

ANEXO A

A PRECIPITAÇÃO NO MODELO RAMS

Os modelos numéricos de nuvens têm sido utilizados com eficiência na compreensão dos processos de formação de nuvens e da precipitação. Ainda assim, esses modelos encontram em si mesmos suas próprias limitações, dado o fato de que normalmente são computacionalmente caros e envolvem sistemas de equações complexos, cujas soluções analíticas encontram-se restritos a casos idealizados, portanto distantes de representar a natureza como ela é.

A.1 Considerações gerais sobre a modelagem da precipitação

Dada a complexidade, os processos microfísicos têm sido preferencialmente abordados sob forma de esquemas de parametrizações, onde são construídas fórmulas alternativas simplificadas no lugar dos complexos modelos teóricos. Um segundo aspecto restritivo à aplicação dos modelos de nuvens está associado ao grande número de processos ainda não muito bem compreendidos. Cabe destacar as propriedades radiativas das nuvens que provavelmente têm um papel relevante no clima da Terra, a estrutura vertical de liberação de calor latente durante as mudanças de fase, a evolução temporal da distribuição de hidrometeoros, a nucleação de cristais de gelo, a dinâmica de interação entre gotas e cristais de gelo, os efeitos da turbulência no interior das nuvens e a interação aerosol-nuvem.

Grande parte dos modelos numéricos desenvolvidos para representar a precipitação presta-se à simulação de processos específicos, tais como células convectivas isoladas e a produção de chuva associada (Kogan et al., 1984; Reisin et al., 1996); remoção úmida de poluentes atmosféricos (Flossman et al., 1985); evolução dos espectros de hidrometeoros (Khain and Sednev, 1995); interação aerosol-nuvem (Khain et al., 1999); forçante radiativa (Bott, 1997); formação do espectro de gotículas em nuvens (Levin e Sedunov, 1968) e mecanismos de produção de gelo (Ovtchinnikov e Kogan, 2000). Em comum esses modelos possuem a característica de representar cada tipo de hidrometeoro através de uma distribuição de tamanho em que a massa fica distribuída em classes discretas de tamanhos ao longo do espectro, tornando possível uma forma variável a cada instante do processo de simulação.

À medida que cresce a capacidade dos computadores, torna-se mais próximo da realidade obter soluções mais detalhadas dos processos microfísicos que ocorrem em nuvens, integrando essas soluções aos modelos atmosféricos regionais. Segundo Cotton e Anthes (1989), na

modelagem dos processos de precipitação, é importante desenvolver a capacidade de previsão, tanto da quantidade de precipitação quanto do tipo particular de precipitação. Para que essas informações sejam possíveis é necessário um avanço na direção de um maior detalhamento dos complexos processos envolvidos na precipitação. Em Braham (1968), encontra-se um esquema dos diferentes percursos pelos quais a água pode passar através de uma nuvem, seja ela de origem continental ou marítima. Neste caso fica evidente que essa complexidade existe e qualquer perspectiva de obtenção de um maior grau de certeza seja na quantidade e no tipo de precipitação passa necessariamente por um detalhamento da água em trânsito.

Ainda no contexto da modelagem da precipitação, existem modelos atmosféricos que têm enfrentado o desafio de incorporar de forma mais explícita os tratamentos numéricos utilizados na representação do fenômeno da precipitação. Cabe destacar nessa direção o modelo RAMS (Pielke et al., 1992; Walko et al., 1995); GCEM (Simpson and Tao, 1993); MM5 (Reisner et al, 1998); ARPS (Xue et al., 2001). São exemplos de modelos que têm sido usados em casos de estudo associados à variação nas opções físicas e seu impacto na previsão, com elevada resolução espacial, chegando a alguns poucos quilômetros na escala horizontal (Colle et al., 2003), ou até mesmo a algumas centenas de metros (Khain e Pokrovsky, 2004).

Em comum os modelos citados incluem opção de aninhamento de grades, uso de processamento paralelo, assimilação de dados quadri-dimensional, bom nível de detalhamento dos processos físicos representados e disponibilidade múltipla de opções físicas adequadas às especificidades de cada usuário. Em geral esses modelos descrevem as categorias de água através de uma função de distribuição que mantém constante a sua forma durante o processo de integração, reduzindo assim o número de variáveis e tornando-se computacionalmente mais baratos. Paralelamente, a representação do espectro de hidrometeoros por um determinado número de classes de tamanho também tem sido implementada em alguns modelos. Porém, neste caso o custo computacional se eleva, exigindo mais tempo e memória dos computadores, reduzindo a aplicabilidade a sistemas convectivos isolados específicos. Como resultado, a maior parte dos modelos de mesoescala que tratam o processo de precipitação, usam uma função de distribuição para representar os hidrometeoros.

A.2 Características gerais do modelo RAMS

O modelo RAMS foi originalmente desenvolvido nos primórdios de 1970, essencialmente como uma ferramenta de pesquisa. Desde então um grande número de melhorias tem sido introduzido de maneira que atualmente o modelo se presta tanto à atividade de pesquisa como ao serviço de previsão do tempo em mais de uma centena de instituições em torno do mundo. Recentes melhorias têm focado tanto a concepção física do modelo assim como o design computacional.

Uma descrição completa com maior detalhe sobre a estrutura do modelo, incluindo as equações gerais, parametrizações e evolução ao longo dos anos, pode ser encontrada em Trípoli and Cotton (1982), Flatau et al. (1989), Pielke et al. (1992), Walko et al. (1995) e Meyers et al. (1997). O atual status e as perspectivas futuras podem ser encontrados em Cotton et al. (2003). O modelo representa hoje o estado da arte em modelagem numérica, sendo continuamente melhorado com base em trabalhos multidisciplinares envolvendo a participação de programadores, meteorologistas, agrônomos, físicos, químicos, matemáticos, engenheiros e profissionais de diversas outras especialidades.

O modelo RAMS foi inicialmente introduzido no Brasil através da Universidade de São Paulo (USP) em 1989. Desde então o RAMS tem sido constantemente usado em estudos que envolvem modelagem de sistemas de mesoescala, brisa marítima, previsão do tempo e como ferramenta de apoio à pesquisa. Exemplos de uso do modelo como ferramenta de apoio à pesquisa são os projetos temáticos, tais como: Chuvas de Verão (FAPESP 93/0545-1), Poluição Atmosférica em São Paulo (FAPESP 96/1402-4) e LBA (FAPESP 01/06908-7). Ao longo dos últimos anos um grande número de dissertações e teses tem sido desenvolvido no Departamento de Ciências Atmosféricas do IAG-USP, constituindo-se em documentos que tratam com maior profundidade os processos em específico que são representados no modelo RAMS.

