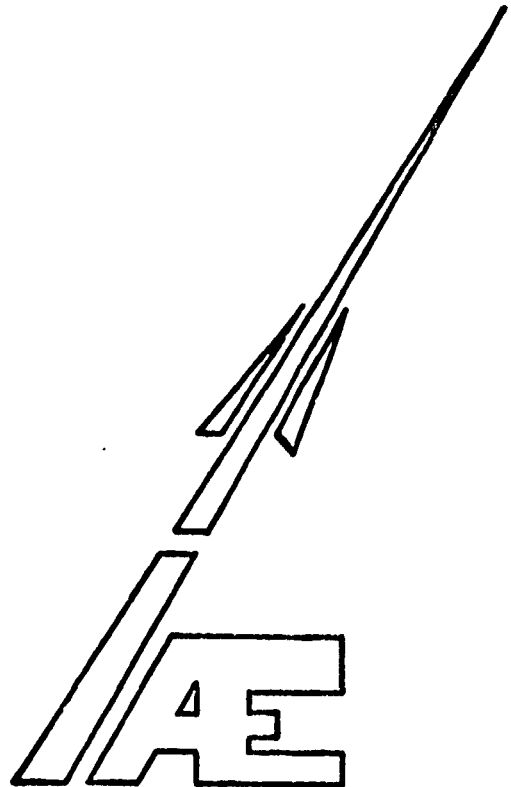


"DISPERSÃO DE RADIONUCLÍDEOS NA ATMOSFERA"

por
C.^o Moura Neto
Erler S.^o Amorim
Jairo Panetta

(RADIONUCLIDE DISPERSION IN THE ATMOSPHERE)

Divisão de Estudos Avançados
Instituto de Atividades Espaciais
Centro Técnico Aeroespacial
12.200-São José dos Campos-SP
Brasil



DISPERSÃO DE RADIONUCLÍDEOS NA ATMOSFERA

C. Moura Neto

Erler S. Amorim

Jairo Panetta

RESUMO

A liberação instantânea de radionuclídeos na atmosfera é tratada em três dimensões segundo o formalismo da Teoria da Difusão. A solução analítica, sujeita a efeitos gravitacionais e atmosféricos, é utilizada em conjunto com a discretização do espaço e tempo no cálculo dos níveis de exposição. Um inventário típico (para PWR) foi considerado no cálculo das doses de imersão, e os resultados permitiram uma análise comparativa entre os diferentes modelos existentes.

ABSTRACT

The instantaneous liberation of radionuclides in the atmosphere is studied in three dimensions, according to the formalism of the diffusion theory. The analytical solution, exposed to gravitational and an atmospherical effects, is combined with the discretization of space and time in the calculation of levels of exposure. A typical inventory (for a PWR) was considered in the calculation of immersion doses, and the results permitted a comparative analysis among the different existing models.

1 - Introdução

A política nuclear e a sua implementação exigem dos órgãos governamentais, um estudo detalhado dos recursos existentes, bem como um tratamento compreensivo das implicações oriundas da utilização destes recursos, no meio ambiente.

Antes da entrada definitiva dos reatores rápidos no mercado mundial, os reatores a água leve continuarão a ser o "back-bone"⁽¹⁾ das indústrias nucleares. Tal situação deverá estender-se por mais algumas décadas.

A criação de centros de energia elétrica, traduzidos pela concentração de usinas nucleares em um único sítio⁽²⁾, apresentam aspectos positivos, tais como:

- Redução nos custos, durante a construção pela adoção de um projeto padrão aplicado às usinas envolvidas.
- Localiza, em determinadas regiões do território nacional, o impacto ecológico devido à rejeição de calor produzido pelas usinas, bem como efeitos colaterais no meio ambiente, devido a construções de grande porte.
- Maior eficiência no uso da terra e das fontes de água utilizadas como arrefecedores nas usinas.
- A centralização de serviços nos sítios nucleares poderá levar a uma maior eficiência na utilização do pessoal especializado.
- Maior controle e proteção sobre materiais em salvaguarda presentes nos combustíveis nucleares, descarregados ao final do ciclo combustível.
- Redução sucessiva no tempo consumido para o licenciamento das plantas nucleares, devido a uma padronização prévia das usinas localizadas nos sítios de geração de potência.
- As exposições recebidas, dentro e fora dos sítios nucleares, serão reduzidas devido a um melhor controle dos níveis radiológicos.

Os centros nucleares poderão apresentar, por outro lado, problemas especiais, e entre eles podemos citar:

- A concentração de usinas de geração de potência, em uma determinada região, poderá não ser do melhor interesse da defesa nacional.

- O calor rejeitado pelas várias usinas, presentes em determinado sítio, poderá resultar em mudanças climáticas localizadas, cujos efeitos ecológicos poderão se tornar indesejáveis.
- Ruptura das estruturas econômicas e sociais das regiões circunvizinhas aos centros nucleares, afetando a política sócio-econômica dos órgãos governamentais.
- Problemas judiciais ou históricos de relevância para o país.

Um centro de geração de potência pode acoplar diferentes tipos de usinas nucleares, inclusive usinas de combustível fóssil.

As interações radiológicas pós-acidentes, especialmente aquelas preconizadas pela WASH-1400⁽³⁾, podem levar a um "shut-down" generalizado no sítio nuclear, afetando a disponibilidade das instalações e a rentabilidade do sistema.

A interface entre os centros de geração e o meio ambiente, nas condições anteriores, é feita por meio da difusão atmosférica. Assumimos, no presente estudo, a utilização de reatores do tipo PWR, com um ciclo de vapor do tipo convencional.

O modelo de difusão atmosférica, obedecendo a uma distribuição gaussiana⁽⁴⁾, mostrou-se adequado ao presente trabalho. A incorporação de novos conceitos difundidos na literatura, permitiu uma avaliação detalhada de diversos parâmetros, anteriormente preconizados, permitindo subsídios para uma otimização, no que tange a localização dos sítios nucleares.

Certos tópicos foram abordados detalhadamente e, entre eles, destacamos:

- Modo de liberação dos radionuclídeos.
- Ascensão da nuvem (ou pluma por similaridade).
- Velocidade de deposição.
- Distribuição da temperatura na atmosfera.
- Efeito das obras de arte, nas linhas de escoamento.

Três tipos de acidentes foram selecionados neste estudo preliminar: o primeiro justamente aquele utilizado como referência durante o projeto do reator (D.B.A.), e os outros dois excedendo as previsões anteriores. Os três tipos acham-se descritos no Anexo I e as respectivas probabilidades sumarizadas na Tabela I.

TABELA 1
Probabilidade dos Acidentes Seleccionados

Tipo de Reator	Seqüência Seleccionada	Probabilidade por ano
PWR	9 (tipo D.B.A.)	4×10^{-4}
PWR	1	9×10^{-7}
PWR	2	8×10^{-6}

Desde que WASH-1400 considerou em detalhes os tipos de reatores nos cálculos das probabilidades de acidentes sumarizados na Tabela 1, alguns dos dados requeridos pelo programa em desenvolvimento foram obtidos diretamente daquela Referência.

II - Fundamentos Teóricos

A difusão turbulenta de partículas nuclearmente estáveis foi investigada intensamente em conexão com problemas ligados à poluição. Deste estudo resultaram 3 grandes teorias, a saber: transporte por gradiente, por estatística e por considerações de similaridade.

O transporte por gradiente considera que a difusão, em um ponto fixo, é proporcional ao gradiente existente nos sistemas gasosos.

Esta aproximação Euleriana foi desenvolvida por Fick, sendo frequentemente aplicada a sistemas gasosos, explorada e estendida neste trabalho.

A equação do transporte de partículas, a três dimensões, é dada por:

$$\frac{d\bar{q}}{dt} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ K_x \frac{\partial \bar{q}}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ K_y \frac{\partial \bar{q}}{\partial y} \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ K_z \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \right\} \quad (1)$$

Onde

K_i e $i \in \{x, y, z\}$ representa o coeficiente de difusão na direção i . Se estes valores forem considerados constantes, eles são conotados como uma difusividade tipo "eddy" caracterizando a lei de Fick.

\bar{q} simboliza a quantidade média do material dispersado por unidade de massa do ar.

t, x, y, z simbolizam as variáveis tempo e espaço, nas três dimensões do sistema cartesiano.

As condicionantes impostas à equação do transporte de partículas são sumatrizadas como se segue:

$$\bar{q} \rightarrow 0 \text{ como } t \rightarrow \infty$$

$$\bar{q} \rightarrow 0 \text{ como } t \rightarrow 0 \text{ (X} \neq 0\text{)}$$

$$\bar{q} = 0 \text{ como } \vec{X} \rightarrow \infty$$

$$\lim_{\substack{J_i \\ X_i \rightarrow 0}} J_i = \frac{Q}{6} \delta(t)$$

Onde o índice i especifica os componentes da fase \vec{X} representando a fase espaço, J_i representa a corrente na direção i , $\delta(t)$ a função delta de Dirac e Q o valor da fonte (em gramas) liberada instantaneamente no tempo $t=0$.

