no plantio de árvores em cinturões verdes;
- c) Modelamento das árvores como hastes cilíndricas: aqui foi suposto um diâmetro médio dos troncos de eucaliptos como base para o cálculo do volume ocupado pelas árvores;

Para o cálculo dos efeitos da explosão será admitida a variação de algumas características do horto, com o objetivo de verificar qual a influência de cada uma na intensidade da explosão resultante. Na tabela 4 estão listadas as referidas características e as faixas em que foram alteradas:

Tabela 4: Principais dimensões do horto e suas faixas de variação neste estudo.

<b>Característica</b>	<b>Faixa de variação</b>
Altura das árvores, [m]	10 (máxima)
Espaçamento das árvores, [m] / Grau de obstrução, [adm]	1,2 a 2,4 / $\beta=0,25$ a $0,125$
Área do horto, [m <sup>2</sup> ]	50.000 a 250.000
Diâmetro médio das árvores, [m]	0,30 (fixo)

### 3.2. SOLUÇÃO DO PROBLEMA E DISCUSSÃO

Examinando as características do cenário escolhido para este estudo é possível constatar que a faixa de variação da distância entre a borda do horto e a esfera é muito pequena para ser avaliada pelo método de equivalência em TNT, pois suas estimativas de sobrepressão seriam exageradas e, portanto, irreais. O método Shock Wave produziria estimativas inferiores ao esperado para as sobrepressões geradas numa região com grau de obstrução na faixa aqui avaliada, dado que a indicação de média reatividade para explosões de propano não resultaria nos valores esperados em vista de evidências e experiências relatadas na literatura [Baker, 1994]. Sendo assim, o método mais indicado para o cenário é o método Multienergia, com o qual serão feitas as estimativas utilizadas neste estudo.

#### ENERGIA DISPONÍVEL PARA A EXPLOSÃO

Inicia-se a solução do problema calculando o volume ocupado pela mistura gasosa dentro da área congestionada do horto. Este volume é o volume total do horto menos o volume ocupado pelas árvores e pode ser calculado pela seguinte expressão:

$$V_{mistura} = V_{horto} - V_{árvores} = (A_h \cdot h_a) - [(\pi d_a^2 / 4) h_a \cdot N_a] \quad (3.1)$$

onde  $A_h$  é a área do horto,  $h_a$  a altura das árvores,  $d_a$  o diâmetro médio e  $N_a$  o número de árvores presentes naquela área, calculado da seguinte forma:

$$N_a := \frac{A_h}{(e_a)^2} + \left[ \left[ 2 \cdot \frac{(A_h)^{0.5} - d_a}{e_a} \right] + 1 \right] \quad (3.2)$$

sendo  $e_a$  o espaçamento médio entre os centros das árvores.

Sabendo o volume de mistura gasosa da região congestionada pode-se obter a energia disponível e o fator de escala usado nos gráficos do método Multienergia através das equações 2.7 e 2.8 respectivamente.

Com o intuito de facilitar o cálculo das variáveis para as faixas estabelecidas para a variação das dimensões do horto, foi considerado conveniente aproximar as curvas dos gráficos da figura 2.12 por meio de equações. Para casos de áreas congestionadas como esta, serão utilizadas as curvas de número 8 destes gráficos. A escolha das curvas 8 se deu em função do

grau de obstrução médio observado em alguns hortos visitados, correspondendo na figura 2.5 a  $\beta > 0,25$ , o que remeteria a picos máximos de sobrepressão relativa próximos de 2, ou seja, três atmosferas de pressão total após a explosão. Estas curvas foram inseridas, como concatenações de dois ou mais trechos exprimíveis analiticamente, num algoritmo implementado no MathCad e incluído nos anexos deste trabalho.

### AVALIAÇÃO DA INTERAÇÃO COM A ESFERA EM FUNÇÃO DO TEMPO

A seguir, de posse dos valores de pico de sobrepressão resultante para uma faixa de distâncias do centro da nuvem fornecidos pelo método Multienergia, deve-se calcular a interação da onda explosiva com a estrutura esférica.

Esta interação, como foi visto na seção 2.3.1, envolve o cálculo da pressão efetiva sobre a superfície da estrutura, resultante da reflexão da onda explosiva ao passar por ela, acrescida da pressão de arrasto. Para o caso de uma superfície esférica, as componentes de empuxo  $F_Y$  e  $F_Z$  se anulam pela simetria da estrutura, restando apenas as componentes horizontais de reflexão e de arrasto  $F_X$ . Como a esfera é uma superfície de revolução de raio  $R_0$ , é possível traduzir as distâncias  $dx$ , a área infinitesimal  $dA_p$  projetada na direção  $X$  e o ângulo  $\theta$  entre a normal à onda de choque e a normal à superfície através de relações trigonométricas. Na figura 3.2 vê-se algumas das variáveis e dimensões envolvidas neste cálculo, mostradas numa esfera de raio  $R_0$  vista de perfil. A velocidade  $N_i$  da onda incidente (em traço duplo), o ângulo de incidência  $\theta$  e a distância  $x$  percorrida no sentido de propagação até aquele instante.

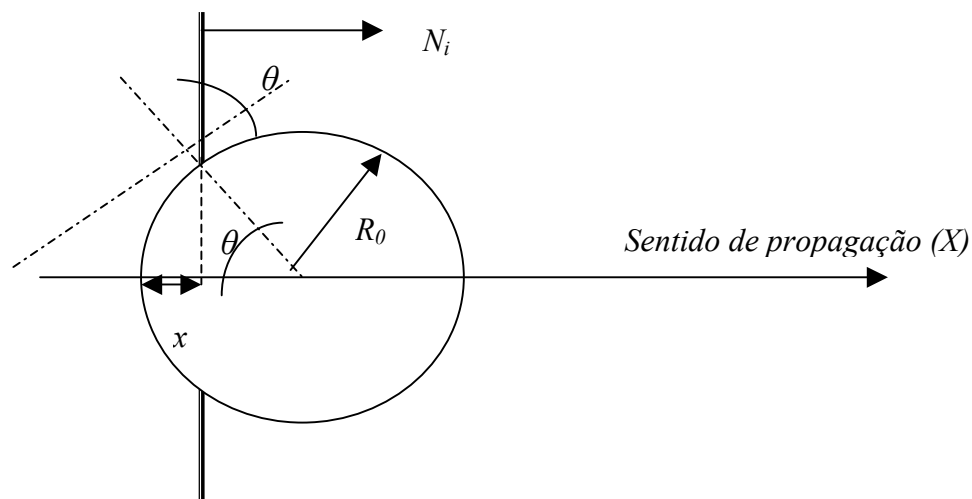


Figura 3.2: Interação da onda explosiva com a superfície esférica de raio  $R_0$ , mostrando a velocidade da onda incidente ( $N_i$ ), a distância percorrida após o início da interação ( $x$ ) e o ângulo de incidência ( $\theta$ ).

Para uma esfera, o ângulo  $\theta$  entre a onda incidente e a tangente à superfície coincide com o ângulo que o ponto pelo qual a onda explosiva está passando pela esfera faz com o eixo de propagação que passa no centro da mesma.