O modelo atmosférico RAMS foi construído em torno de um conjunto de equações tridimensionais e não hidrostáticas que descrevem a dinâmica, a termodinâmica e a conservação da água em suas três fases. Este conjunto de equações é suplementado por uma ampla seleção de parametrizações de processos como a difusão turbulenta, radiação solar e terrestre, formação de nuvens e precipitação, efeitos do terreno (solo-vegetação), convecção e troca de calor sensível e latente entre a superfície e a atmosfera. As opções disponíveis para a iniciação do modelo compreendem a inicialização homogênea e heterogênea. Na inicialização horizontalmente homogênea, apenas uma sondagem é utilizada como dado de entrada para o modelo (os valores das variáveis são constantes na horizontal). No caso heterogêneo, os dados podem ser assimilados em cada ponto de grade (dados provenientes de estações, sondagens ou análises fornecidas por modelos). Quanto à estrutura de grade, o RAMS utiliza grade horizontal do tipo C de Arakawa, com as componentes da velocidade intercaladas entre os pontos de grade e as demais variáveis definidas no ponto de grade. A estrutura vertical da grade é definida pela coordenada σ_z , onde o topo do modelo é plano e a base acompanha o terreno. Estrutura de grade aninhada pode ser utilizada pelo RAMS quando há necessidade de alta resolução espacial para uma determinada localização.

A parametrização da precipitação presente no modelo RAMS simula todas as mudanças de fase que ocorre com a água (sólido \Leftrightarrow líquido \Leftrightarrow vapor \Leftrightarrow sólido), incluindo as trocas de calor envolvidas nas mudanças. A presença de água na atmosfera é descrita através das três fases, nas

seguintes categorias: vapor d'água (fase gasosa), gotículas de nuvem e gotas de chuva (fase líquida), gelo primário, neve e agregados (fase sólida), granizos e pequenos granizos (fase mista de líquido e sólido). As gotículas de nuvem e gotas de chuva podem estar super-resfriadas e os granizos podem estar totalmente solidificados. As gotículas são consideradas pequenas o suficiente para não precipitarem através da nuvem, enquanto que as demais categorias precipitam. A nucleação direta a partir do vapor d'água só é permitida para as gotículas e gelo primário (este último cresce apenas por deposição). Os agregados são definidos como as partículas de gelo que se formam por colisão e coalescência de gelo primário e neve. Gelo primário, neve e agregados possuem baixa densidade e pequena velocidade de queda, enquanto que pequenos granizos possuem densidade intermediária e forma aproximadamente esférica.

Dado o objetivo deste trabalho, e não obstante o fato de que os demais fenômenos representados no modelo têm a mesma importância que o processo da precipitação, subentende-se a complementaridade dos demais documentos anteriormente mencionados, ficando então o foco da discussão na modelagem do fenômeno da precipitação.

A.3 Iniciação dos processos microfísicos

Essencialmente a parametrização da microfísica descreve a evolução das categorias de hidrometeoros no tempo, os mecanismos de interação entre as mesmas, e a permanente troca de vapor e calor com a fase gasosa. As categorias inicialmente ativadas são as gotículas de nuvem e os cristais de gelo. Ambos são computados a partir da concentração de CCN e IN, respectivamente diagnosticados no ambiente de formação das nuvens, além de outras variáveis físicas como velocidade vertical, temperatura e umidade.

A parametrização microfísica garante certa versatilidade ao usuário ao permitir que o experimento numérico seja conduzido dentro de certas restrições por ele estabelecidas. Por exemplo, o conjunto de categorias de hidrometeoros no qual a água será particionada é uma escolha do usuário. Da mesma forma podem ser controlados os meios pelos quais uma categoria é determinada. É possível, por exemplo, que o diâmetro médio de uma dada categoria seja determinado a partir de um valor padrão encontrado no código do modelo ou sugerido pelo usuário. Com o diâmetro médio e com o valor da razão de mistura, a concentração de uma categoria pode ser diagnosticada. O contrário também é possível, ou seja, o usuário pode escolher o valor que deseja para a concentração e o diâmetro médio é diagnosticado. Nas versões mais recentes do modelo, incluindo-se a versão usada neste trabalho, é possível considerar que a concentração de hidrometeoros seja uma variável prognostica tal como a razão de mistura. Adicionalmente o usuário pode controlar a forma da distribuição de hidrometeoros, optando por uma distribuição mais estreita ou mais larga, conforme a conveniência do experimento em questão. Este controle advém do fato de

que a distribuição de tamanho dos hidrometeoros tem como base a função gama generalizada, que por sua vez pode ser construída com base em um conjunto infinito de valores para o parâmetro de forma, sem prejuízo para a razão de mistura e a concentração.

A.4 Distribuição de tamanho dos hidrometeoros

Uma vez que uma dada categoria de hidrometeoro esteja presente na atmosfera, a formulação presente na microfísica do modelo assume que a concentração de hidrometeoros $n(D)$, em função do diâmetro D , obedece a função gama generalizada, descrita em Verlinde et al. (1990), e dada por

$$n(D) = N_t \frac{1}{\Gamma(\nu)} \left(\frac{D}{D_n} \right)^{\nu-1} \frac{1}{D_n} \exp\left(- \frac{D}{D_n} \right) \quad (\text{A.1})$$

com a concentração total de hidrometeoros de cada categoria dada por N_t , D representa o diâmetro, D_n um fator de escala para o tamanho dos hidrometeoros e $\Gamma(\nu)$ é a função gama do parâmetro de forma ν da distribuição. Quanto maior o valor do parâmetro de forma ν , maior será o valor do diâmetro associado à concentração máxima de hidrometeoros. Ao mesmo tempo mais estreita será a distribuição. A Figura A.1 ilustra distribuições de hidrometeoros em número, construída com base em parâmetros de forma variando de 1 a 20. Observa-se que com parâmetro de forma igual a um, a distribuição reduz-se ao caso exponencial, com a concentração decrescendo monotonicamente com o diâmetro. Com esse tipo de formulação obtém-se uma maior representatividade dos espectros possivelmente encontrados na natureza durante a formação da precipitação. A não disponibilidade de dados para identificar o parâmetro mais adequado a cada tipo de sistema precipitante constitui-se em um fator limitante. Todavia, os dados analisados e discutidos neste trabalho permitem uma melhor compreensão das condições em que determinados valores desses parâmetros são mais adequados.