A solução fundamental da equação (1), a uma dimensão e numa difusão isotrópica, será representada por:

$$\frac{\bar{q}}{Q} = \frac{1}{f t^{\frac{1}{2}}} \exp\left\{-\frac{p x^2}{t}\right\} \quad (2)$$

onde

$$f = \{4K\pi\}^{\frac{1}{2}}$$

$$p = \{4K\}^{-1}$$

Numa difusão anisotrópica a solução passa a ser dependente explicitamente das variáveis de espaço e tempo, a saber:

$$\frac{\bar{q}(x, y, z, t)}{Q} = \frac{1}{[4t]^{\frac{3}{2}} \sqrt{K_x K_y K_z}} \exp\left[-\frac{1}{4t} \left[\frac{x^2}{K_x} + \frac{y^2}{K_y} + \frac{z^2}{K_z} \right]\right] \quad (3)$$

As equações (2) e (3) representam uma generalização da distribuição gaussiana. A difusão turbulenta, por meio da teoria estatística, assemelha-se ao método de Monte Carlo aplicado ao cálculo de reatores nucleares.

A vida de um número de partículas é estudada de tal forma que são obtidas as propriedades estatísticas da difusão. Se é considerado um grande número de partículas, os resultados assemelham-se a uma distribuição gaussiana, como obtido previamente.

A teoria por similaridade, como utilizada no escoamento dos fluídos, é de emprego recente no estudo da difusão atmosférica. Parâmetros similares são agrupados em quantidades sem dimensão, facilitando a obtenção de correlações de aplicação generalizada.

Esta teoria exige o conhecimento das variáveis que afetam as quantidades adimensionais e, em muitos casos, ele não é disponível.

A aplicação desta teoria, à difusão de partículas na atmosfera, envolve um sistema lagrangeano, isto é, o observador se move com as partículas em difusão. As propriedades estatísticas que definem, por sua vez, a velocidade de difusão são controladas por parâmetros de difícil interpretação.

Os resultados das três diferentes teorias indicam a validade do transporte de partículas através de um modelo de difusão gaussiano. Porém, o detalhamento deste meio de transporte torna-se complexo devido ao número elevado de variáveis envolvidas.

Por outro lado, considerando-se os fundamentos da teoria, o modelo gaussiano é limitado às condições estáveis da atmosfera (ausência de vento e outros fenômenos meteorológicos) porque o processo é associado a condicionantes que implicitamente exigem um grande tempo de difusão.

Considerações teóricas e fatos experimentais mostram que, em certas circunstâncias, as condicionantes são removidas permitindo a aplicação do modelo gaussiano aos fenômenos em estudo.

II.1 - Modelos de Difusão

A liberação contínua de partículas (fumaça) nas chaminés das instalações industriais gera uma nuvem cujo comportamento se assemelha à ascensão de uma pluma no meio gasoso e esta liberação pode ser estudada em duas dimensões.

Por outro lado, a liberação instantânea, mesmo sob a ação de um vento contínuo, é melhor retratada a três dimensões. Considerando-se uma fonte instantânea

nea, mesmo sob a ação de um vento contínuo, é melhor retratada a três dimensões. Considerando-se uma fonte instantânea situada na origem do sistema e, sendo a difusão isotrópica, obteremos a seguinte solução:

$$\bar{X}(x,y,z,t) = \frac{Q}{(2\pi\sigma^2)^{3/2}} \exp\{-|(x-\bar{\mu}t)^2 + y^2 + z^2|/2\sigma^2\} \quad (4)$$

onde

\bar{X} representa a concentração média (em g/cm³).

$\bar{\mu}$ representa a velocidade do vento definido ao longo da direção x.

Q o valor da fonte de partículas (em gramas).

t o tempo considerado a partir da liberação das partículas.

σ^2 é a variância devido ao espalhamento da nuvem.

Num sistema anisotrópico ($\sigma_x = \sigma_y \neq \sigma_z$), a difusão, por se mostrar dependente da direção, leva a seguinte expressão:

$$\bar{X}(x,y,z,t) = \frac{Q}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \exp - \left[\frac{(x - \bar{\mu}t)^2}{2\sigma_x^2} + \frac{y^2}{2\sigma_y^2} + \frac{z^2}{2\sigma_z^2} \right] \quad (5)$$

Uma liberação contínua pode ser interpretada como consistindo de sucessivas liberações instantâneas difundindo-se, por um certo tempo, até alcançar o ponto de observação. Se o vento ambiental for considerado responsável pela difusão das partículas liberadas pela fonte, poderemos ajustar a condicionante de fonte de tal forma que o limite da corrente na direção do vento (X) se torne igual à taxa de emissão da fonte (Q').

Os trabalhos de Vince e Ryan, no desenvolvimento do código NUCNTR⁽¹⁾, consideraram a integração da equação (5) na dependência do tempo (de zero à infinito), definindo uma grandeza equivalente, em certos aspectos, ao conceito usual do termo exposição, ou seja:

$$\bar{E}_p(x,y,z) = \frac{Q'}{2\bar{\mu}\pi\sigma_y\sigma_z} \exp - \left[\frac{y^2}{2\sigma_y^2} + \frac{z^2}{2\sigma_z^2} \right] \quad (6)$$

Onde $\bar{E}_p(x,y,z)$ é o número total de partículas na unidade de volume, no entorno do ponto de coordenadas x, y e z.

O solo tem sido tratado como uma superfície refletora, admitindo-se, portanto, a existência de fontes simetricamente localizadas a uma altura $\pm H$. Para um receptor localizado no solo, a expressão (6), com as condicionantes acima, transforma-se em:

$$E_p(x, y, z) = \frac{Q'}{\mu \sigma_y \sigma_z \pi} \exp - \left[\frac{y^2}{2\sigma_y^2} + \frac{H^2}{2\sigma_z^2} \right] \quad (7)$$

onde H é a altura efetiva da liberação das partículas.

Equações similares serão obtidas no processo de liberação instantânea, porém com desvios padrões diferentes daqueles estabelecidos para a liberação contínua.

Este último processo mostra dimensões finitas durante a difusão. Entretanto é tratado, na presente investigação, como preconizado na equação (5) segundo condicionantes especiais. A equação básica, tratada ponto a ponto, torna-se

$$\bar{X}(x, y, z, t) = \frac{Q}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \exp - \left[\frac{(x - \bar{\mu}t)^2}{2\sigma_x^2} + \frac{y^2}{2\sigma_y^2} + \frac{(z - H + V_g t)^2}{2\sigma_z^2} \right] \quad (8)$$

onde V_g representa a velocidade de deslocamento vertical do centro da nuvem devido à força gravitacional.

A equação (7) acha-se representada esquematicamente na Figura (1). Pela natureza do formalismo verificamos uma relação entre a variância e o espaço. Os valores da variância, calculados por Slade⁽⁷⁾, acham-se representados na Figura (2) para os diferentes tipos de turbulência previstos por Pasquill⁽⁸⁾.

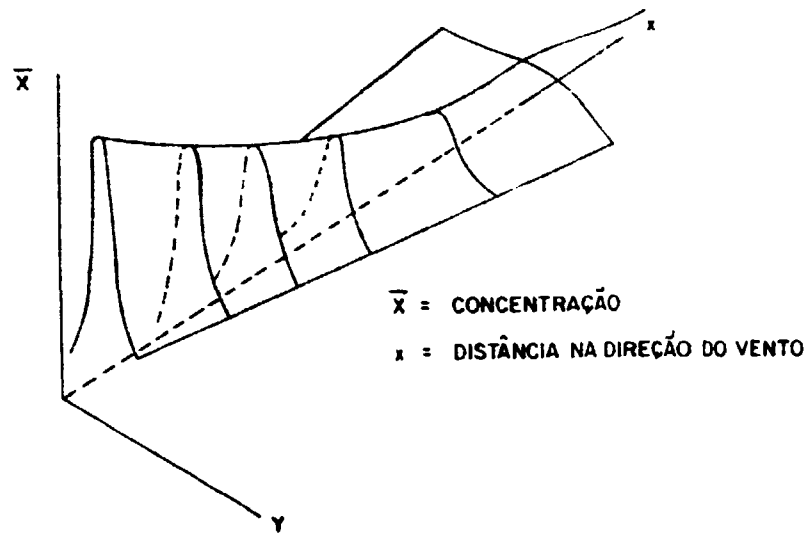
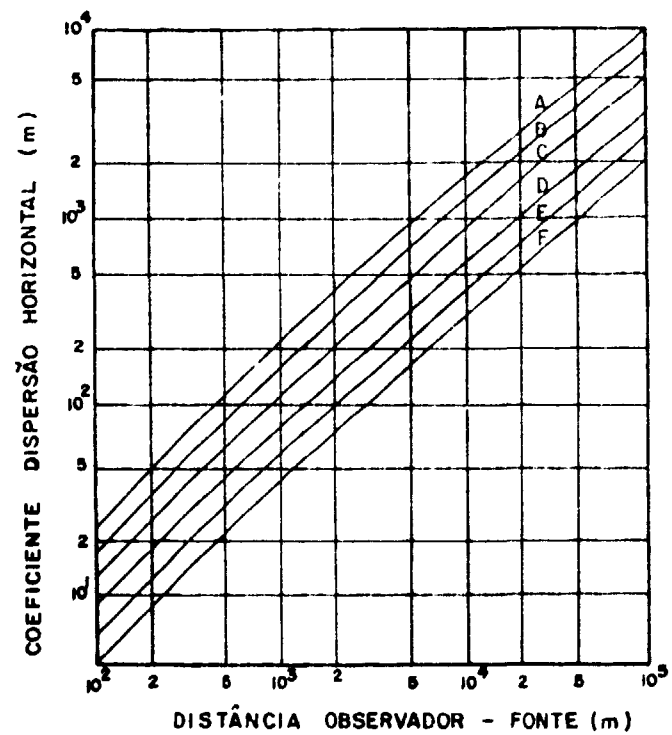