A partir dessa configuração geométrica pode-se deduzir que o ângulo de incidência  $\theta$  em função da distância  $x$  percorrida até aquele instante é dado por:

$$\theta(x) = \arccos(1 - x/R_0) \quad (3.3)$$

Da mesma forma é fácil mostrar que a área infinitesimal  $dA_p$ , definida como a projeção do anel circular de largura  $R_0 d\theta$  e perímetro  $2\pi R_0 \sin\theta$  no plano  $YZ$  paralelo à onda de choque, correspondente à distância  $x$  percorrida até aquele instante, pode ser expressa por:

$$dA_p = 2\pi R_0 \cos\theta(x) dx \quad (3.4)$$

A partir dessas relações e do uso das curvas do gráfico (a) da figura 2.14, é possível determinar quais serão as pressões refletida e dinâmica em cada fração de área superfície da esfera. Estes valores serão obtidos para cada valor máximo de sobrepressão fornecido pelo método Multienergia para uma distância hipotética  $x_{ie}$  do centro do horto até a borda da esfera, acrescida da distância  $x$  medida da borda até o ponto em questão. O resultado deste cálculo fornece os picos de sobrepressão em cada fração de área, atingidos pela passagem da frente da onda de choque.

A seguir, usando as equações 2.15 e 2.16 encontra-se a evolução no tempo da sobrepressão e da pressão dinâmica aplicadas à superfície da esfera.

As equações 2.17 e 2.18 fornecem os esforços resultantes destas pressões, cuja soma, integrada no intervalo entre o início da passagem da onda e o término da fase positiva fornecerá o impulso resultante sobre a esfera.

Ao multiplicar a pressão dinâmica pelo coeficiente de arrasto, que é de 0,47 para a esfera, obtém-se a pressão de arrasto atuante na mesma área infinitesimal.

Até este momento, com base nos dados fornecidos pelo método Multienergia, nas relações geométricas da superfície esférica e nas equações de decaimento de pressão, foi possível obter uma progressão no tempo das pressões atuantes em cada fração de área da superfície da estrutura como a mostrada na figura A4 da página 77 do apêndice. A figura A5 da página 78 fornece o mesmo gráfico mas em função da distância percorrida em múltiplos do raio da esfera.

## DETERMINAÇÃO DO TIPO DE CARREGAMENTO

O passo seguinte é determinar o período natural da estrutura para escolher qual o tipo mais indicado de análise estrutural a ser feito. O período será calculado apenas para oscilações no sentido de propagação da onda explosiva por questão de simplificação. A complexidade deste tipo estrutura faz com que o uso de programas de simulação numérica baseados no MEF seja preferível, ou até necessário, para a obtenção da constante de rigidez à flexão. Para tanto foi feito o modelamento das colunas e dos tirantes utilizando elementos de viga 3D com interpolação quadrática com 6 graus de liberdade por nó baseados na viga de Timoshenko. A esfera foi modelada através de um elemento de casca com 4 nós e 6 graus de liberdade por nó baseado na teoria de cascas finas de Love-Kirchoff, cuja espessura foi feita grande o suficiente (0,20 m) para simular uma placa rígida. Apenas os tirantes sujeitos a tração foram modelados. As seções transversais das colunas e tirantes foram modeladas de acordo com os dados da tabela 3. Os apoios da base das colunas foram considerados rotulados e a conexão entre o topo das mesmas e a esfera engastada. A seguir foi aplicada uma força unitária no sentido de propagação da onda explosiva para obter o deslocamento da estrutura. Esta força, dividida pelo deslocamento, fornece a constante de rigidez  $k$  da estrutura. Cabe aqui comentar que este procedimento pressupõe que o comportamento da estrutura é totalmente elástico linear, embora seja sabido que este tipo de estrutura apresentará deformação plástica em pontos críticos a partir de certo grau de sollicitação. O erro assumido por esta simplificação no que diz respeito ao comportamento da estrutura foi assumido como sendo compatível com o uso do método Multienergia e com a precisão almejada neste trabalho.

Se fosse possível obter a constante de rigidez da estrutura modelando a mesma como o pórtico da figura 2.17, seria importante lembrar de uma característica: a base das colunas da esfera está apoiada em sapatas e escassamente fixada a elas por pequena quantidade de parafusos (2 apenas). Esta situação faz com que seja mais adequado tratar os apoios como rótulas ao invés de engastes, alterando a forma como ocorre a flexão das colunas e assemelhando-as a vigas engastadas numa extremidade e rotuladas na outra. A presença dos tirantes acrescentaria mais um grau de dificuldade na medida que sua conexão entre a base de uma coluna e um ponto intermediário da coluna seguinte faria com que a constante de elasticidade desta segunda coluna fosse diferente nas regiões abaixo e acima desta conexão.

Foram feitos testes de refinamento de malha e troca de tipo de elemento estrutural utilizado com o objetivo de assegurar a estabilidade do modelamento utilizado e a confiabilidade dos resultados fornecidos pelo MEF. Aplica-se então a equação 2.19 para determinar o período natural de oscilação da estrutura para uma faixa de preenchimento da mesma entre 25% e 75% da



capacidade máxima de armazenamento de gás na esfera com o objetivo de identificar o tipo de análise mais indicado.

Na figura 3.3 é mostrado o modelamento aplicado com o uso do MEF:

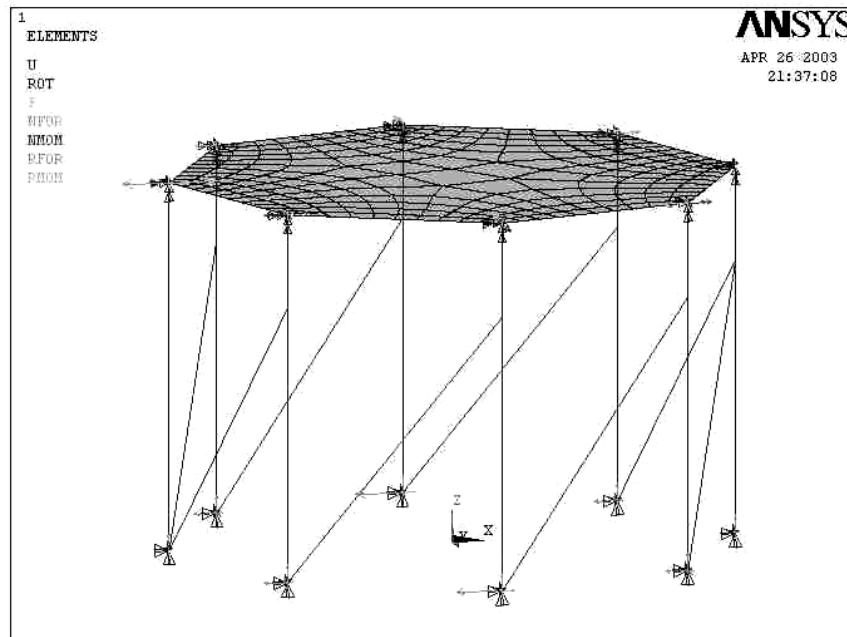


Figura 3.3: Modelamento da estrutura da esfera utilizando o Método de Elementos Finitos (MEF)

Na tabela 5 é possível ver os períodos naturais para três situações de preenchimento da esfera, cruzados com os valores de duração da fase positiva para condições limites de áreas do horto e distâncias da borda da nuvem. O cruzamento destes dois dados produz a faixa de relações  $t_d / t_{II}$  que caracterizam este experimento:

Tabela 5: Valores de  $t_d$  e  $t_{II}$  e sua relação para as faixas de  $A_h$  e preenchimento da esfera usadas neste estudo

Preenchimento percentual da esfera	Relações $t_d / t_{II}$ para hortos com as seguintes características:				
	$t_{II}$ (s)	A = 50.000 m <sup>2</sup>		A = 250.000 m <sup>2</sup>	
		$t_d = 0,167$ s X <sub>borda</sub> =10m	$t_d = 0,180$ s X <sub>borda</sub> =100m	$t_d = 0,253$ s X <sub>borda</sub> =10m	$t_d = 0,300$ s X <sub>borda</sub> =100m
25 %	2,90	0,058	0,062	0,087	0,103
50 %	3,54	0,047	0,051	0,071	0,085
75 %	4,44	0,038	0,041	0,057	0,068

Como é possível ver pela tabela 5, as relações  $t_d / t_{II}$  são no máximo em torno de 0,1 e permitem afirmar que o tipo de carregamento resultante da explosão pode ser considerado Impulsivo para as situações avaliadas.

A faixa de interesse neste estudo envolve áreas entre 50.000 e 250.000 m<sup>2</sup>, com distâncias a partir da borda do horto entre 10 e 100 m.

### OBTENÇÃO DA TENSÃO DE RUPTURA DO TIRANTE CRÍTICO

Para se determinar qual a distância segura para a esfera em função da área do horto, tem-se que voltar ao modelo implementado utilizando o MEF e verificar qual o impulso necessário para romper o tirante mais crítico, no caso aquele cuja inclinação em relação ao plano *XY* seja a menor possível. Estes tirantes são aqueles que ligam a base da segunda e da terceira colunas com a parte superior da terceira e da quarta colunas da esquerda para a direita, como pode ser visto na figura 3.1, e estão sujeitos às maiores cargas de tração entre todos os tirantes da estrutura.

Com base no comprimento inicial do tirante, de 8,560 m conforme a tabela 3, e num critério de alongamento máximo  $\varepsilon=0,002$ , ou seja 0,2%, têm-se que o comprimento máximo não deve superar 8,577 m ou haverá a ruptura do mesmo. Esta verificação foi feita aplicando valores progressivamente maiores de impulso sobre a esfera na direção *X* e calculando o comprimento final do tirante através das coordenadas de suas extremidades.

O valor de impulso que resulta em colapso dos tirantes críticos, segundo o critério de alongamento máximo de 0,2 %, obtido foi de 540.000 N.s. A partir deste dado procura-se obter a distância mínima capaz de gerar este impulso para a faixa escolhida de áreas de horto.

Como citado anteriormente, ficou demonstrado durante este cálculo que áreas menores que 100.000 m<sup>2</sup> não são capazes de produzir impulso desta ordem de grandeza mesmo abaixo de 10 m de distância da borda do horto. A seguir pode-se ver na tabela 6 os valores de impulso obtidos entre 10 m e 100 m da borda de áreas entre 50.000 e 250.000 m<sup>2</sup>:

Tabela 6: Impulso resultante para vários valores de área à distâncias de 10 a 100 m da borda do horto.

Distância da borda (m)	Impulso resultante sobre a esfera (N.s x 10 <sup>5</sup> )				
	A=50.000 m <sup>2</sup> Xcrítica <0 m	A=100.000 m <sup>2</sup> Xcrítica=9,9 m	A=150.000 m <sup>2</sup> Xcrítica=17,7 m	A=200.000 m <sup>2</sup> Xcrítica=56,8 m	A=250.000 m <sup>2</sup> Xcrítica=87,6 m
10	5,052	5,394	5,504	5,937	6,270
20	4,383	4,841	5,370	5,824	6,143
50	3,701	4,460	5,010	5,462	5,793
100	3,233	3,944	4,493	4,953	5,273

A partir destes resultados é possível construir curvas de distância segura em função da área do horto para as áreas capazes de causar danos ( $A>100.000$  m<sup>2</sup>), como as que podem ser vistas na figura 3.4.

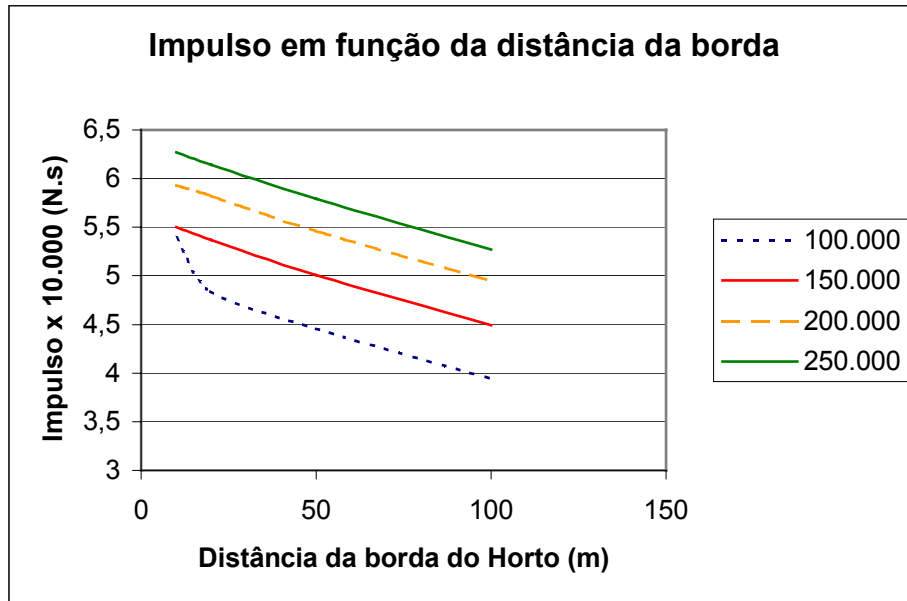


Figura 3.4: Impulso em função da distância da borda para áreas de horto entre 100.000 e 250.000 m<sup>2</sup>.

## DISCUSSÃO

Os valores de distância crítica calculada para cada área de horto parecem mostrar uma tendência a um valor máximo para a distância crítica à medida que a área vai aumentando, como ocorre em explosões de explosivos sólidos onde o volume ocupado pelo explosivo varia muito pouco em relação à energia gerada. Seria preciso utilizar outro método a partir de 250.000 m<sup>2</sup> de área pois os carregamentos seriam dinâmicos a partir daí, além disso, fazer estimativas para áreas de horto maiores que este tamanho simplesmente não seriam realistas.

Para efeito de validação, os resultados de deslocamento máximo da estrutura na altura máxima dos tirantes foram comparados com os resultados de Wall, 1978, para esferas de GLP de tamanho semelhante. Wall estima que deslocamentos, na direção de propagação da onda explosiva, de 0,05 m ou mais deste tipo de estrutura seriam o suficiente para causar seu colapso, a despeito de danos severos serem causados já com deslocamentos inferiores a este valor. O critério aqui adotado resultaria num deslocamento de 0,032 m no ponto superior de ancoragem dos tirantes, refletindo um deslocamento um pouco maior na altura do centro da esfera e sendo portanto da mesma ordem de grandeza dos resultados de Wall, o que permite concluir que esta análise chegou a um resultado de esforço causador de colapso confiável e próximo àqueles obtidos em outros experimentos semelhantes.