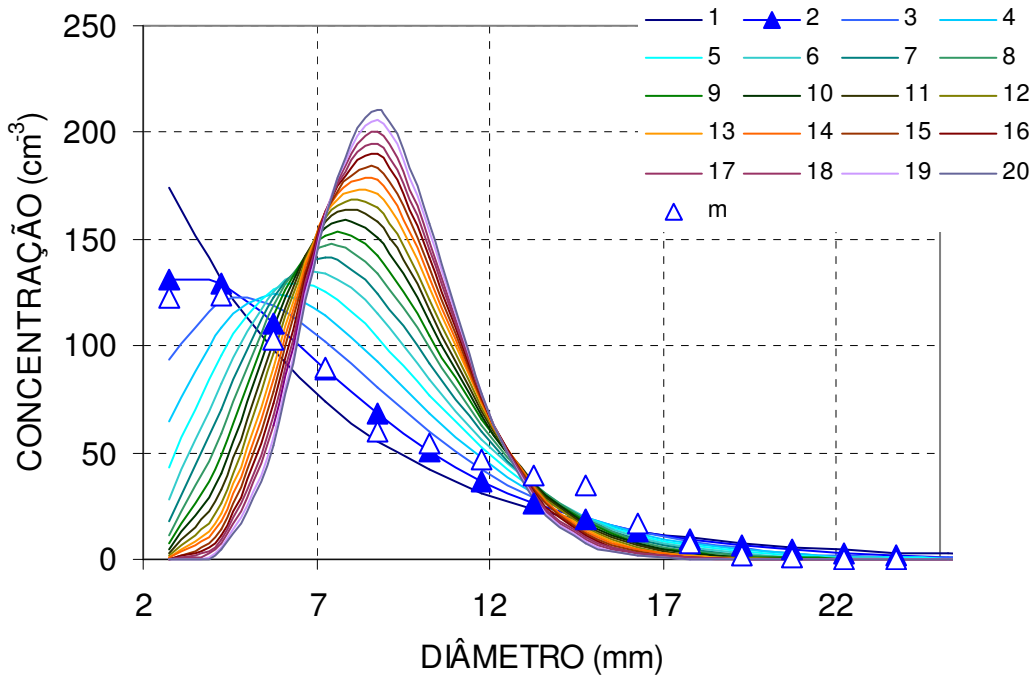


Figura A.1 Distribuições de tamanho construídas a partir da função gama com parâmetros de forma inteiros, variando de 1 a 20. Todas as curvas representam uma concentração total de 700 cm^{-3} e um conteúdo de água líquida de $0,31 \text{ g/m}^{-3}$. Os triângulos vazados representam medidas, enquanto que os triângulos preenchidos representam a curva gama que melhor se ajusta a essas medidas.

A.5 Nucleação de água líquida

O RAMS faz uso de uma concentração constante de CCN para a nucleação das gotículas de nuvem. Esta concentração é definida pelo usuário do modelo antes do início da simulação. Se o usuário optar por deixar ao modelo estabelecer a concentração, este valor será 300 cm^{-3} . O número de gotículas em uma nuvem será uma fração do total de CCN. Esta fração de gotículas será definida pela temperatura e pela taxa de produção de supersaturação (que é função da velocidade vertical, além de outros fatores). Propriedades químicas dos aerossóis ou da distribuição de tamanho não são explicitamente tratadas na parametrização empregada. Ou seja, a fração de CCN é obtida a partir de uma tabela de valores pré-calculados com um modelo de parcela. Embora não haja uma referência específica deste modelo, sabe-se que ele emprega a parametrização de Twomey (1959) na obtenção dos parâmetros pré-tabelados.

De acordo com a formulação de Twomey, o número de gotículas ativado em uma nuvem N_{\max} será dado pela seguinte equação:

$$N_{\max} = c^{1/(k+2)} \left[\frac{(Aw)^{3/2}}{kB(k/2, 3/2)} \right]^{k/(k+2)} \quad (\text{A.2})$$

A é um parâmetro que depende de pressão, temperatura e algumas constantes. Um valor de temperatura de 10 ° C e pressão de 800 mb é normalmente usado no cálculo e fornece $A = 0.069$, de acordo com Pruppacher (1997), página 515. O termo w representa a velocidade vertical da parcela que tem que ser expressa em cm/s no cálculo. Este valor é fornecido pelo modelo RAMS durante a simulação. O termo $B(k/2,3/2)$ é a função beta e os termos c e k são dados pelo ajuste por uma função de potência sobre medidas de concentração de CCN em função da supersaturação: $N=cS^k$. Por exemplo, medidas típicas para a região amazônica durante o LBA têm mostrado valores de $c=2220.7$ e $k=1.28$ para dias poluídos e $c=438$ e $k=1.08$ para dias mais limpos. Discussão mais detalhada a respeito das propriedades dos CCN é dada no Capítulo 3. Como os valores são pré-calculados não é possível a assimilação destes parâmetros pelo modelo.

Uma vez nucleadas, o crescimento das gotículas é governado pela difusão de vapor e calor. O crescimento das gotículas maiores passa a ser descrito pelos processos de colisão e coalescência, onde uma categoria de água cresce pela coleção de outra categoria. Estes assuntos serão discutidos posteriormente neste texto.

A.6 Nucleação de gelo

A formação do gelo no interior das nuvens é um fenômeno complexo que envolve grande número de processos e as interações entre eles. Muitos desses processos ainda não são bem estudados e cercados por muitas incertezas. Na concepção do modelo RAMS a formação do gelo nas nuvens está diretamente associada às condições minimamente necessárias à sua ocorrência, tais como supersaturação em relação ao gelo e temperatura. Esta é a razão pela qual o usuário do modelo não tem controle sobre o número de cristais que deseja na categoria de gelo primário, embora possa controlar a forma da distribuição. O fenômeno da nucleação de gelo é normalmente encontrado na literatura como sendo tratado em duas partes: nucleação primária e secundária. A compreensão dos mecanismos envolvidos e sua representação no modelo RAMS será apresentada na seqüência, seguindo essa mesma abordagem.

A.6.1 Nucleação primária

Além das gotículas de nuvem, somente o gelo primário pode ser nucleado a partir do vapor e cresce unicamente por deposição de vapor de acordo com o tratamento que possui no modelo RAMS. Crescendo além de um determinado limiar é transferido à categoria de neve. Entretanto, a nucleação primária de gelo pode ocorrer por uma ampla variedade de processos físicos, sem a presença de um IN (também conhecido como nucleação homogênea) ou envolvendo a presença de IN (nucleação heterogênea). Na nucleação heterogênea é possível identificar na literatura pelo menos quatro mecanismos pelos quais um cristal de gelo pode ser nucleado: o vapor d'água é

absorvido diretamente na forma de gelo pela superfície de um núcleo (nucleação por deposição); um filme de água líquida é formado na superfície do núcleo e em seguida se congela (nucleação por condensação-congelamento); uma gota super-resfriada entra em contato com um núcleo e se congela (nucleação por contato); um núcleo localizado dentro da própria gotícula induz o congelamento da mesma (nucleação por imersão).

A.6.1.1 Nucleação homogênea

Um primeiro modo de nucleação de gelo representado no modelo RAMS é a nucleação homogênea e envolve gotículas de nuvens e núcleos-solução, porém não ativados. Gotículas de nuvem não se congelam instantaneamente quando expostas a temperaturas negativas e podem existir sob condição super-resfriada por um longo tempo. Gotículas em estado líquido têm sido encontradas no interior de nuvens em temperaturas extremamente baixas chegando a -37.5 °C (Rosenfeld and Woodley, 2000) e -40 °C (Heymsfield and Miloshevich, 1993). Neste modo o congelamento da gotícula ocorre espontaneamente, sem a necessidade de um núcleo de gelo, quando esta se torna super-resfriada a temperaturas suficientemente baixas. No caso da parametrização assumida no modelo RAMS, com base em DeMott et al. (1994), a concentração total de gotículas de nuvem que se congelam em um dado passo de tempo Δt é determinada por:

$$N_{ic} = N_t \int_0^{\infty} [1 - \exp(-10^{\phi} \pi D^3 \Delta t / 6) n(D)] dD, \quad (\text{A.3})$$

onde

$$\phi = -606.3952 - 52.6611T_{cc} - 1.7439T_{cc}^2 - 0.0265T_{cc}^3 - 0.0001536T_{cc}^4. \quad (\text{A.4})$$

Este processo de nucleação vale para o domínio de temperaturas entre -50 °C e -30 °C. Para temperaturas inferiores é assumido o valor de -50 °C. Como o passo de tempo e o parâmetro de forma da distribuição são constantes durante o processo de integração, N_{ic} é função apenas de D_n (implícito em $n(D)$, conforme equação A.1) e T_{cc} . A integral dada em A.3 é pré-calculada e os valores ficam disponíveis em uma tabela. Os valores requeridos são calculados por interpolação dos valores tabelados durante a execução do modelo. Essencialmente, o número de gotículas de nuvem que se congelam em um passo de tempo depende da taxa de nucleação homogênea por congelamento, ou seja, do termo 10^{ϕ} . Na Figura A.2 é ilustrado o comportamento desta taxa em função da temperatura.