Fig1 Distribuição da concentração ao longo da direção do vento (x)



- | | | | |
|---|------------------------|---|-----------------------|
| A | EXTREMAMENTE INSTÁVEL | D | NEUTRO |
| B | MODERADAMENTE INSTÁVEL | E | LEVEMENTE ESTÁVEL |
| C | LEVEMENTE INSTÁVEL | F | MODERADAMENTE ESTÁVEL |

Fig 2 Coeficientes de dispersão horizontal (σ_y) em função da distância ao longo da direção do vento e dos tipos de turbulência classificadas por Pasquill (8)

A previsão do programa NUCNTR, para um receptor localizado no solo e na direção de propagação do vento, é fornecido por:

$$E_p(x,0,0) = \frac{Q}{\pi \sigma_y \sigma_z \bar{u}} \exp\left\{-\frac{H^2}{2\sigma_z^2}\right\} \quad (9)$$

onde os desvios-padrões foram indexados enfatizando um processo de liberação instantânea.

Face orientações da NRC (Nuclear Regulatory Commission), os dados calculados por NUCNTR⁽⁶⁾ e AIREM⁽⁹⁾ são conservativos não permitindo que as estimativas para elevação da pluma sejam maiores que a altura da chaminé. Dentro da orientação, também destacamos que a NRC não reconhece cálculos que envolvam o decaimento do iodo durante o tempo de vôo e nem o empobrecimento da nuvem radioativa devido a deposição de partículas sobre superfícies.

A liberação instantânea, como descrito previamente, foi implementada sem considerar o surgimento de isótopos radioativos formados durante o decaimento dos isótopos radioativos liberados no inventário original e os desvios-padrões preconizados pela NRC não foram utilizados nos cálculos. Optou-se pelas correlações de Brigg⁽¹⁰⁾.

A concentração dos radio-isótopos, descrita pela equação (8), não inclui o decaimento radioativo, visto que, para cada isótopo existente no inventário, um fator $D_i(t)$ é aplicado aos resultados fornecidos por esta equação.

Este fator é dado por:

$$D_i(t) = \exp\{-\lambda_i t\} \quad (10)$$

Onde λ_i é a constante de decaimento do isótopo i e t é o tempo de vôo realizado pela partícula do isótopo desde a fonte até o ponto de observação.

Faz-se necessário uma comparação entre as geometrias do AIREM e a adotada no presente formalismo. As Figuras (3) e (4) auto elucidam a presente comparação.

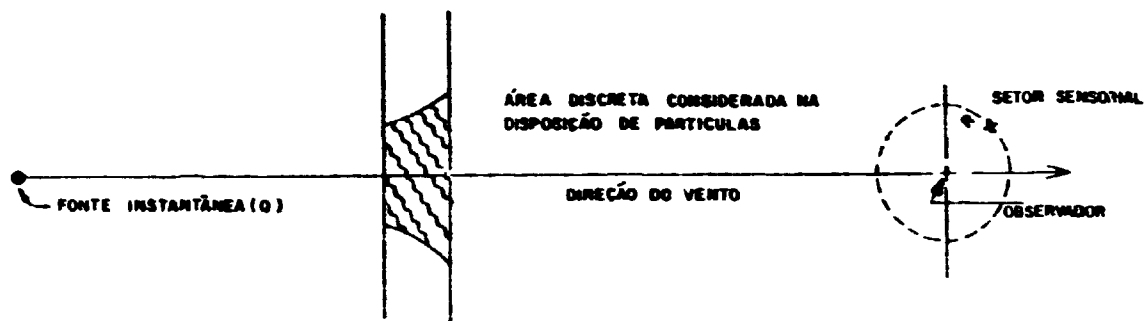


FIG. 3 Geometria adotada pelo programa EAV - RAD - I

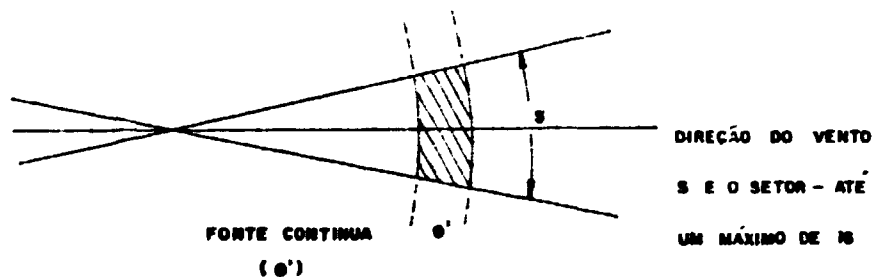


FIG. 4 Geometria do AIREM⁽⁹⁾

Devido à condicionante preliminar imposta ao programa EAV-RAD-1, ou seja, considerou-se que a liberação de partículas ocorra com um vento de direção constante, o modelo somente permite tratar fenômenos reais de curta duração ou onde esta condicionante se torna realística. Note-se que o observador explicitado na Figura (3) não necessita se situar exatamente na direção do vento, permitindo maior flexibilidade na avaliação de doses recebidas em vários pontos de interesse.

O programa AIREM torna-se conveniente quando a liberação de partículas ocorre durante longo tempo (liberação contínua) permitindo-se, portanto, variações na velocidade e na direção do vento.

A geometria adotada no programa EAV-RAD-1 especifica uma zona sensível para o observador face a cada radioisótopo considerado na trajetória de cálculo. Esta zona apresenta um raio R sobre o observador definido com o alcance das radiações emitidas pelos radionuclídeos. O conceito de alcance das radiações, no caso de gamas ou fótons, de uma maneira geral, tem um significado especial. Não se pode afirmar com certeza que um fóton não atingirá uma distância maior que um valor R mas pode-se especificar a probabilidade que o fóton não atinja uma distância maior que R. Esta probabilidade é dada como $1 - e^{-\mu R}$, onde μ é o coeficiente de atenuação total.

Tratando-se de um modelo, onde as partículas são representadas pelo comportamento da média, é natural admitirmos um alcance médio, ou seja, o valor médio das distâncias percorridas pelos fótons, antes de sua remoção. Este alcance, ou o valor R, é calculado segundo a expressão:

$$R = \frac{\int_0^{\infty} x e^{-\mu x} \mu dx}{\int_0^{\infty} e^{-\mu x} \mu dx} = \frac{1}{\mu} \quad (11)$$

O coeficiente de atenuação, para um determinado meio, é dependente da energia do fóton incidente.

11.2 - Transporte de Partículas pela Atmosfera

O gradiente de temperatura vertical da atmosfera determina, na sua maior parte, a quantidade de turbulência disponível nos processos de difusão.

Pasquill⁽⁸⁾, estudando a liberação contínua de partículas, propôs 6 tipos de distribuição de temperaturas dos quais 3 foram retidos no presente es-

tudo, a saber: estável, neutro e instável, ilustrados na Figura (5).

Numa atmosfera, em condições estáveis, a temperatura aumenta com a altura e, nestas condições, a difusão turbulenta é minimizada. As partículas liberadas mantêm-se relativamente concentradas movendo-se na direção do vento.

Numa distribuição instável, Figura (5)-c, a temperatura diminui com o aumento da altitude e, desta maneira, a turbulência se manifesta favoravelmente com conseqüente dispersão de partículas.

Várias correlações existentes na literatura acham-se dirigidas para o cálculo das variâncias ligadas aos processos de liberação contínua.