Aqui é interessante observar um possível erro de análise sobre os efeitos da eliminação de uma em cada duas fileiras de árvores, sugestão aparentemente razoável para diminuir o risco gerado através da diminuição do grau de obstrução. Este recurso não implica na eliminação da área verde mas tem efeito imediato na diminuição da sobrepressão máxima gerada numa

explosão dentro dela. Esta ação resultaria imediatamente num aumento da distância entre as árvores de 1,2 para 2,4 m, o que equivale a uma diminuição do grau de obstrução de 0,25 para 0,125. Mesmo observando que esta diminuição no grau de obstrução resulta no uso de uma curva diferente para o método Multienergia, no caso a curva 7 em vez da 8, como resultado haveria um *aumento* de 2,5% no impulso ao invés de uma esperada redução do mesmo. O motivo desta aparente incoerência está no fato de que o maior espaçamento entre árvores fez com que o volume ocupado por elas diminuísse de 4,93% para 1,24% do volume total, que passou a ser preenchido por mistura inflamável com conseqüente aumento na energia disponível dentro da nuvem. Com a utilização da curva 7 haveria diminuição do pico de sobrepressão gerada, porém este pico se daria praticamente dentro da nuvem e não afetaria a esfera. Já a duração da fase positiva passaria a ser maior, resultando em aumento do impulso sobre a estrutura.

Uma sugestão mais efetiva seria o corte das árvores mais próximas ao parque de esferas, com imediata diminuição do volume de mistura e aumento da distância da borda, com conseqüente diminuição do risco oferecido pelo horto. Uma poda das árvores também diminuiria o risco por diminuir o volume ocupado pela mistura dentro do horto, porém seu crescimento com o tempo traria de volta uma situação perigosa à instalação, tornando-a uma solução paliativa ou de curta duração.

Por fim, pode-se sugerir o aumento do diâmetro dos tirantes, fazendo com que sua maior resistência apenas seja excedida por carregamentos de intensidade proporcionalmente maior.

O efeito da inércia do GLP dentro da esfera não foi avaliado aqui em função do seu comportamento não corresponder a uma massa rígida, porém este estudo merece atenção em trabalhos futuros.

## CONCLUSÕES

Ao longo deste trabalho ficou claro que cenários envolvendo áreas verdes em torno de 100.000 m<sup>2</sup> ou maiores, analisados sob critérios de risco de acidente industrial, podem envolver riscos de explosão que normalmente são desprezados. Uma análise mais detalhada dos fatores geradores de turbulência, assim como o uso de ferramentas atuais e adequadas aos cenários em estudo, podem fazer a diferença entre uma visão realista e o perigo de subestimar possíveis causas de acidentes em plantas industriais.

A utilização de hortos florestais e anéis verdes como medida de auxílio à dispersão de nuvens poluentes deve seguir critérios mais rígidos quanto ao plantio, espaçamento das árvores e distância mínima do parque industrial quando existir um possível cenário de formação de nuvem de gás inflamável. Ficou aqui demonstrado que a distância segura para esferas de armazenamento de GLP, a partir da borda das áreas verdes, deve ser da ordem de 100 ou mais metros como medida de segurança.

Tendo em vista que as esferas percentualmente mais preenchidas são menos afetadas por carregamentos impulsivos é preferível que, havendo mais de uma esfera no parque de armazenamento, se mantenha o menor número delas o mais cheias possível para minimizar riscos de vazamento de GLP.

A utilização de métodos mais realistas de avaliação de explosões, como o método Multienergia, torna-se evidentemente uma necessidade à medida que cenários mais complexos se apresentem ao analista de riscos. O aprimoramento dos critérios de utilização destes métodos necessita de constante experimentação prática [Mercx, 1993; Strehlow, 1980; Van Den Berg e Lannoy, 1993] e contínua interação entre usuários e instituições dedicadas ao seu desenvolvimento. A disseminação de métodos como o Multienergia tenderá a ampliar o conhecimento e a busca das possíveis causas de acidentes reais, subestimados e considerados improváveis até o presente momento pelo uso de ferramentas inadequadas.

O correto entendimento do comportamento de estruturas presentes em plantas industriais, através de critérios adequados à realidade dos cenários de risco aos quais elas estão expostas, tanto quanto o uso de ferramentas de análise estrutural modernas, beneficiam tanto o analista de riscos quanto o projetista industrial no sentido de evitar possíveis acidentes já na fase de projeto de uma nova planta industrial.

## REFERÊNCIAS

- Ansys Inc., 2000. **Ansys Educational Resources - online Tutorials**. disponível em: <http://www.ansys.com/education/resources.htm>, acessado em agosto/2002.
- Arntzen, Bjorn J. **Combustion Modeling in CFD Explosion Simulator FLACS**, Gexcon
- Baker, Q.A. et al., Vapour Cloud Explosion Analysis, LOSS PREVENTION SIMPOSIUM, 28, **Anais...** Atlanta, Georgia, AIChE, abril, 1994.
- Baker, W.E. et al., **Explosion Hazards and Evaluation**, Elsevier, 1983.
- Bjerketvedt, Dag et al., Gas Explosion Handbook, **Journal of Hazardous Materials**, v. 52. p. 1-150, Elsevier, 1997.
- Cleaver, R.P. e Robinson, C.G., An analysis of the mechanisms of overpressure generation in vapour cloud explosions, **Journal of Hazardous Materials**, v. 45, p. 27-44, Elsevier, 1996.
- Clutter, J.K. e Whitney, M.G., 2001. Use of Computational Modeling to Identify the Cause of Vapour Cloud Explosion Incidents, **J. Loss Prevention in the Process Ind.**, v. 14, p. 337-347, Elsevier.
- Glassman, Irwin., **Combustion**, Academic Press, 1977.
- Glasstone, S., **The Effects of Nuclear Weapons**, U.S Government, 1962.
- Ibrahim, S.S. e Masri, A.R., The Effects of Obstructions on Overpressure Resulting From Premixed Flame Deflagration, **J. Loss Prevention in the Process Ind.**, v. 14. p. 213-221, Elsevier, 2001.
- Kinney, G.F. e Graham, K.J., **Explosive Shocks in Air**, 2. ed. Springer-Verlag, 1985.
- Lees, Frank P., **Loss Prevention in the Process Industries**, 2. ed. Butterworth-Heinemann, 1996.
- Masuro, J.R., Morsch, I.B e Teixeira, F.G., **Centaurus: Sistema de Análise de Estruturas no Regime Elástico Linear**, Escola de Engenharia – Depto. de Eng. Civil e Faculdade de Arquitetura – Depto. de Expressão Gráfica da UFRGS.
- Mercx, Paul, CURSO INTERNACIONAL SOBRE AVALIAÇÃO DOS EFEITOS DE INCÊNDIOS E EXPLOSÕES PARA ANÁLISE DE RISCOS, **Anais...** Rio de Janeiro, 1997.
- Mercx, W.P.M., Current research at TNO on Vapour Cloud Explosion Model, LOSS PREVENTION SIMPOSIUM, 27, **Anais...** Houston Texas, AIChE, março, 1993.
- Mercx, W.P.M. et al., Validation of Scaling Techniques for Experimental Vapour Cloud Explosion Investigations, LOSS PREVENTION SIMPOSIUM, 28, **Anais...** Atlanta, Georgia, AIChE, abril, 1994.
- Mercx, W.P., Developments in Vapour Cloud Blast Modeling, **Journal of Hazardous Materials**, 71. p. 301-319, Elsevier, 2000.
- Oosthuizen, P.H. e Carscallen, W.E., **Compressible Fluid Flow**, McGraw-Hill, 1997.