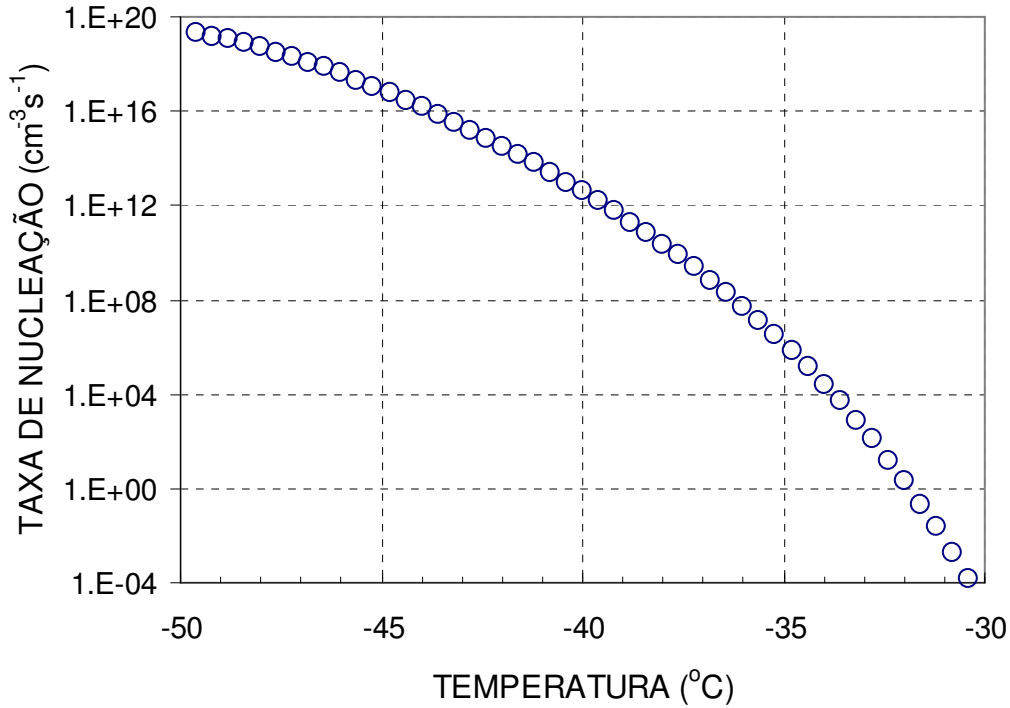


Figura A.2 Taxa de nucleação homogênea de água pura em função da temperatura, de acordo com DeMott et al (1994).

No caso dos núcleos dissolvidos, mas não ativados como gotículas, DeMott et al. (1994) derivaram a seguinte expressão para o cálculo do número de cristais de gelo produzidos em cada passo de tempo Δt :

$$N_{th} = N_h [1 - \exp(-f_{nuc} \Delta t)]. \quad (A.5)$$

O termo N_h representa o número total de núcleos não ativados e f_{nuc} representa a fração de núcleos que se congela por segundo, sendo determinado por:

$$f_{nuc} = \int_0^{D_{max}} [1 - \exp(-D/D_e)^b] \exp(-D/D_n) \frac{dD}{D_n}. \quad (A.6)$$

Os parâmetros D e D_n referem-se à distribuição gama, conforme equação 3.1, porém aplica-se à distribuição de núcleos, com diâmetros entre 0 e 1 μm (D_{max}). Os parâmetros D_e e b são funções da temperatura do ar, da umidade relativa e do tipo de soluto, assumido como sulfato de amônia no modelo RAMS. Como no caso das gotículas, aqui também os valores são pré-calculados e tabelados para serem acessados por interpolação durante o processo de simulação.

A taxa de nucleação homogênea exibe forte variação com a temperatura, aumentando de $10^{-8} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ a $-30 \text{ }^\circ\text{C}$ para $10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ a $-40 \text{ }^\circ\text{C}$. Embora este tipo de nucleação possa ocorrer para qualquer temperatura inferior a $0 \text{ }^\circ\text{C}$, a taxa de nucleação é desprezível para temperaturas maiores

que -30 °C. Entretanto, na presença de atividade de queimada, com grande quantidade de aerossóis sendo emitida para a atmosfera, é provável que este tipo de nucleação seja predominante no topo das células convectivas mais profundas.

A.6.1.2 Nucleação por deposição e condensação-congelamento

Na nucleação por deposição as moléculas de vapor d'água atacam um IN e pode ocorrer sempre que o ambiente esteja supersaturado em relação ao gelo e com temperatura inferior a -5 °C. A nucleação por condensação-congelamento pode ocorrer sempre que uma partícula acumula propriedades de CCN e IN. Neste caso as moléculas atacam o núcleo pelas suas propriedades de CCN, mas congelam-se em seguida pelas suas propriedades de IN. Para que este tipo de nucleação ocorra são necessários supersaturação em relação à água líquida e temperatura abaixo de -2 °C. Entretanto, nestas condições a nucleação por deposição também estará ocorrendo, de maneira que se torna praticamente impossível fazer qualquer distinção entre os dois modos de nucleação, razão pela qual ambos os fenômenos costumam ser tratados conjuntamente.

Nas primeiras versões do modelo RAMS, ambas as formas de nucleação de gelo eram descritas por uma parametrização proposta por Fletcher (1962). Segundo Cotton et al. (2003), esta parametrização subestima as concentrações de gelo em temperaturas mais elevadas e superestima as concentrações em temperaturas mais frias. Nas versões mais recentes, ambos os tipos de nucleação descritos acima são representados por uma parametrização de base empírica onde o número de cristais nucleados por unidade de volume (litro) é dado, de acordo com Meyers et al. (1992), por:

$$N_{td} = \exp(-0,639 + 0,1296S_i) \quad (\text{A.7})$$

onde S_i representa a supersaturação em relação ao gelo (%). De acordo com Meyers et al. (1992), a equação tem validade no domínio dos dados amostrados, ou seja, temperatura entre -20 °C e -7 °C e supersaturação entre 2% e 25% (em relação ao gelo) e entre -5% e $4,5\%$ (em relação à água). Qualquer extrapolação em relação aos limites estabelecidos pelos dados observados deve ser considerada com ressalvas. No modelo RAMS a fórmula acima é considerada válida para qualquer supersaturação em relação ao gelo até o limite de 40% e qualquer temperatura abaixo de -5 °C. Ainda neste contexto cabe lembrar que, embora a base empírica da equação 3.4 mostre pouca dependência com a temperatura, Takahashi et al. (1991) afirma que o tipo de cristal de gelo ativado é altamente depende da temperatura: cristais na forma de placas formam-se entre $-22,4$ °C e -18 °C e entre -14 °C e -8 °C; na forma de colunas abaixo de $-22,4$ °C e entre -8 °C e -4 °C; formas estelares entre -18 °C e -14 °C. Devido ao fato de que diferentes formas possuem diferentes taxas de crescimento, diferentes velocidades terminais e diferentes eficiências de colisão, torna-se importante levar em conta os efeitos da forma do cristal nucleado.