Os valores de σ_z e σ_y , em concordância com a literatura, são representados genericamente pelas expressões abaixo:

$$\sigma_z = \{K_1\}\{X\}\{P_1\} \quad (12)$$

$$\sigma_y = \{K_2\}\{X\}\{P_2\} \quad (13)$$

Onde K_1 , K_2 , P_1 e P_2 são constantes e X é a distância ao longo da direção do vento.

Os resultados obtidos por Pasquill⁽⁸⁾, desenvolvidos para terrenos planos, são frequentemente usados nos cálculos de difusão por meios atmosféricos mas, no presente trabalho, incorporamos correlações mais recentes desenvolvidas por Biggs⁽¹⁰⁾ e sumarizados nas Tabelas 2 e 3.

TABELA 2

Correlações para σ_y e σ_z . Faixa $100 < x < 10.000$ metros ao longo da direção do vento. Liberação contínua.

Padrões atmosféricos	σ_y	σ_z
Instável	$0,16\{X\}\{1+0.0001X\}^{-\frac{1}{2}}$	$0.12\{X\}$
Neutro	$0.08\{X\}\{1+0.0001X\}^{-\frac{1}{2}}$	$0.06\{X\}\{1+0.0015X\}^{-\frac{1}{2}}$
Estável	$0.04\{X\}\{1+0.0001X\}^{-\frac{1}{2}}$	$0.016\{X\}\{1+0.0003X\}^{-1.0}$

TABELA 3

Correlação para σ_y e σ_z

Liberação Instantânea

Padrões atmosféricos	σ_y	σ_z
Instável	$0,14\{X\}\{0.92\}$	$0,53\{X\}\{0.73\}$
Neutro	$0,06\{X\}\{0.92\}$	$0,15\{X\}\{0.15\}$
Estável	$0,02\{X\}\{0.89\}$	$0,05\{X\}\{0.16\}$

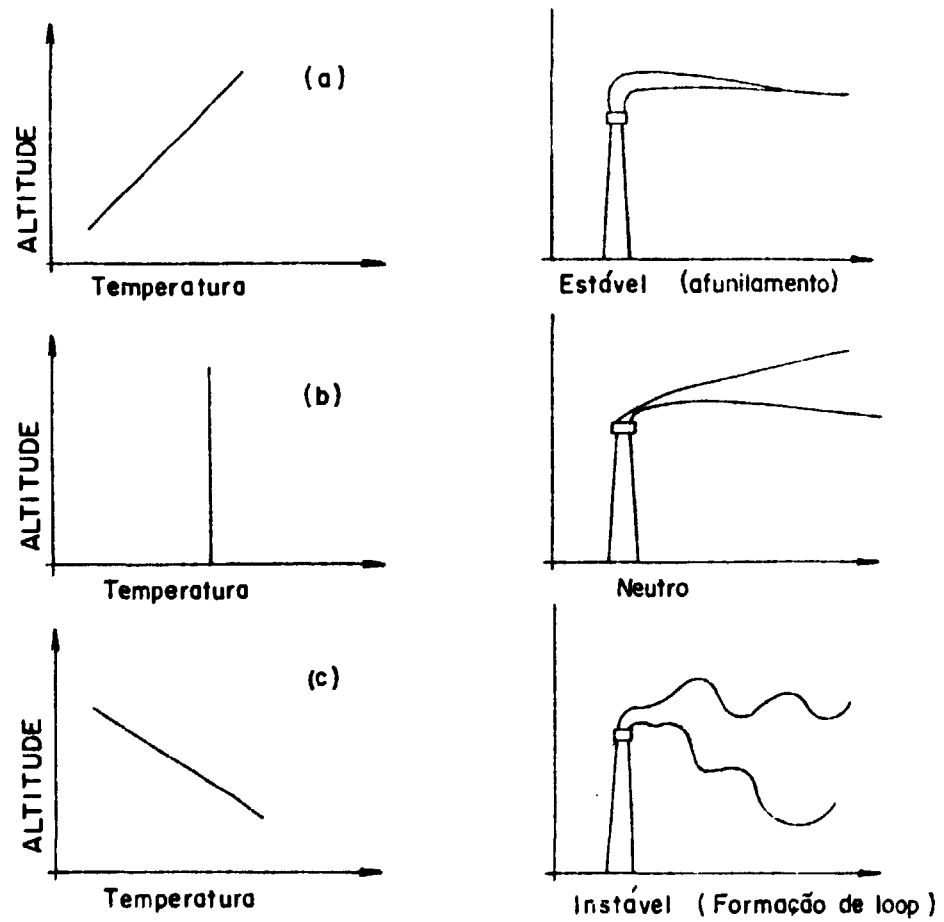


Fig 5 Tipos de liberação de partículas na atmosfera associada a distribuição de temperatura

11.3 - Altura Efetiva

Pela lei de Sutton⁽¹¹⁾, a elevação das partículas além da abertura da chaminé é causada inicialmente pela velocidade inicial dos gases efluentes e, depois, devido a energia interna dos gases em escape.

A elevação da nuvem devido a velocidade vertical de escape (jato) torna-se importante para áreas próximas à chaminé. Sendo que, a elevação, devido a energia interna (diferença de temperatura) se estende a grandes distâncias.

Observando-se a liberação da fumaça em instalações industriais, segundo condições meteorológicas instáveis, localizamos duas regiões distintas.

A primeira inicia-se na abertura da chaminé e propaga-se até um ponto característico ou onde a coluna de fumaça mostra uma curvatura. Nessa região a velocidade inicial das partículas em suspensão torna-se responsável pela elevação da coluna. Esta velocidade é dissipada pela mistura turbulenta existente nos gases em escape reduzindo, gradativamente, o momento destas partículas.

Na segunda região, depois da curvatura, a ascensão da coluna é devida a diferença de temperatura entre a coluna em ejeção e o ar absorvido pela mistura turbulenta da primeira região. Se o volume de ar absorvido for grande e a diferença de temperatura for pequena, a ascensão da nuvem será bem menor.

Condições instáveis na atmosfera levam a uma grande ascensão evidenciando a dependência deste fenômeno com os padrões atmosféricos locais.

Intuitivamente poderemos estabelecer uma expressão para o incremento Δh a ser adicionado a altura h da chaminé (gerando a altura efetiva H).

Observações práticas indicam que este Δh é função direta da distância (a favor do vento), da energia interna, da temperatura e, indiretamente, da velocidade do vento. Fortes ventos transportam partículas mais rápido e, conseqüentemente, diminuindo a elevação da nuvem. Desta forma, podemos escrever:

$$\Delta h \approx X^m \cdot Q^n \cdot \frac{\Delta T^P}{\mu^s} = K \frac{X^m \cdot Q^n \cdot T^P}{\mu^s} \tag{14}$$

onde

X é a distância a favor do vento.

Q é a energia interna dos gases em escape.

ΔT é a diferença de temperatura entre os gases e o ar atmosférico.

m, n, p e s são constantes a serem determinadas.

K é uma constante que dependerá das condições atmosféricas.

Várias correlações foram propostas das quais seleccionamos os resultados de Briggs e os da Tennessee Valey Authority (TVA)⁽¹²⁾ como indicados na Tabela 4.

TABELA 4
Elevação da Nuvem em Função da Distância

Padrões atmosféricos	Bibliografia	Faixa de utilização	Correlação
Instável	Briggs ⁽⁹⁾	-----	$\{1.6\} \cdot \{X\}^{2/3} \{F\}^{1/3} \bar{u}^{-1}$
Neutro	TVA ⁽¹²⁾	X < 3000 m	$\{2.5\} \cdot \{X\}^{0.56} \{F\}^{1/3} \bar{u}^{-1}$
Moderadamente estável	TVA ⁽¹²⁾	X < 1960 m	$\{13.8\} \cdot \{X\}^{26} \{F\}^{1/3} \bar{u}^{-1}$

Onde:

F = 2.59 Q (cal/s).

X = distância a favor do vento (m).

\bar{u} = velocidade do vento (m/s).

Q = energia interna da coluna de fumaça no momento de liberação (10⁶BTU/m³).

Estas correlações fundamentam-se em dados experimentais ou em observações tomadas durante a ascensão de nuvem não radioativa. Os trabalhos de Gifford⁽¹³⁾ indicam que, em nuvens radioativas, esta ascensão é bem maior devido a geração de calor oriunda do decaimento radioativo dos elementos presentes nos gases em escape.

11.4 - Efeito das Edificações

Estruturas existentes nos sítios nucleares geram turbulências e/ou fenômenos que afetam a difusão.