- Owczarek, Jerzy A., **Fundamentals of Gas Dynamics**, International Textbook Company, 1964.
- Pritchard, D.K., A Review of Methods for Predicting Blast Damage from Vapour Cloud Explosions, **J. Loss Prevention in the Process Ind.**, v. 2. p. 187-193, Elsevier, 1989.
- Puttock, J.S. et al., Prediction of Vapour Cloud Explosions Using the SCOPE Model, **J. Loss Prevention in the Process Ind.**, v. 13. p. 419-431, Elsevier, 2000.
- Raju, M.S. e Strehlow, R.A., Numerical Investigations of Nonideal Explosions, **Journal of Hazardous Materials**, v. 9. p. 265-290, Elsevier, 1984.
- Shapiro, A.H., **The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow**, The Ronald Press Company, 1953.
- Smith, P.D. e Hetherington, J.G., **Blast and Ballistic Loading of Structures**, Butterworth-Heinemann, 1994.
- Strehlow, R.A., Blast Wave from Deflagrative Explosions: an Accoustic Approach, LOSS PREVENTION SIMPOSIUM, 14, **Anais...** Philadelphia, Pennsylvania, AIChE, junho, 1980.
- Tang, M.J. e Baker, Q.A., Comparision of Blast Curves from Vapour Cloud Explosions, **J. Loss Prevention in the Process Ind.**, v. 13, p. 433-438, Elsevier, 2000.
- Timoshenko, S.P. e Goodier, J.N., **Theory of Elasticity**, 3<sup>a</sup> ed., McGraw-Hill, 1970.
- Van den Berg, A.C., The Multi-Energy Method – A Framework for Vapour Cloud Explosion Blast Prediction, **Journal of Hazardous Materials**, v. 12, p. 1-10, Elsevier, 1985.
- Van den Berg, A.C. e Lannoy, A., Methods for Vapour Cloud Explosion Blast Modeling, **Journal of Hazardous Materials**, v. 34, p. 151-171, Elsevier, 1993.
- Van Wingerden, Kees et al, Simulation of an Accidental Vapour Cloud Explosion, LOSS PREVENTION SIMPOSIUM, 28, **Anais...** Atlanta, Georgia, AIChE, abril, 1994.
- Wall. J., Blast Loading on a Spherical Storage Vessel – **An Investigation of Potential Hazards from Operations in the Canvey Island/Thurock Area**, 1978.
- Wiekema, B.J., **Methods for the Calculation of the Physical Effects of the Escape of Dangerous Material (Liquids and Gases)**. v. 2, TNO, 1979.
- Wiekema, B.J., Vapour Cloud Explosion Model, **Journal of Hazardous Materials**, v. 3, p. 221-232, Elsevier, 1980.
- Wiekema, B.J., Vapour Cloud Explosions – An Analysis Based on Accidents – Parts I &II, **Journal of Hazardous Materials**, v. 8, p. 295-329, Elsevier, 1984.
- Wingerden, C.J.M. et al., Vapour Cloud Explosion Blast Prediction, LOSS PREVENTION SIMPOSIUM, 23, **Anais...** Houston, Texas, AIChE, abril, 1989.
- Yellow Book, **Methods for the Calculation of the Physical Effects of the Escape of Dangerous Materials (Liquids and Gases) – Part II**, 3<sup>a</sup> ed. TNO, 1997.
- Zalosh, Robert G., **Hazard Analysis Calculations**. Section 2, Chapter 5: Explosion Protection, p. 101-105.

APÊNDICE: Algoritmo de cálculo de parâmetros de Explosão de Nuvem de Vapor (VCE) usando o método Multienergia - TNO

Dados da simulação: explosão de GLP num horto com área congestionada de Acon m<sup>2</sup>:

Propriedades das substâncias:

$$\gamma := 1.4$$

$$T_0 := 300 \text{ K}$$

e

$$P_0 := 101325 \text{ Pa (N/m}^2\text{)}$$

Volumes específicos (propano e ar):

$$v_{p0} := 0.558 \text{ m}^3/\text{kg} \quad v_{ar0} := 0.849 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Altura das árvores:

$$h_{ar} := 10 \text{ m}$$

Diâmetro médio:

$$d_m := 0.3 \text{ m}$$

Espaçamento:

$$e_{arv} := 1.2 \text{ m}$$

Grau de obstrução:

$$\beta := \frac{d_m}{e_{arv}}$$

$$\beta = 0.25$$

Volume de uma árvore:

$$V_{arv} := (3.14159) \cdot \left(\frac{d_m}{2}\right)^2 \cdot h_{ar}$$

$$V_{arv} = 0.707 \text{ m}^3$$

Área congestionada:

$$A_{con} := 100000 \text{ m}^2$$

Distância mínima do centro até a borda da nuvem:

$$E_b := \frac{A_{con}^{0.5}}{2}$$

$$E_b = 158.114 \text{ m}$$

Distancia inicial para o cálculo dos efeitos:

$$B_a := \text{round}(E_b, 0)$$

$$B_a = 158 \text{ m}$$

$$i := B_b.. B_b + 200 \text{ (distância da borda até 200m de distância)}$$

Volume congestionado:

$$V_{con} := A_{con} \cdot h_{ar}$$

$$V_{con} = 1 \times 10^6 \text{ m}^3$$



Número de árvores:

$$N_{arv} := \frac{A_{con}}{e_{arv}^2} + \left[ 2 \cdot \frac{(A_{con}^{0.5} - d_{mv})}{e_{arv}} \right] + 1$$

$$N_{arv} = 6.997 \times 10^4$$

Volume ocupado pelas árvores:

$$V_{ocarv} := V_{arv} \cdot N_{arv}$$

$$V_{ocarv} = 4.946 \times 10^4 \text{ m}^3$$

Volume ocupado pela mistura gasosa:

$$V_{mg} := V_{con} - V_{ocarv}$$

$$V_{mg} = 9.505 \times 10^5 \text{ m}^3$$

Energia de combustão por unidade de volume:

$$E_{vc} := 3.6 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$$

Nuvem hemisférica equivalente - Energia da nuvem:

$$E_{ob} := V_{mg} \cdot E_{vc}$$

$$E_{ob} = 3.422 \times 10^{12} \text{ J}$$

Raio equivalente da nuvem:

$$R_{eq} := \left( V_{mg} \cdot \frac{3}{2 \cdot 3.14159} \right)^{\frac{1}{3}}$$

$$R_{eq} = 76.849 \text{ m}$$

Fator de escala para os gráficos do MEM (método Multienergia):

$$F_e := \left( \frac{E_{ob}}{P_0} \right)^{\frac{1}{3}}$$

$$F_e = 323.235$$

Distância do centro da nuvem em escala (raio equivalente):

$$R_{eq2}(x) := \frac{x}{F_e}$$

$$R_{eq2}(E_b) = 0.489$$

Fazendo a aproximação da curva 8 de sobrepressão em escala por duas curvas, uma função logarítmica (a partir de  $r'=0,7$ ) e uma reta constante=2,0 (até  $r'=0,7$ ):

$$g_{01}(x) := \frac{\text{atan}[500 \cdot (0.09 - R_{eq2}(x))]}{\pi} + 0.5$$

$$g_{02}(x) := \left[ \frac{\text{atan}[500 \cdot (R_{eq2}(x) - 0.09)]}{\pi} + 0.5 \right]$$

$$P_s(x) := (g_{01}(x)) \cdot 2.0 + \left[ 10^{(\log(170) - 3 - \log(R_{eq2}(x)))} \right] \cdot g_{02}(x)$$

$$P_s(E_b) = 0.35$$

Ajuste da curva 8 de sobrepressão em escala Ps'.