É importante ressaltar que, de acordo com a parametrização de Meyers, N_{td} representa o número total de cristais de gelo que podem ser nucleados sob determinadas condições ambientais e não tem qualquer dependência temporal com o processo de simulação. Entretanto, quando novas condições atmosféricas permitem apenas um número menor de cristais de gelo primário, o excesso permanece enquanto as condições de troca de água entre as categorias assim o permitir. Embora um pouco diferente da equação A.7, a expressão usada no código do modelo fornece resultados semelhantes. Portanto, os processos de nucleação por deposição e condensação-congelamento, de acordo com a parametrização utilizada no modelo RAMS, são independentes da temperatura e representativos apenas para elevadas supersaturações, tal como sugere a Figura A.2.

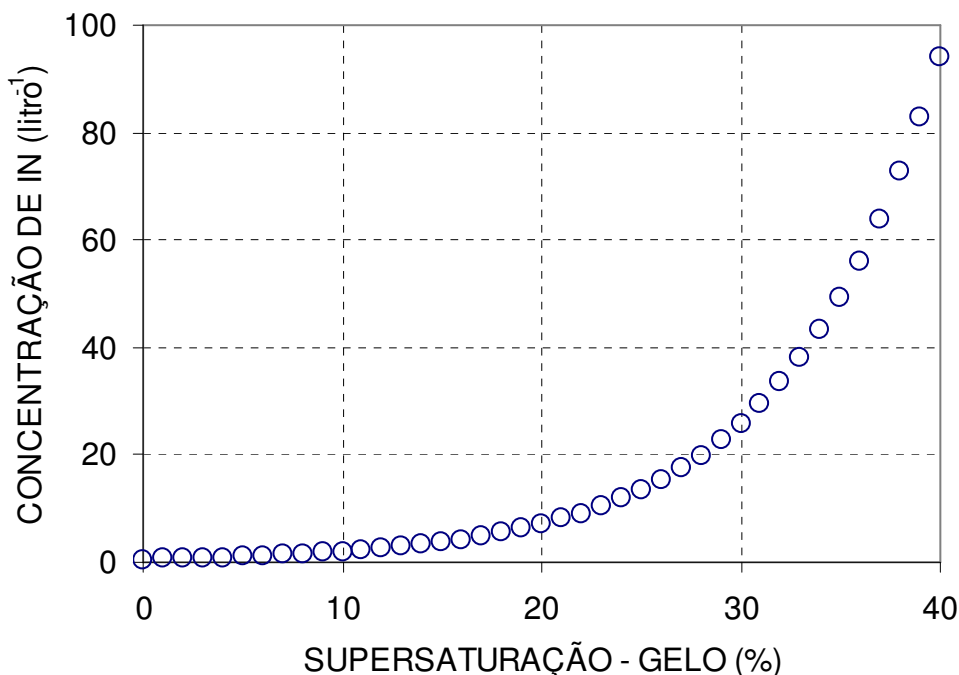


Figura A.3 Número de núcleos ativados em função da supersaturação em relação ao gelo. Curva construída com base na parametrização de base empírica apresentada por Meyers et al. (1992) para representar os processos de nucleação por deposição e condensação-congelamento.

A.6.1.3 Nucleação por contato-congelamento

A nucleação por contato-congelamento ocorre quando um IN entra em contato com uma gotícula de nuvem super-resfriada. O movimento do núcleo em direção à gotícula resulta da combinação de três efeitos: difusorético, termoforético e browniano. O efeito difusorético ocorre, por exemplo, quando uma gotícula experimenta crescimento por condensação e o fluxo de vapor em direção à superfície da gotícula carrega consigo IN. Por outro lado, o efeito termoforético pode surgir quando a gotícula evapora-se em um ambiente subsaturado. O conseqüente resfriamento da superfície da gotícula durante a evaporação produz um gradiente térmico capaz de conduzir IN

em direção à superfície da gotícula. Seja na condensação ou na evaporação, o movimento de moléculas e o gradiente térmico estão sempre presentes, de maneira que os efeitos ocorrem simultaneamente. Entretanto o efeito termoforético predomina sobre o efeito difusoforético resultando em um aumento da nucleação por contato-congelamento em condições subsaturadas e diminuição em condições supersaturadas. O efeito browniano por sua vez está associado ao movimento aleatório das moléculas que, ao colidir com os núcleos, faz com que alguns sejam empurrados em direção às gotículas. A parametrização da nucleação por contato-congelamento, presente no modelo RAMS, baseia-se em Young (1974) e está descrita pela soma dos três processos:

$$\frac{dN_{iv}}{dt} = 2\pi D_c N_{ic} N_a \frac{k}{p} (T_{ac} - T_{cc}) \frac{R_v T_a}{L_v \rho_a} \quad (\text{A.8})$$

$$\frac{dN_{it}}{dt} = 2\pi D_c N_{ic} N_a \frac{k}{p} (T_{ac} - T_{cc}) f_t \quad (\text{A.9})$$

$$\frac{dN_{ib}}{dt} = 2\pi D_c N_{ic} N_a \frac{k T_{cc}}{6\pi R_a \mu} (1 + K_n) \quad (\text{A.10})$$

onde D_c é o diâmetro das gotículas de nuvem, N_{ic} é a concentração de gotículas de nuvem, N_a é a concentração de IN disponível para contato com a gotícula, k é a constante de Boltzman, μ é a viscosidade dinâmica do ar, K_n é o número de Knudsen e T_{cc} é a temperatura das gotículas de nuvem. O número de Knudsen e a função f_1 são definidos como

$$f_1 = \frac{0.4[1 + 1.45K_n + 0.4K_n \exp(-1/K_n)](k + 2.5K_n k_a)}{(1 + 3K_n)(2k + 5k_a K_n + k_a)} \quad (\text{A.11})$$

$$K_n = \frac{\lambda_{ao} T p_o}{T_o p R_a} \quad (\text{A.12})$$

onde k_a representa a condutividade térmica dos aerossóis, R_a é o raio médio dos IN (0,3 μm) e λ_{ao} é o livre caminho médio das moléculas (6.6×10^{-8} m) para uma temperatura de referência T_o de 293.15 K e uma pressão p_o de 101325 Pa.