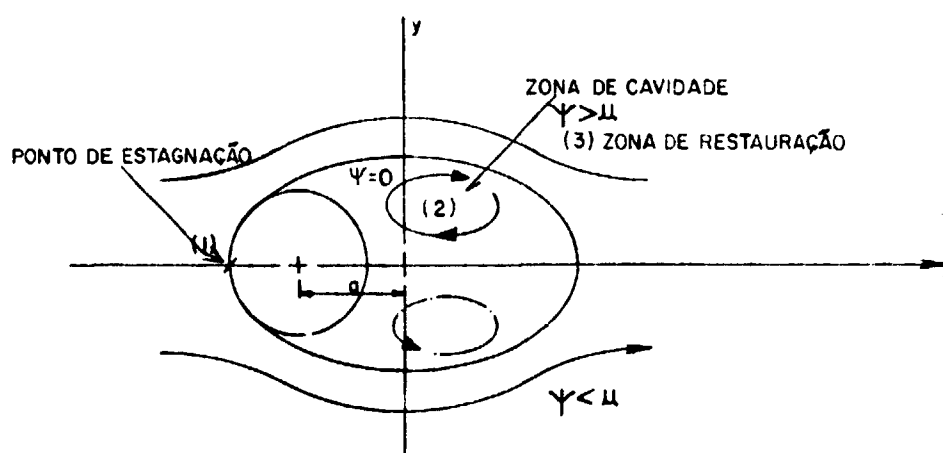


Fig.6 Linhas de escoamento a baixa altura

Zonas de cavidade apresentam um ligeiro abaixamento de pressão em relação ao meio ambiente.

Nestas zonas, é retida uma quantidade extra de material existente no meio gasoso. A extensão destas zonas e o poder de captura dependem primariamente da velocidade do vento e do contorno (forma) das edificações envolvidas.

As correlações propostas por Halitsky⁽¹⁴⁾, obtidas através de simulação, foram substanciadas por Dickson⁽⁴⁾.

Os resultados experimentais, com auxílio de túneis aerodinâmicos, são representados por uma combinação de linhas de escoamento envolvendo fontes e centros de absorção de partículas.

A expressão (15) reproduz parcialmente as linhas de escoamento (ψ) verificadas a baixa altura provocadas pela existência de um cilindro de raio p situado ao longo da direção do vento (X).

$$\psi = \bar{u}_y + \frac{Q}{2\pi} \left(\arctan \frac{Y}{X+a} - \arctan \frac{Y}{X-a} \right) + F(r, \theta) \quad (15)$$

$F(r, \theta)$ atenta para a associação de um duplete fora do centro de coordenadas com as linhas de escoamento definidas pelo oval de Rankine.

A tendência, devido a complexidade do problema em estudo, é considerar os efeitos das obras de arte indiretamente ajustando-se os valores dos desvios padrões de tal forma que o nível de exposição a calcular represente um valor médio estatisticamente fundamentado, ou seja:

$$\sigma = \left(\sigma_s^2 + \frac{CA}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (15)$$

onde

σ_s representa o desvio padrão predito pelas curvas de Pasquill ou valores pré-selecionados.

A representa a área efetiva das obras de arte transversalmente à direção de propagação do vento.

C representa uma constante localizada na faixa de $\frac{1}{2}$ a 2.

Este modelo não é acessível porque a constante C não é conhecida a priori. Uma análise detalhada indica que esta constante é função da velocidade do vento e da geometria das edificações existentes.

A falta de dados experimentais não permitiu a inclusão dos efeitos das edificações no presente estudo. Portanto, admite-se, segundo Halitsky⁽¹⁴⁾ que os radionuclídeos estejam dispersos no meio ambiente minimizando a sua retenção nas zonas de cavidade.

O transporte de partículas a grande distância envolve o mapeamento atmosférico da região de interesse, não sendo objeto deste trabalho preliminar.

11.5 - Deposição no Solo

Apesar do tratamento dado a este estudo destinar-se à difusão de gases radioativos cumpre-nos detalhar os procedimentos usuais achados na literatura e utilizados em programas computacionais como AIREM e ACRA-II⁽¹⁵⁾.

Partículas ou aerossóis dispersos na atmosfera tendem a se depositar sobre a superfície pela ação do campo gravitacional. O excesso de deposição, além do previsto, é justificado, entre outras, pelas seguintes razões:

- Tipo de material ou isótopo.
- Forma elementar.

- Tamanho da partícula.
- Carga elétrica.
- Ambiente em que a deposição se verifica.
- Tipo de precipitação existente.

Uma verificação detalhada e quantitativa da deposição é uma tarefa complexa devido ao número e simultaneidade das variáveis envolvidas. Como este estudo tem um caráter preliminar, considerou-se apenas a deposição a seco.

11.5.1 - Deposição a seco

Definimos a deposição a seco como qualquer deposição de partículas sem a existência de qualquer tipo de precipitação.

A velocidade de deposição, segundo Chamberlain⁽¹⁶⁾, é definida como:

$$V_d = \frac{W}{X} = \frac{\text{taxa de deposição por unidade de área e por unidade de tempo.}}{\text{concentração volumétrica de partículas no ar, acima do ponto de referência}} \quad (17)$$

A integração da equação acima, na variável tempo⁽⁶⁾, leva a:

$$V_d = \frac{\Omega}{E} = \frac{\text{Deposição total por unidade de área}}{\text{Exposição}} \quad (18)$$

Consequentemente, o total depositado por unidade de área, em um ponto qualquer e ao nível do solo, é dado por:

$$\Omega \cdot V_d E(x, y, 0) \quad (19)$$

O cálculo da quantidade depositada no solo é feito por faixas transversais à direção de propagação do vento. A quantidade de curies depositada na primeira faixa, calculada com o auxílio da expressão (19), é subtraída da quantidade total liberada recalculando-se as concentrações na faixa seguinte reavaliando-se a quantidade depositada nesta faixa. O procedimento repete-se suces-

sivamente para as demais faixas preservando-se desta forma o princípio de conservação de partículas.

A TVA⁽¹²⁾ recomenda, na ausência de qualquer referência, o valor de 1 cm/s para a velocidade de deposição.

ACRA-II modificou o seu procedimento de cálculo para incorporar a contaminação do solo como descrito por Chamberlain⁽¹⁶⁾. Supondo-se que a quantidade do isótopo i , liberado no tempo $t = 0$, seja dada por q_i e calculando-se a concentração deste isótopo num tempo posterior t e num ponto genérico (x,y,z) , obtêm-se:

$$C^i(x,y,z,t) = \frac{q_i(t)}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \exp - \left\{ \frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_x^2} + \frac{(y-y_0)^2}{2\sigma_y^2} + \frac{(z-z_0)^2}{2\sigma_z^2} \right\} \quad (20)$$

Se o isótopo i precipita-se para o solo com a velocidade V_i poderemos calcular a taxa de deposição por minuto e por m^2 pela seguinte expressão:

$$d_i(x,y,z,t) = C^i(x,y,z,t) V_i \quad (21)$$

O isótopo i , conseqüentemente, é depositado no plano z a uma taxa igual a:

$$D_i(z,t) = V_i(t) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} C^i(x,y,z,t) \quad (22)$$

Observe-se que a quantidade $q_i(t)$ satisfaz a seguinte expressão:

$$\frac{dq_i(t)}{dt} = -\lambda_i q_i(t) + \lambda_{i-1} q_{i-1}(t) \quad (23)$$

com as condições iniciais $q_i^0 = q_i(0)$ e λ_i representando a constante de decaimento do isótopo i .

A quantidade existente no plano z é calculada segundo a equação:

$$\frac{dr_i(z,t)}{dt} = -\lambda_i r_i(z,t) + \lambda_{i-1} r_{i-1}(z,t) + D_i(z,t) \quad (24)$$

com a condicionante, neste trabalho de $r_i(z,0) = D_i(z,0)$.

A radioatividade proporcionada pela deposição no intervalo de tempo de 0 a T será dado por:

$$R(z,t) = \lambda_i \int_{\tau}^T r_i(z,t) dt \quad (25)$$

Tratando-se de gases, a relação proposta por Chamberlain⁽¹⁶⁾ é de aplicação imediata, visto que a velocidade de deposição é estimada com razoável precisão através da teoria da difusão dos gases.