Pse é a pressão efetiva, igual ao pico Ps + Patm (P<sub>0</sub>)

$$Pse(x) := Ps(x) \cdot P_0 + P_0$$

$$f1(x) := 10^{-0.4 - 0.5375 \cdot (Req2(x))}$$

$$f2(x) := 0.11 \cdot \ln(x) - 0.369$$

$$g1(x) := \left[ \frac{\text{atan}\left[5 \cdot 10^{11} \cdot (.55 - Req2(x))\right]}{3.141592} + 0.5 \right]$$

$$g2(x) := \left[ \frac{\text{atan}\left[5 \cdot 10^{11} \cdot (Req2(x) - .55)\right]}{3.141592} + 0.5 \right]$$

$$tp(x) := g1(x) \cdot f1(x) + g2(x) \cdot f2(x)$$

Velocidade do som:

$$c_0 := 340$$

$$td(x) := tp(x) \cdot \left( \frac{Fe}{c_0} \right) \text{ s}$$

$$Pb := Ps(Eb) + 1$$

$$Pb = 1.35$$

Velocidade da onda (Kinney):

$$Mi := \left[ \left[ \frac{(\gamma + 1) \cdot Pb + (\gamma - 1)}{2 \cdot \gamma} \right] \right]^{0.5}$$

$$Mi = 1.14$$

$$Ni := c_0 \cdot Mi$$

$$Ni = 387.681 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

$$i3 := 1..300$$

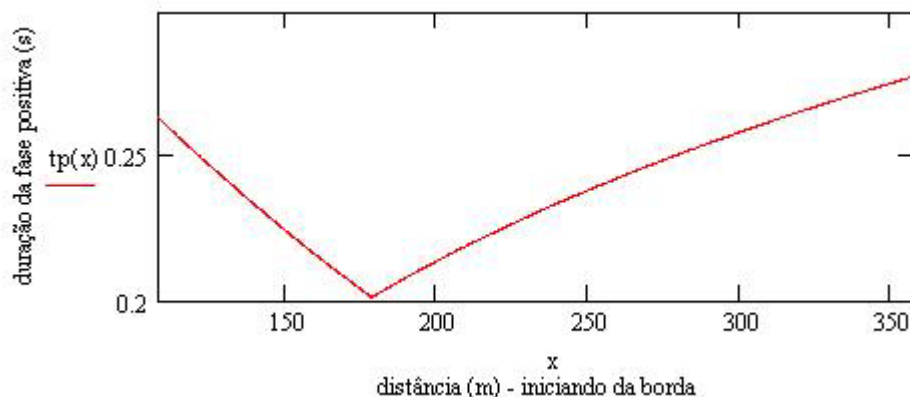


Figura A1: Duração da fase positiva em função da distância a partir da borda da área congestionada.

$$v = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}$$

$$v = 0.167$$

$$\phi := 14.5 \text{ m (diâmetro externo)}$$

Tempo máximo para a OC passar pela esfera:

$$t_{\text{máx}} := \frac{\phi}{N_i}$$

$$t_{\text{máx}} = 0.037 \text{ s}$$

Tempo de duração máximo da fase positiva:

$$t_{\text{dmax}} := \text{round}(t_d(Bb + 200), 3)$$

$$t_{\text{dmax}} = 0.264 \text{ s}$$

Conversão radianos-graus:

$$F_{\text{rg}} := \frac{180}{\pi}$$

Graus-radianos:

$$F_{\text{gr}} := \frac{1}{F_{\text{rg}}}$$

Considerando a esfera localizada a uma distância  $x_2$  a partir da borda da área congestionada, temos as distâncias de início, um quarto, meio e fim da esfera ( $x_{ie}$ ,  $x_{qe}$ ,  $x_{me}$ ,  $x_{fe}$ ) dadas por:

$$x_2 := 100$$

$$x_{ie} := Bb + x_2$$

$$x_{qe} := x_{ie} + \frac{\phi}{4}$$

$$x_{ie} = 258.114$$

$$x_{qe} = 261.739$$

$$x_{me} := x_{ie} + \frac{\phi}{2}$$

$$x_{fe} := x_{ie} + \phi$$

$$x_{me} = 265.364$$

$$x_{fe} = 272.614$$

Convertendo ângulo  $\theta$  de reflexão da esfera pela distância aproximada percorrida:

$$g_{21}(x) := \frac{\text{atan}\left[5 \cdot 10^{11} (x_{ie} - x)\right]}{\pi} + 0.5$$

$$g_{22}(x) := \left[ \frac{\text{atan}\left[5 \cdot 10^{11} (x - x_{ie})\right]}{\pi} + 0.5 \right]$$

$$g_{31}(x) := \frac{\text{atan}\left[5 \cdot 10^{11} (x_{fe} - x)\right]}{\pi} + 0.5$$

$$g_{32}(x) := \left[ \frac{\text{atan}\left[5 \cdot 10^{11} (x - x_{fe})\right]}{\pi} + 0.5 \right]$$

$$x_e(x) := -g_{21}(x) \cdot 100 + g_{22}(x) \cdot x + 100$$

$$\theta(x) := \left[ g_{21}(x) \cdot 90 + g_{22}(x) \cdot \text{acos}\left[1 - \frac{g_{22}(x) \cdot (x - x_{ie}) \cdot 2}{\phi}\right] \cdot F_{\text{rg}} \right] \cdot g_{31}(x) + g_{32}(x) \cdot 90$$

(ângulo fixado em  $90^\circ$  até chegar na esfera para zerar cálculo da força antes deste ponto)

$$k_2 := 0,001 \dots 14.5$$

$$\theta(x_{me}) = 90$$

Coeficiente de arrasto variável: positivo à frente e negativo atrás da esfera:

$$g71(x) := \frac{\text{atan}\left[5 \cdot 10^{11} (xie - x)\right]}{\pi} + 0.5$$

$$g72(x) := \left[ \frac{\text{atan}\left[5 \cdot 10^{11} (x - xie)\right]}{\pi} + 0.5 \right]$$

$$g81(x) := \frac{\text{atan}\left[5 \cdot 10^{11} (xme - x)\right]}{\pi} + 0.5$$

$$g82(x) := \left[ \frac{\text{atan}\left[5 \cdot 10^{11} (x - xme)\right]}{\pi} + 0.5 \right]$$

$$g73(x) := \frac{\text{atan}\left[5 \cdot 10^{11} (xfe - x)\right]}{\pi} + 0.5$$

$$Cd1(x) := g72(x)$$

$$Cd2(x) := Cd1(x) \cdot (g81(x) - g82(x))$$

$$Cd(x) := Cd2(x) \cdot g73(x) \cdot 0.47$$

Área da seção circular projetada na direção de propagação da SW:

$$l1 := xie$$

$$dx := 0.1$$

$$A_{sp}(x) := \int_{l1}^{l1+dx} \pi \cdot \phi \cdot \cos(\theta(x - xie) \cdot F_{gr}) \, dx$$

$$A_{sp}(l1) = 1.747 \times 10^{-14}$$

$$S_n(x) := \pi \cdot \left[ \left( \frac{\phi}{2} \right)^2 \right] \cdot (\sin(\theta(x)))^2$$

$$\pi \cdot \left( \frac{\phi \cdot \sin(\theta(l1) \cdot F_{gr})}{2} \right)^2 = 82.565$$