A parametrização da nucleação por contato ainda permanece um sério problema para os modelos pela ausência de dados sobre o número de núcleos N_a e pela grande incerteza em torno do pouco de medida que se tem. No modelo RAMS, as estimativas de Young (1974) para N_a , foram substituídas pela parametrização sugerida por Meyers et al. (1992), que tem como base um ajuste sobre medidas em laboratório realizadas por outros autores. De acordo com esta parametrização, N_a é definido como

$$N_a = \exp(4,11 - 0,262T_{cc}). \quad (\text{A.13})$$

A nucleação por contato-congelamento só é permitida para temperaturas inferiores a $-2\text{ }^{\circ}\text{C}$ e N_a pode ser interpretado como um limite máximo possível para este modo de nucleação. O real número de cristais de gelo ativado em cada passo de tempo será determinado pela soma das taxas fornecidas pelas equações A.8, A.9 e A.10.

O número de cristais de gelo nucleados por todos os processos envolvidos na parametrização e que são adicionados à categoria de gelo primário, é determinado por:

$$\Delta N_t = N_{td} + N_{tc} + N_{th} + \left(\frac{dN_{tv}}{dt} + \frac{dN_{tt}}{dt} + \frac{dN_{tb}}{dt} \right) \Delta t. \quad (\text{A.14})$$

A.6.2 Nucleação secundária

A simples medida do número de núcleos de gelo (IN) em uma dada região não contribui muito pelo fato de que a concentração de cristais de gelo no interior das nuvens costuma ser muito maior que a concentração original de IN. A fragmentação dos cristais de gelo durante o processo de colisão entre hidrometeoros e a ruptura de gotas super-resfriadas durante o congelamento provocado ao colidir-se com cristais de gelo, acredita-se que sejam os principais mecanismos capazes de explicar a diferença observada. A fragmentação dos cristais de gelo, embora encontre fortes evidências, ainda não é um processo bem compreendido e necessita de mais estudos a cerca das características das nuvens que levam à ocorrência do mesmo. Por outro lado, já são bem conhecidas as condições nas quais o riming-splintering ocorre. Deve ser ressaltado que existem casos registrados onde nenhum mecanismo conhecido consegue explicar a concentração de cristais de gelo observada (Mossop, 1985).

Koenig (1963) já antecipava que nuvens contendo grandes gotículas de água líquida rapidamente formavam alta concentração de partículas de gelo, 3 a 4 ordens de grandeza maior que a concentração de núcleos de gelo do ambiente. Os dados sugeriam que um processo de reação em cascata se propagava pela formação de partículas de gelo satélites durante a solidificação das gotículas. As análises envolveram nuvens em estágio de inicial de precipitação na região sul do estado de Missouri (EUA), durante o verão. Estas nuvens são classificadas como cumulus congestus, possuem topos no máximo a 7 km de altura e temperaturas acima de $-7\text{ }^{\circ}\text{C}$. Hobbs (1969) conclui, a partir de medidas simultâneas no número de cristais de gelo e núcleos de gelo, que a razão entre o número de cristais e núcleos decai com a diminuição na temperatura do topo das nuvens, atingindo a unidade na vizinhança de $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$. Como explicação, Hobbs propõe que o congelamento de gotículas super-resfriadas é responsável pela grande diferença entre cristais de gelo e núcleos de gelo.

Mossop et al. (1972) estudou nuvens cumulus na região da Austrália na tentativa de definir com maior exatidão as condições nas quais o aumento na concentração de cristais de gelo torna-se possível. Vários mecanismos propostos anteriormente foram rejeitados pelos autores que propõe a seguinte seqüência de eventos: Cristais de gelo primariamente formado sobre núcleos de gelo crescem a tamanhos suficientes para coletar gotículas de nuvem (riming). Durante o congelamento as gotículas arremessam partículas secundárias de gelo que então crescem e passam a reproduzir o processo de riming. Os autores mostraram que as condições para riming são mais favoráveis em nuvens cumulus, onde foram encontrados cristais maiores e mais numerosos, além de maior concentração de gotículas grandes, mais favoráveis ao processo de coleta pelos cristais de gelo. As observações de Mossop et al. (1972) foram confirmadas por experimentos de laboratório conduzidos por Hallet e Mossop (1974). Fica evidente que a natureza da distribuição de tamanho das gotículas de nuvem tem um papel fundamental na produção secundária de cristais de gelo.

Nos modelos de precipitação, a produção secundária de cristais de gelo costuma ser parametrizada de acordo com Hallet e Mossop (1974) e Mossop e Hallet (1974). Estes trabalhos mostram a partir de experimentos de laboratório que cristais de gelo secundários são arremessados quando gotículas super-resfriadas são capturadas e congelam sobre um alvo em movimento a uma temperatura de $-5\text{ }^{\circ}\text{C}$ e que o fenômeno se manifesta dentro de um estreito domínio de condições que inclui temperatura entre $-8\text{ }^{\circ}\text{C}$ e $-3\text{ }^{\circ}\text{C}$ e concentração de graupel relativamente alta. A taxa de produção desses cristais de gelo é proporcional à taxa de acréscimo de gotas maiores que $23\text{ }\mu\text{m}$ e não é, em geral, uma função da taxa de acréscimo do total de gotículas. De acordo com os autores, para a temperatura de $-5\text{ }^{\circ}\text{C}$, um estilhaço de gelo (um cristal com a menor resolução possível) é produzido para cada 160 gotículas com diâmetro maior ou igual a $24\text{ }\mu\text{m}$ coletadas por um graupel (200 gotículas de acordo com Khain et al., 2000). Ou ainda, cerca de 350 cristais são produzidos para cada miligrama de gotículas crescidas ao alvo. Essa taxa de produção decresce na direção dos limites de temperatura estabelecidos anteriormente. Embora os experimentos com nuvens artificiais mostrem que a taxa de produção de cristais secundários está correlacionada com a taxa de acréscimo de gotículas maiores que $23\text{ }\mu\text{m}$ em diâmetro, isso não significa que gotículas menores não tomam parte no processo.

Em trabalhos de campo relacionados a nuvens cumulus marítimas são encontradas concentrações de cristais de gelo com valores cerca de 10^4 vezes maior que o esperado a partir da concentração de núcleos de gelo. As nuvens onde esse aumento ocorre oferecem condições favoráveis, tanto pela disponibilidade de gotículas grandes, quanto pelo fato de que a camada de nuvem super-resfriada ocorre entre $-8\text{ }^{\circ}\text{C}$ e $-3\text{ }^{\circ}\text{C}$, domínio de temperatura no qual o processo de produção secundária se mostrou ser importante.

De acordo com Mossop e Hallett (1974), a produção secundária aparentemente não é importante em certas nuvens cumulus que se desenvolvem sobre os continentes. Isso ocorre pelo fato de que a taxa de produção seria reduzida à medida que as partículas de graupel se afastassem do nível de $-5\text{ }^{\circ}\text{C}$, demandando um tempo maior para que dado fator de multiplicação fosse atingido. Evidências sugerem que número apreciável de gotículas maiores que $23\text{ }\mu\text{m}$ só é encontrado em níveis mais elevados e com temperaturas inferiores ao domínio ideal. Segundo Mossop (1976), a dependência que a produção secundária de cristais de gelo possui em relação a um certo tamanho mínimo das gotículas poderia explicar a ausência de evidências da ocorrência do fenômeno em nuvens cumulus continentais, onde a ocorrência de tais gotículas é menos freqüente.