Com o auxílio de um referencial cartesiano, poderemos calcular a corrente de neutrons por unidade de área, na origem do sistema, cruzando o plano x-y na direção contrária ao sentido positivo do eixo z. Com esta configuração poderemos escrever:

$$J_z^-(t) = \int_{\theta=0}^{\frac{\pi}{2}} \int_{\psi=0}^{\pi} \int_{r=0}^{\infty} \frac{dr \sin\theta \cos\theta d\theta}{4\pi} e^{-\Sigma r} \bar{X}(r, t - \frac{r}{v}) e^{-\lambda \frac{r}{v}} \quad (26)$$

Com a expansão de $\bar{X}(r, t - \frac{r}{v})$ em uma série de Taylor referenciada a origem do sistema de referência, retendo-se os termos de primeira ordem, obtém-se:

$$J_z^-(t) = \frac{\Sigma}{4\hat{\Sigma}} \bar{X}(0,t) + \frac{\Sigma}{6\hat{\Sigma}^2} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \bar{X}(r,t) \right\}_{r=0} - \frac{\Sigma}{4\sqrt{\hat{\Sigma}^2}} \left\{ \frac{d}{dt} \bar{X}(r,t) \right\}_{r=0} \quad (27)$$

$$\text{onde } \hat{\Sigma} = \Sigma + \frac{\lambda}{v}.$$

Os termos usados na expressão (27) exigem, para explicitá-los, um tratamento mais detalhado. Seja um meio composto de esferas de raio R_1 e com velocidade \vec{V} e de partículas dispersas com raio R_2 e velocidade \vec{v} . Tratando as esferas do meio como pontos dimensionais e imóveis, poder-se-á definir as partículas em dispersão como super esferas com velocidade $|\vec{V}-\vec{v}|$ e com um raio efetivo $r_e = R_1 + R_2$. Numa unidade de tempo, estas partículas cobrem um volume igual a $\pi r_e |\vec{V}-\vec{v}|$. Se existem n esferas de raio R_1 no meio por unidade de volume poderemos admitir que hajam $n\pi r_e |\vec{V}-\vec{v}|$ colisões por unidade de volume. Se as esferas de raio R_1 , tendo uma distribuição Maxwelliana, encontram um meio de esferas R_2 tendo, por sua vez, uma função de distribuição similar obteremos a seguinte expressão para o número de colisões:

$$N.C. = \sqrt{2} \cdot \pi \cdot r_e^2 \cdot n \cdot \bar{v} \quad (28)$$

onde \bar{v} é a velocidade média, ou seja $\bar{v} = (8KT/2\pi m)^{\frac{1}{2}}$ sendo K a constante universal, m é a massa da partícula existente no meio e T é a temperatura de equilíbrio.

Pela expressão (28) poderemos escrever que $\Sigma = \sqrt{2} \pi r_e^2 n \bar{v}$.

Adaptando-se a expressão (27) ao sistema de coordenadas utilizado na presente investigação, deveremos interpretar a distância como aquela situada entre um ponto da nuvem e o ponto do plano onde se determina a deposição de partículas. Observe-se que a expressão (27) reforça a necessidade de se considerar no cálculo de $J_z^-(t)$ apenas o comportamento das partículas.

O valor de $J_z^-(t)$ definido pela expressão (27) substitui o valor dado para $d_i(x,y,z,t)$ fornecido pela trajetória de cálculos executados pelo programa EAV-RAD-1.

II.6 - Avaliação das Doses

A liberação de radionuclídeos na atmosfera induz efeitos biológicos prejudiciais aos organismos vivos mormente quando estes proporcionam ao meio am

biente níveis de radiação elevados.

O conhecimento quantitativo das doses absorvidas torna-se uma tarefa complexa porque os caminhos a considerar são múltiplos.

Sendo a liberação instantânea de radionuclídeos e o cálculo da exposição de curta duração (0 a 2 dias) os objetivos da presente investigação e a potencialidade dos resultados a alcançar tornam-se importantes, possivelmente, realísticas em centros de energia.

O método de avaliação de doses num centro de energia diferem daqueles utilizados nas usinas nucleares. Os tipos de exposição considerados na composição das doses absorvidas, devido a uma exposição de longa duração, incluem a imersão, inalação, alimentos, águas artesanais e superficiais e contaminação do solo.

O cálculo das doses absorvidas simplifica-se num centro de geração, visto que se multiplicam os sistemas de controle. Consequentemente, os tipos de exposição a serem considerados incluem a imersão, inalação e contaminação do solo.

II-6.1 - Fatores de Conversão (DCF)

Os fatores de conversão são aplicados na obtenção de doses integrais e, sendo específicos para cada radionuclídeo e para um determinado órgão de interesse.

Conhecendo-se a exposição E , o fator de conversão permite o conhecimento das doses absorvidas, ou seja:

$$D = DCF \cdot E \quad (29)$$

onde:

D = dose, m rem

DCF = fator de conversão ([m rem - m³]) / [curie - s])

E = exposição ([curie - s] / [m³])

A utilização de fatores de conversão reduz o problema a uma tarefa de fácil execução, visto que fatores como geometria fonte-receptor, condições meteorológicas, reflexão no solo, reimersão de partículas na atmosfera e outros tornariam a tarefa complexa e de difícil abordagem.

O uso de simuladores permite o conhecimento dos fatores de conversão apesar da real complexidade existente.

Códigos, como o EXDOSE⁽¹⁷⁾, permitem tabular os fatores de conversão para os diferentes isótopos. No cálculo das doses oriundas da imersão em ambientes contendo radionuclídeos gama emissores optou-se pelo uso da subrotina EGAD existente no programa AIREM.

Algumas modificações preliminares foram introduzidas, visto que esta subrotina é originalmente aplicada para liberações de radionuclídeos de longa duração (durante semanas ou meses). A altura de qualquer camada de inversão na atmosfera deve ser especificada sendo retida a inversão natural existente no entorno de 3000 metros cuja validade é um ponto discutível.

A utilização da subrotina EGAD pode, em casos extremos, não ser justificada mesmo na sua versão original.

A compatibilidade dos resultados preliminares foi analisada comparando-se estes com os valores tabulados na Reactor Safety Study⁽³⁾ para diferentes isótopos considerados.

III - Resultados Numéricos - Condicionantes Preliminares

A contribuição dos raios gama emitidos no cálculo da exposição externa, por um radionuclídeo hipotético, é calculada assumindo-se que esta contribuição será válida somente se o radioemissor se achar no interior de uma semi-esfera centrada sob o observador objeto da exposição. Este observador, na discussão a seguir, acha localizado a 2100 m da fonte emissora e o raio selecionado para a semi-esfera foi de 700 metros.

Entre outros aspectos, considerou-se os seguintes dados: velocidade do vento de 11 Km/h e constante de decaimento com um valor de $1,7 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. O valor do coeficiente de atenuação (μ) adotado foi de $7,3 \times 10^{-3}$. O valor da fonte instantânea (Q) foi de $2,723 \times 10^{+5}$ partículas e sendo liberadas a 100 m de altura (efetiva). Esta fonte foi localizada na origem do sistema de coordenadas. Considerou-se uma velocidade de difusão média (\bar{v}) da ordem de 6,2 cm/s e a velocidade descendente do centro da nuvem, representando o efeito da gravidade (V_g), como 0,1 cm/s.

As expressões (8) e (10) foram utilizadas no estudo do perfil da nuvem e os resultados são apresentados nas Figuras 7, 8, 9 e 10. Na elaboração destas pranchas supõe-se que o observador acompanhe o centro de massa da nuvem em dispersão e os valores apresentados representam uma distribuição relativa no plano Z-X. O espaçamento entre pontos adotados foi de 50 metros.

Uma comparação entre as pranchas 7 e 9 fornece uma idéia da velocidade de difusão das partículas e a expansão da nuvem num intervalo de tempo de 0,6 segundos. Este intervalo de tempo passa a ser uma condicionante nos cálculos posteriores pois refletem em t máximo a adotar visando o detalhamento do fenômeno envolvido.

Os valores expostos nas pranchas anteriores foram normalizados, sendo que o valor zero é atribuído a concentrações menores que 10^{-30} partículas por centímetro cúbico.

Uma investigação sobre a precisão dos cálculos realizados e referente a exposição externa sofrida pelo observador é exposta na Tabela 5. Neste exemplo a posição instantânea da nuvem permitia que apenas parte da mesma se localizasse no interior da semi-esfera.

TABELA 5

Nº de subdivisões da aresta do cubo	Exposição externa	Tempo de CPU
11	$0.6316793 \times 10^{-01}$	2,18 unidades
13	$0.6316788 \times 10^{-01}$	3,0 unidades
15	$0.6316788 \times 10^{-01}$	4,0 unidades

Durante o cálculo dos valores expostos na Tabela 5 considerou-se para fins computacionais o mapeamento da semi-esfera através de cubos de arestas decrescentes. Os cubos externos, junto à superfície da semi-esfera, foram incluídos parcialmente como contribuintes efetivos no cálculo da exposição externa sofrida pelo observador devido as radiações criadas pelo decaimento do radioisótopo hipotético considerado.

A Figura 11 mostra o valor total de partículas existente, a um determinado tempo, na semi-esfera em função do comprimento da aresta do cubo.

```

0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 1 2 1 0 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 0 0 3 11 17 11 3 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 1 11 41 63 41 11 1 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 2 18 65 100 65 18 2 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 1 12 44 68 44 12 1 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 0 3 13 20 13 3 0 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 0 0 1 2 1 0 0 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0

```

Figura 7: Distribuição de partículas na atmosfera - Plano Z-X.