Área da seção transversal da esfera ao passar a SW ( $S_n(t)$ ):

$$g51(x) := \frac{\text{atan}\left[5 \cdot 10^{11} (xie - x)\right]}{\pi} + 0.5$$

$$g52(x) := \left[ \frac{\text{atan}\left[5 \cdot 10^{11} (x - xie)\right]}{\pi} + 0.5 \right]$$

$$g61(x) := \frac{\text{atan}\left[5 \cdot 10^{11} (xfe - x)\right]}{\pi} + 0.5$$

$$g62(x) := \left[ \frac{\text{atan}\left[5 \cdot 10^{11} (x - xfe)\right]}{\pi} + 0.5 \right]$$

$$xe(x) := -g21(x) \cdot 100 + g22(x) \cdot x + 100$$

$$S_n(x) := \left[ g51(x) \cdot 0.01 + g52(x) \cdot \left[ \pi \cdot \left( \frac{\phi}{2} \right)^2 \right] \cdot \left[ \sin \left[ \arccos \left[ 1 - \frac{g52(x) \cdot (x - xie) \cdot 2}{\phi} \right] \right] \right]^2 \right] \cdot g61(x) + g62(x) \cdot 0.01$$

Tempo crítico  $t^*$  dado por:

$$t_{crit} := \frac{\phi}{2 \cdot Ni} \left( 1 - \cos \left( \frac{1}{12} \right) \right)$$

$$t_{crit} = 6.49 \times 10^{-5} \text{ segundos}$$

Pressão de arrasto refletida dada por:

$$Pr(x) := (Pse(x)) \cdot \left[ \frac{[2 \cdot v \cdot (Pse(x)) + Pse(x)] - [v \cdot P_0]}{P_0 + [v \cdot (Pse(x))]} \right]$$

Fator de conversão para ts:

$$Fts := \frac{2 \cdot Ni}{\phi}$$

$$Fts = 53.473$$

Pressão total refletida segundo Zaslavskii dada por:

$$Pfa(x, t) := (Pse(x)) + \left[ \frac{Pr(x) - Pse(x)}{1 + (Fts \cdot t)} \right]$$

Pressão máxima refletida segundo Baker (eq. 3.3):

$$Pfb(x, t) := \left[ 2 \cdot (Ps(x) \cdot P_0) + \frac{(\gamma + 1) \cdot (Ps(x) \cdot P_0)^2}{(\gamma - 1) \cdot Ps(x) \cdot P_0 + 2 \cdot \gamma \cdot P_0} + P_0 \right]$$

$$Pfb(Bb, 1) = 1.824 \times 10^5$$

Ajustando a curva do coeficiente de reflexão para  $\gamma=1,4$  e  $Mx=1,38$  (vel. SW) com decaimento linear entre 45 e 90 graus:

$$\theta := 0, 0,1 \dots 180$$

$$g11(\theta) := \frac{\text{atan}[500 \cdot (45 - \theta)]}{\pi} + 0,5$$

$$g12(\theta) := \left[ \frac{\text{atan}[500 \cdot (\theta - 45)]}{\pi} + 0,5 \right]$$

$$g13(\theta) := \frac{\text{atan}[200 \cdot (90 - \theta)]}{\pi} + 0,5$$

$$g14(\theta) := \left[ \frac{\text{atan}[200 \cdot (\theta - 90)]}{\pi} + 0,5 \right]$$

$$Cri := 2,8$$

$$\Lambda 1(\theta) := (g11(\theta)) \cdot Cri + [(4,53 - 0,039 \cdot \theta) \cdot g12(\theta)]$$

Coeficiente de reflexão ajustado dado por:

$$\Lambda(\theta) := g13(\theta) \cdot \Lambda 1(\theta) + g14(\theta) \cdot 1$$

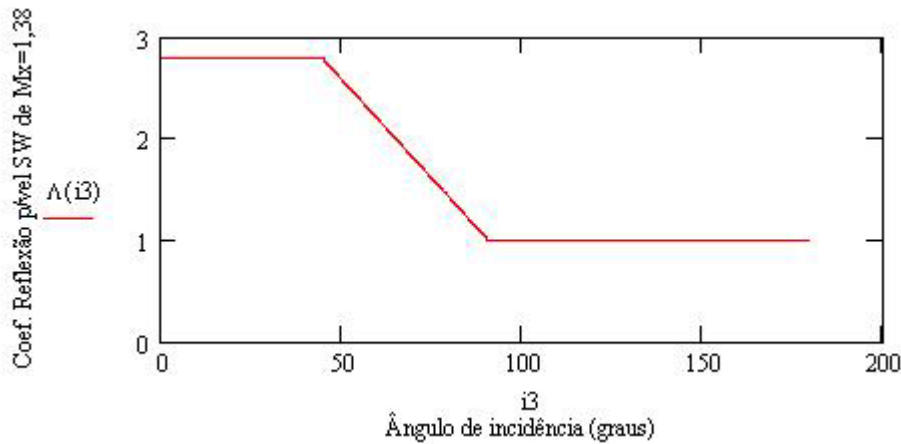


Figura A2: Coeficiente de reflexão em função do ângulo de incidência sobre a superfície da esfera.

Decaimento exponencial da pressão dado por:

$b := 2.06$  (página 235 do Baker)

$$Psd1(x,t) := P_0 \cdot Ps(x) \cdot \left(1 - \frac{t}{td(x)}\right) \cdot e^{-\frac{b \cdot t}{td(x)}}$$

$$g51(t) := \frac{\text{atan}\left[5 \cdot 10^{11}(-t)\right]}{\pi} + 0.5$$

$$g52(t) := \left[ \frac{\text{atan}\left[5 \cdot 10^{11}(t)\right]}{\pi} + 0.5 \right]$$

$$Psd2(x,t) := g51(t) \cdot 0.000001 + g52(t) \cdot Psd1(x,t)$$

Pressão dinâmica em função da pressão efetiva da onda:

$$Qd(x,t) := \frac{2.5 \cdot (Psd2(x,t))^2}{7 \cdot P_0 + 6 \cdot (Psd2(x,t))} \cdot Cd(x)$$

Pressão efetiva total Psd+Qd dada por:

$$Psd(x,t) := Psd2(x,t) + Qd(x,t)$$

Sobrepessão refletida em cada distância variando no tempo a uma distância  $x_2$  m da borda da área congestionada segundo a fórmula:

$$Pr(x,t) := Psd(x,t) \cdot \Lambda \left[ \text{acos} \left[ 1 - \frac{(x - xie) \cdot 2}{\phi} \right] \right] \cdot Fr_g$$