Mossop (1976) investigou o efeito da velocidade do alvo na produção secundária de cristais de gelo, considerando as medidas realizadas a $-5\text{ }^{\circ}\text{C}$, para velocidades variando de 3,0 a 1,4 m/s. Obtendo-se o número de gotículas coletadas para cada cristal produzido, as medidas revelaram grande dispersão, não sendo possível estabelecer nenhuma dependência evidente a cerca da velocidade do alvo. Observou-se que um cristal de gelo é produzido para cada 250 gotículas maiores que $23\text{ }\mu\text{m}$ coletadas pelo alvo. De acordo com o gráfico apresentado no artigo, observa-se ainda que um desvio médio aproximado de 100 gotículas pode ser assumido. No experimento foi usada uma distribuição de tamanho com concentração de gotículas de 523 cm^{-3} e conteúdo de água líquida de 1 g/m^3 . Por analogia dos resultados experimentais com as medidas no interior de nuvens, pode-se concluir que o mecanismo proposto é provavelmente mais adequado para nuvens cumulus marítimas onde foi observado que o processo de multiplicação é mais ativo (Mossop et al., 1972).

A explicação para o mecanismo de Hallett-Mossop baseia-se no aumento da pressão interna da gotícula congelante (Mossop, 1985). Para temperaturas acima de -3°C as gotículas tendem a espalhar-se sobre a superfície do cristal de gelo. Para temperaturas abaixo de -8°C a casca de gelo forma-se rápido e resistente o suficiente para não se romper. Somente entre esses valores de temperatura encontra-se a condição certa para o processo ocorrer.

Embora o mecanismo de Hallett-Mossop seja o processo de produção secundária melhor documentado, segundo Khain et al. (2000), outros mecanismos têm sido sugeridos. Nestes novos mecanismos os cristais de gelo podem, por exemplo, ser produzidos pela colisão entre categorias de gelo e durante a evaporação de cristais de gelo, embora a quantidade limitada de dados impede qualquer parametrização desses efeitos. Por outro lado não se deve descartar o importante papel dos mecanismos primários, discutidos anteriormente. Existem observações que sugerem que a nucleação primária, por exemplo, condensação-congelamento (Cooper e Vali, 1981), pode explicar a formação de partículas de gelo quando as condições observadas para o movimento vertical e para o tamanho das gotículas não favorecem o mecanismo de produção secundária.

Conforme discutido nos parágrafos anteriores, para que a taxa de produção secundária de cristais de gelo seja corretamente calculada é necessário conhecer o número de gotículas maiores que 24 μm . Isso representa um problema para parametrizações do tipo integral tal como no modelo RAMS, em que a forma da distribuição é mantida constante no processo de simulação, de modo que a concentração está diretamente relacionada ao conteúdo de água líquida de nuvens. Embora os trabalhos de Hallett e Mossop apresentem resultados de medidas conduzidas em laboratório, a parametrização do mecanismo nas versões mais recentes do modelo RAMS difere da interpretação original e resulta de uma reinterpretação dessas medidas, de acordo com Cotton et al. (2001). Nessa reinterpretação, o número de gotículas menores 13 μm é levado em conta. Em unidades do sistema internacional, o número de partículas de gelo produzidas por segundo é dado por:

$$N_i = 9 \times 10^{-10} B \cdot N_{24} (N_{13})^{0.93} \quad (\text{A.15})$$

onde B aumenta linearmente de 0 a 1 quando a temperatura do gelo aumenta de -8°C a -5°C e diminui linearmente de 1 a 0 quando a temperatura diminui de -5°C a -3°C . B vale zero para qualquer outra temperatura. Os termos N_{13} e N_{24} representam os números de gotículas menores ou iguais a 13 μm e maiores ou iguais a 24 μm , respectivamente. É importante ressaltar que a expressão anterior difere da abordagem dada em versões mais antigas do modelo RAMS. Na Figura A.4 e A.5 é ilustrado o comportamento da parametrização usada para o mecanismo de produção secundária de cristais de gelo no modelo RAMS. Duas situações são ilustradas para o mecanismo agindo sobre uma concentração de gotículas de 2000 cm^{-3} . Na Figura A.4, observa-se o comportamento da taxa de nucleação em função da temperatura quando a concentração de gotículas de 1600 cm^{-3} menores ou iguais a 13 μm é considerada (400 maiores ou iguais a 24 μm). Na Figura A.5, a taxa de nucleação para uma temperatura de -5°C é representada em função da concentração de gotículas por faixa de tamanho (menores ou iguais a 13 μm ou maiores ou iguais a 24 μm).

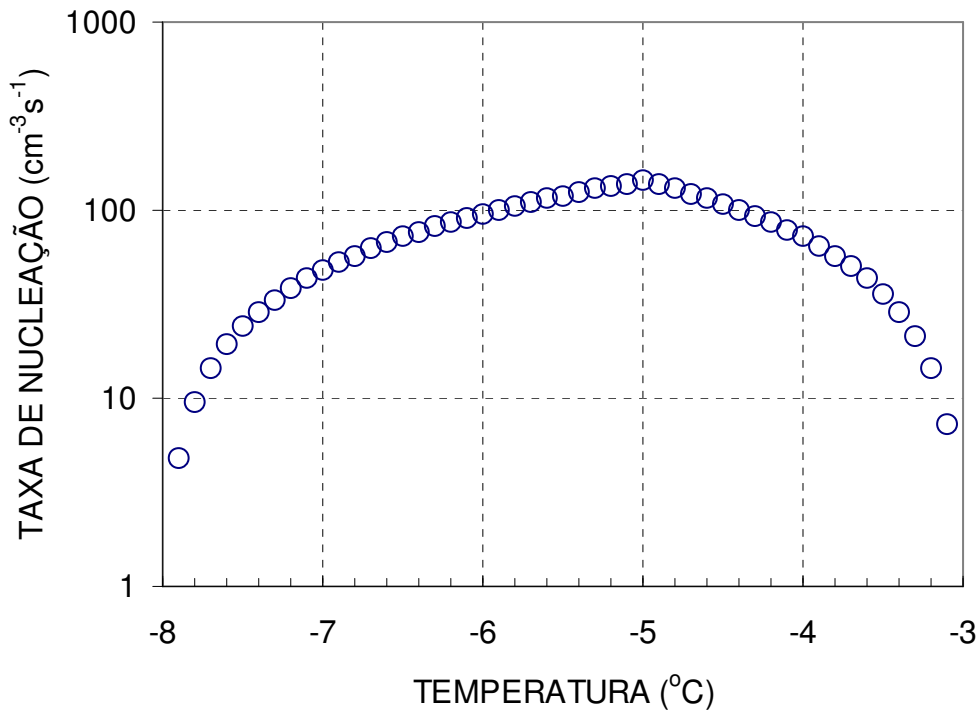


Figura A.4 Número de cristais de gelo em função da temperatura produzidos pelo mecanismo Hallett-Mossop. Curva construída com base na parametrização em uso no modelo RAMS para uma concentração total de gotículas de 2000 cm⁻³, divididas em 1600 cm⁻³ menores ou iguais a 13 μm e 400 cm⁻³ maiores ou iguais a 24 μm.