Centro da nuvem a 720 metros do ponto de liberação, Tempo = 2,4s.

Grade = 50 m.

```

0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 2 3 2 0 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 0 0 4 14 20 14 4 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 2 14 45 66 45 14 2 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 3 22 68 100 68 22 3 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 2 16 49 71 49 16 2 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 0 5 16 24 16 5 0 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 0 0 2 3 2 0 0 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0

```

Figura 8: Distribuição de partículas na atmosfera. Plano Z-X.

Centro da nuvem a 850 metros do ponto de liberação, Tempo = 2,7s.

Grade = 50 m.

```

0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 0 1 3 4 3 1 0 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 1 6 17 24 17 6 1 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 3 17 49 68 49 17 3 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 4 26 71 100 71 26 4 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 3 19 53 74 53 19 3 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 1 7 20 28 20 7 1 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 1 3 5 3 1 0 0 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0

```

Figura 9: Distribuição de partículas na atmosfera. Plano Z-X.

Centro da nuvem a 900 metros do ponto de liberação, Tempo = 3,0s.

Grade = 50 m.

```

0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 0 1 4 5 4 1 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 1 8 20 27 20 8 1 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 4 20 52 70 52 20 4 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 6 29 73100 73 29 6 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 4 22 56 76 56 22 4 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 2 9 23 31 23 9 2 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 2 5 7 5 2 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0

```

Figura 10: Distribuição de partículas na atmosfera - Plano Z-X.

Centro da nuvem a 990 metros do ponto de liberação, Tempo $\approx 3,3s$.

Grade = 50 metros.

Os resultados indicados pela Figura 11 traduzem o fato de que a integração por métodos discretos é capaz de reproduzir a integração por métodos analíticos à proporção que os elementos de volume considerados tendem para pequenas dimensões a semelhança dos volumes adotados na integração analítica.

Padronizou-se cubos com 15 metros de aresta para os cálculos posteriores o que, implicitamente, representa um erro de 0,1% entre os valores obtidos e os valores extrapolados obtidos através de curvas semelhantes àquela exposta na Figura 11.

Observe-se que o aumento da precisão requer, por sua vez, um aumento, praticamente exponencial, do esforço máquina utilizado. Portanto, na execução do programa EAV-RAD-1, a seleção da malha em espaço e tempo permanece condicionado, opcionalmente, a especificações do usuário.

A equação (20) permitiu o conhecimento da concentração de radioisótopos dentro da semi-esfera que delimita o campo de interesse ou seja, o alcance médio das radiações gama e que pode atingir o observador.

No cálculo da exposição externa do observador considerou-se o fator de múltiplo espalhamento e a atenuação das radiações ao longo da trajetória devido a absorção pelo ar. A desintegração do radioisótopo foi tratada supondo-se que a emissão de radiação igualmente provável em todas as direções.

A Figura 12 indica os valores diferenciais da exposição sofrida por um observador em função de uma nuvem radioativa deslocando-se na direção do vento como descrito anteriormente.

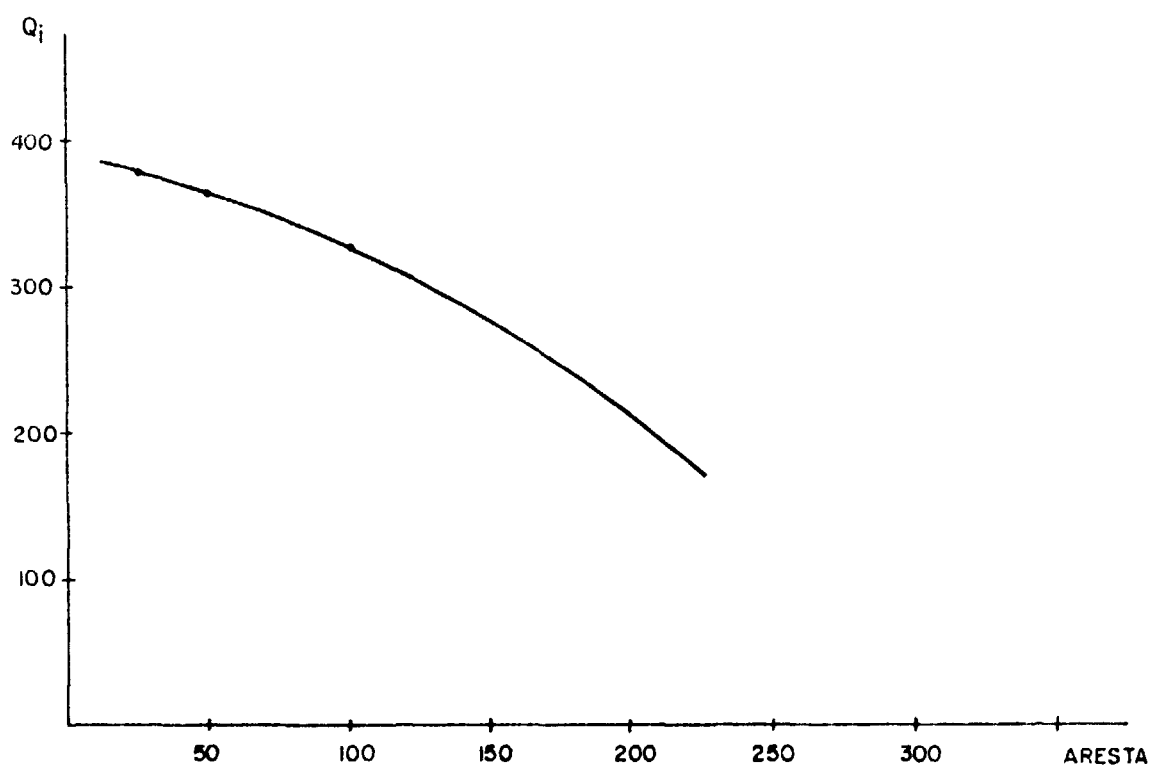


Fig II Quantidade de radioisótopos existentes em uma semi-esfera centrada sobre a posição do observador em função do comprimento da aresta

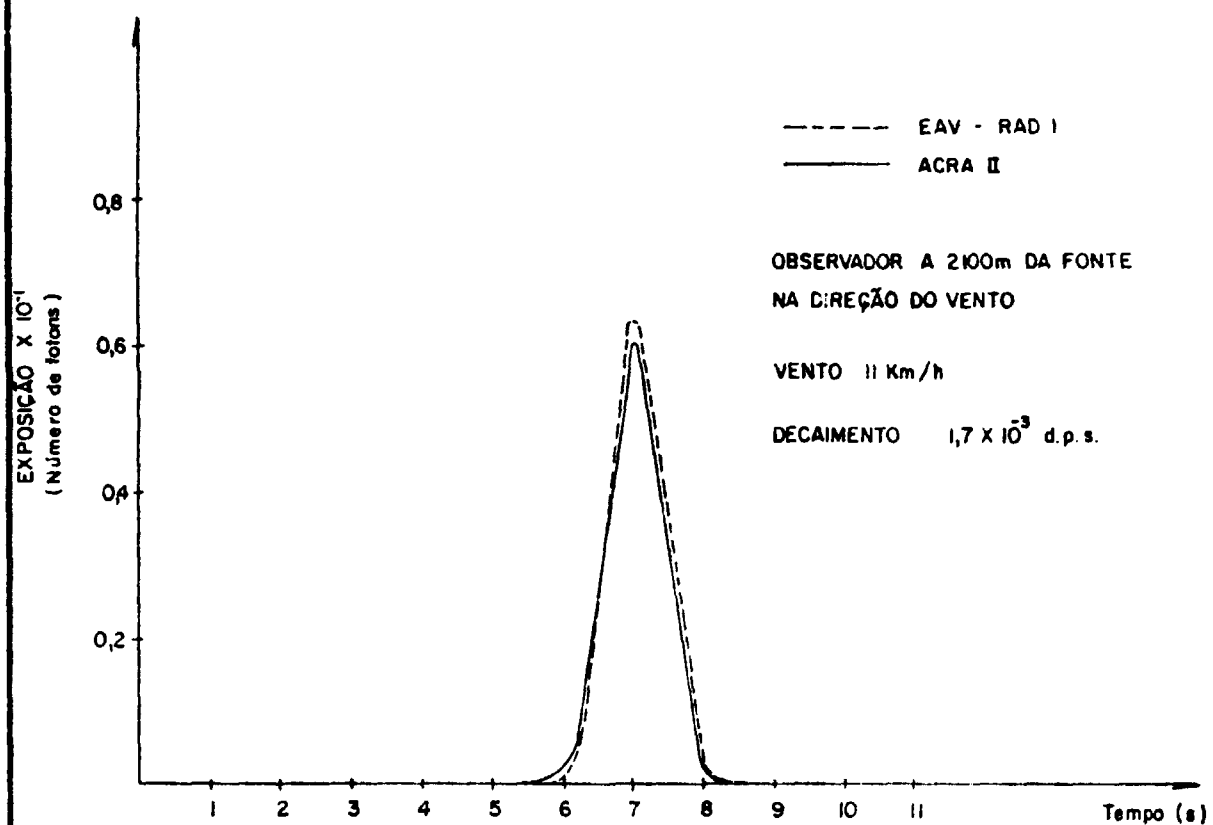


Fig 12 Valores da exposição externa devido a uma liberação instantânea de uma quantidade de $2,723 \times 10$ núclídeos radioativos