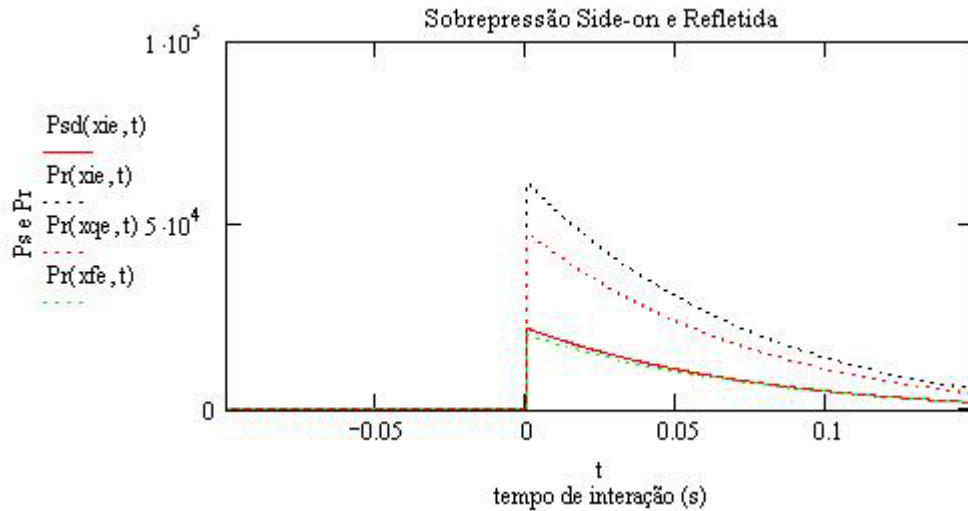


Figura A3: Sobrepulsão side-on e refletida em função do tempo.

Força sobre a esfera (positiva até o meio e negativa do meio em diante) dada por:

$$x_{ie} = 258.114$$

$$F_{se}(t) := \int_{x_{ie}}^{x_{ie} + (N_i \cdot t)} Pr(x, t) \cdot (\pi \cdot \phi \cdot \cos(\theta(x)) \cdot F_{gr}) \, dx$$

$$x_{me} = 265.364$$

$$x_t(t) := \frac{N_i \cdot 2 \cdot t}{\phi}$$

$$x_{fe} = 272.614$$

$$t_{fe} := \frac{\phi}{N_i}$$

$$t_{fe} = 0.037$$

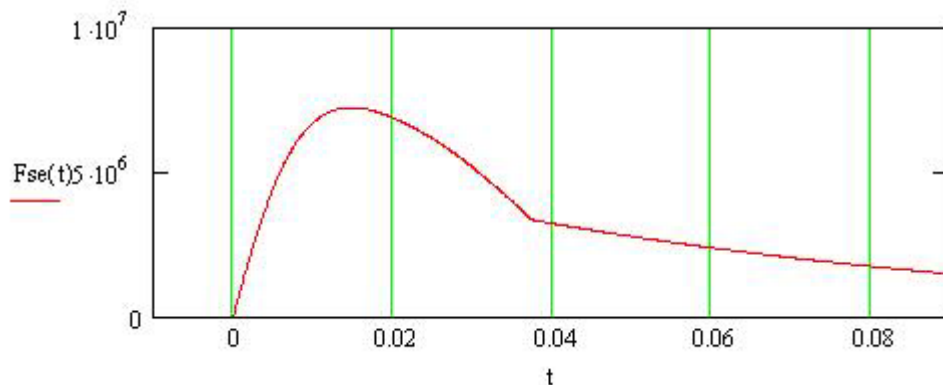


Figura A4: Força sobre a estrutura em função do tempo a partir do início da passagem da onda.

$$t_x := 0,0002 \dots 0,1$$

$$x_e(t_x) := N_i \cdot t_x$$

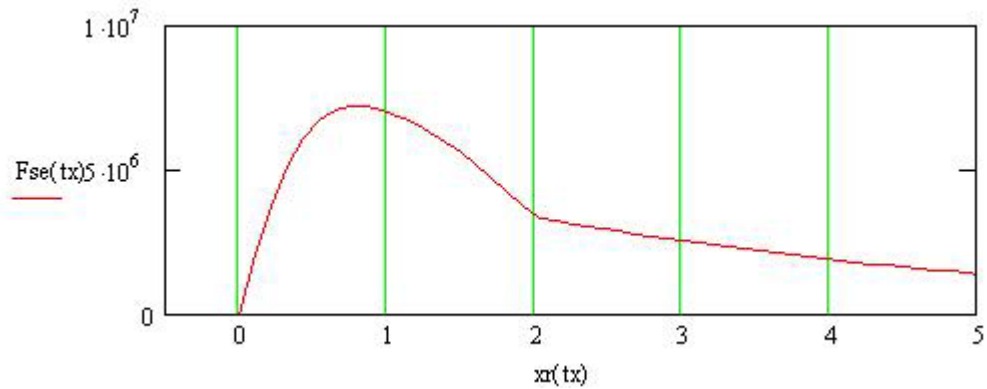


Figura A5: Força sobre a estrutura em função da distância percorrida em raios da esfera, a partir do início da passagem da onda explosiva.

Impulso sobre a esfera avaliado entre o início da passagem da SW até o fim da fase positiva:

$$\text{Imp}(x) := \int_0^{\text{td}(x)} F_{se}(t) dt$$

$$i4 := xie \dots xfe + 20$$

$$xr2(i4) := \frac{i4 - xie}{\phi} \cdot 2$$

$$\text{Imp}(xie) = 3.944 \times 10^5$$

Aproximando as curvas para obter distâncias para Impulso crítico:

$$I_{crit} := 5.4$$

$$x10^5 \text{ N} \cdot \text{s}$$

$$x250(I) := 16.45 \cdot I^2 - 282.7 \cdot I + 1134.5$$

$$x250(I_{crit}) = 87.602 \text{ m}$$

$$x200(I) := -494.6 \ln(I) + 890.89$$

$$x200(I_{crit}) = 56.797 \text{ m}$$

$$x150(I) := -444.61 \cdot \ln(I) + 767.51$$

$$x150(I_{crit}) = 17.72 \text{ m}$$

$$x100(I) := 4 \cdot 10^6 \cdot I^{-7.5917}$$

$$x100(I_{crit}) = 11.014 \text{ m}$$

$$I_x := \text{Imp}(xie)$$



Comparando o cálculo feito com a aproximação de Glasstone para o impulso sobre a esfera:

$$\text{Pr}(x_{ie}, 0.000001) = 6.178 \times 10^4$$

$$\text{Qd}(x_{ie}, 0.000001) = 330.489$$

$$\text{Iglasstone} := \left( \text{Pr}(x_{ie}, 0.000001) \cdot t_{\text{máx}} + \text{Qd}(x_{ie}, 0.000001) \cdot \frac{t_d(x_{ie})}{2} - 0.47 \right) \cdot \text{Sn}(x_{me})$$

$$\text{Iglasstone} = 3.845 \times 10^5 \text{ N} \cdot \text{s}$$

$$\Delta I := \left( \frac{\text{Iglasstone}}{I_x} - 1 \right) 100$$

$$\Delta I = -2.501 \%$$