TABELA 6
Valores da Exposição em Função do Tempo

Tempo (s)	EAV-DOS-1	ACRA modificado
5	0.2521742×10^{-3}	0.2437210×10^{-3}
6	0.4088543×10^{-2}	0.3985262×10^{-2}
7	0.632160×10^{-1}	0.6117263×10^{-1}
8	0.407859×10^{-2}	0.3768422×10^{-2}
9	0.2507702×10^{-3}	0.22076

A Tabela 6 mostra-nos os efeitos da desintegração dos núclídeos ao longo do tempo de vôo. Uma comparação com os resultados fornecidos pelo programa ACRA indica-nos que a depleção da nuvem é bem acentuada. Por outro lado, este fato é contrabalançado pelas contribuições das faixas computadas para a exposição externa do observador. Este cálculo considera a integração de zero ao infinito partindo do ponto onde se encontra o observador.

A Figura (13) mostra a exposição acumulada sofrida por um observador em função de uma nuvem radioativa deslocando-se na direção do vento como descrito anteriormente.

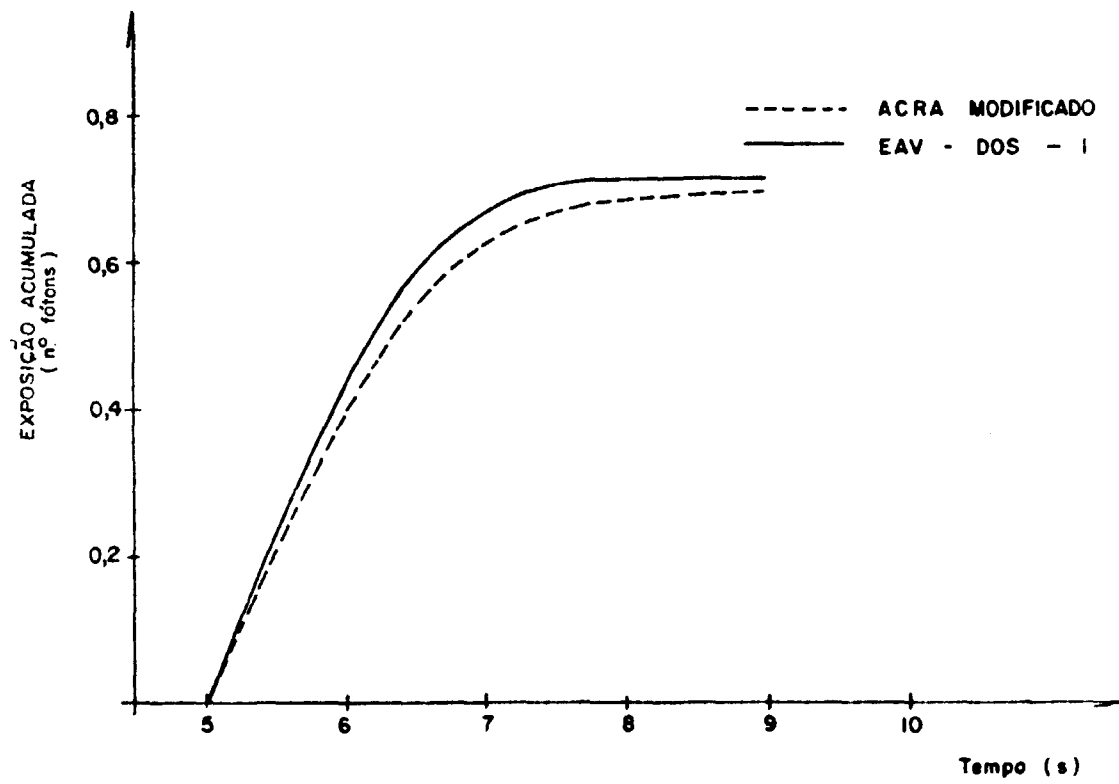


Fig 13 Exposição acumulada devido a liberação instantânea de uma quantidade de $2,723 \times 10^5$ núclídeos radioativos

Tanto no código ACRA como no código EAV-DOS-1 admitiu-se a representação do espalhamento múltiplo das radiações pelo meio de propagação através de uma polinomial da forma $1 + Cr\mu e^{D\mu r}$ onde, C, D e μ são funções da energia das radiações gama.

Nesta fase preliminar, onde o desenvolvimento de métodos de cálculo e a sua aferição face métodos mais elaborados torna-se fundamental, nota-se certa incompatibilidade entre a distribuição normal adotada nos códigos pré-existentes e a distribuição adotada no presente trabalho.

Uma palavra acauteladora se torna conveniente no momento. O modelo gaussiano é apenas uma aproximação de um fenómeno complexo. As correlações selecionadas representam ajustes à teoria para a representação dos fatos em investigação. A representação de fenómenos naturais através dos modelos propostos ocorrem em termo do comportamento "médio" da população. Este fato realça a necessidade de um tratamento rigoroso do problema, por parte dos pesquisadores quando da utilização dos modelos existentes.

Bibliografia

- 1 - U.S. Atomic Energy Commission, Division of Operations Analysis and Forecasting, "Nuclear Power 1973-2000", USAEC Report WASH-1139, January 1971.
- 2 - Cope, D.F. "Nuclear Energy Centers: A Prime Element In Reactor Siting", Nuclear Safety, Vol. 16, No 3, May-June 1975, Pages 282-290.
- 3 - WASH-1400 (NUREG-75/014), "Reactor Safety Study", An Assessment of Accident Risks in U.S. Commercial Nuclear Power Plants, Main Report U.S. N.R.C. - October 1975.
- 4 - Clarke, R.H. "The Weerie Program For Assessing The Radiological Consequences of Airborne Effluents From Nuclear Installations", Health Physics, Vol. 25, September, 1973 - Pages 267-280.
- 5 - Dickson, C.R., Start, G.E., and Merkee, E.H.Jr. "Aerodynamic Effects of the EBR-II Reactor Complex of Effluent Concentration", Nuclear Safety, Vol. 10, No 3, May-June 1969, Pages 228-242.
- 6 - Vince, M.V., Ryan, R., M., "Nuclear Energy Center Site Optimization, M.Sc. Thesis, RPI, September 1976.
- 7 - Slade, D.H. (Editor), Meteorology and Atomic Energy 1968 TID-24190, United States Atomic Energy Commission, July-1968.
- 8 - Pasquill, F., Atmospheric Diffusion, Second Edition, New York, John Wiley and Sons, Inc. 1974.
- 9 - Martin, J.A. Jr., Nelson, C.B., and Cuny, P.A., AIREM Program Manual, United States Environmental Protection Agency, Office of Radiation Programs, EPA-520/1-74-004, Washington, D.C. May 1974.
- 10 - Briggs, G.A., Plume Rise, AEC Critical Review Series, TID-25075, United States Atomic Energy Commission, 1969.
- 11 - Milman, Y. and J. Tadnor "The Maxima of Sutlon's Equation Corrected for Deposition", Health Phys. 13, 739 (1967).
- 12 - Montgomery, Thomas L., Carpenter, S.B., Colbaugh, William C., and Thomas, Fred W. "Results of Recent TVA Investigations of Plume Rise", Journal of The Air Pollution Control Association Vol. 22, No 10, October 1972, Pages 779-784.
- 13 - Gifford, F.A. "Turbulent Diffusion - Typing Schemes: A Review", Nuclear Safety, Vol. 17, No 1, January-February 1976, Pages 68-86.

- 14 - Halitsky, J, "Gas Diffusion Near Buildings", ASHRAE Transactions", Vol. 69, Pages 464-484.
- 15 - F.W. Stallmann, F.B.K. Kam, ACRA- A Computer Program for the Estimation of Radiation Doses Caused By a Hipothetical Reactor Accident - CCC-213- Oak Ridge National Laboratory-PSK-Reviewed 711/74.
- 16 - Montague Nuclear Power Station, Units 1 and 2, Preliminar Safety Analysis Report, Norltheast Utilities Service Company, Chapters 6.4, 9.4, 12.2, January 1974.
- 17 - M.M. Hendrickson, EXDOSE: A Computer Program for Calculating the External Gama Dose from Airborne Fission Products, USAEC Report BNWL-811, Battelle Northwest, September 1968.