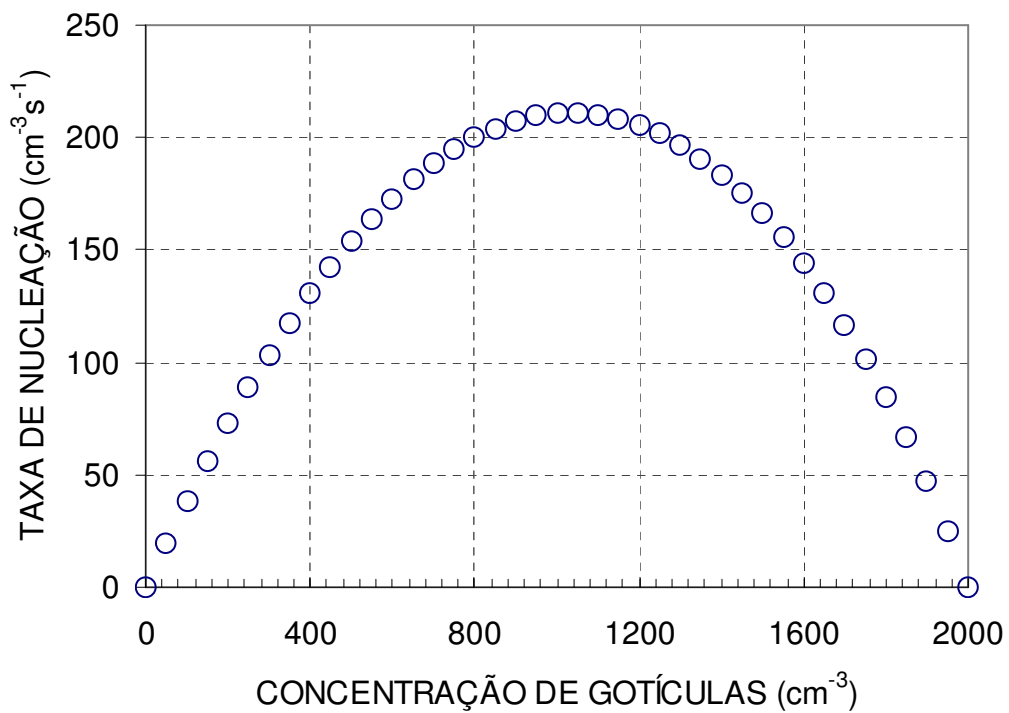


Figura A.5 Número de cristais de gelo em função da concentração de gotículas produzidos pelo mecanismo Hallett-Mossop. Foi assumida uma concentração total de gotículas de 2000 cm^{-3} . Os valores da abscissa devem ser interpretados como a concentração de um dos intervalos, menor ou igual a $13 \mu\text{m}$ ou maior ou igual a $24 \mu\text{m}$.

A.6.3 Geometria dos cristais de gelo e seus efeitos

A forma geométrica dos cristais de gelo tem um papel importante no desenvolvimento da fase fria da nuvem. A capacitância, grandeza determinante na equação de crescimento por deposição dos cristais de gelo, é dependente da forma geométrica destes cristais. De acordo com Harrington (1995), as capacitâncias C_i , associadas a diferentes formas geométricas, são dadas pelas seguintes expressões:

$$C_i = \frac{c}{\ln(4c^2/a^2)} \quad \text{agulhas}$$

$$C_i = \frac{ce}{\ln\left(\frac{1+e}{1-e}\right)} \quad \text{colunas}$$

$$C_i = \frac{ce}{2\text{sen}^{-1}(e)} \quad \text{placas hexagonais}$$

$$C_i = \frac{c}{\pi} \quad \text{placas finas}$$

$$C_i = \frac{c}{2} \quad \text{esferas de gelo} \quad e = (1 - a^2/c^2)^{1/2}$$

Os termos c e a representam, respectivamente, a maior e a menor dimensão do cristal de gelo. Por exemplo, se considerada uma placa hexagonal suficientemente fina, $c \gg a$, de maneira que $e = 1$ e a expressão para placas hexagonais torna-se equivalente à expressão para placas finas. Neste caso foram mostradas expressões para formas de cristais que são consideradas na parametrização do modelo RAMS.

A velocidade terminal de queda dos cristais também é dependente da forma dos cristais. Segundo Zikmunda e Vali (1972) a velocidade terminal para cristais acrescidos de gotículas é em média o dobro em relação a cristais não acrescidos. Segundo os autores, a densidade tende a diminuir com o aumento no tamanho do graupel, novamente causando impacto na velocidade terminal. Além de variações na forma, diferenças na rugosidade da superfície podem causar variações na velocidade terminal dos cristais. Para levar em conta a variabilidade dos cristais de gelo em diferentes condições do ambiente, a formulação do modelo RAMS permite que cristais de gelo e neve sofram variações. O tipo de cristal é identificado a partir das condições de temperatura e

umidade encontrada em cada ponto de grade. A identificação é feita com base em uma tabela pré-calculada onde o tipo de cristal é especificado em função das condições de temperatura e supersaturação em relação ao gelo. A geometria dos cristais baseia-se no diagrama proposto por Fletcher (1962) e podem ser observados na Tabela A.1.

Tabela A.1 Relação das formas dos cristais de gelo com a temperatura e a umidade no RAMS

S_i (%) T(°C)	0 ↔ -4	-5 ↔ -6	-7 ↔ -9	-10 ↔ -18	-19 ↔ -30	≤-31
0,1 – 8,0%	Cl	Cl	Cl	HPI	Cl	Cl
8,0 – 9,0%	Cl	Ndl	Cl	HPI	Cl	Cl
> 9,0%	HP	Ndl	Ndl	Den	Ndl	Ros

Cl colunas, Hp placas hexagonais, Ndl agulhas, Den dendritos, Ros rosetas.

A maior parte dos experimentos a temperaturas entre 0 e -20°C confirmam as formas geométricas básicas dos cristais de gelo, com uma dependência primária na temperatura e secundária na supersaturação. Por exemplo, placas se formam com a temperatura variando no intervalo de 0 a -4°C , colunas de -4 a -8°C , passando a placas novamente de -8 a -20°C , finalmente retornando a colunas para temperaturas abaixo de -40°C . Entretanto pode-se esperar algumas variações entre diferentes medidas. Por exemplo, com base em resultados experimentais, Bailey e Hallett (2004) observaram que próximo ao valor de saturação em relação à água líquida as formas mudam de placas (0 a -4°C) para colunas e agulhas (-4 a -8°C), para placas e estrelas (-12 a -18°C) e para placas e policristais na forma de placas (-18 a -40°C). Para temperaturas mais baixas as formas são dominadas por policristais com a complexidade das formas fortemente dependente da supersaturação, mas com uma forte tendência à forma colunar. Observou-se ainda que para temperaturas abaixo dos -40°C a complexidade do comportamento dos cristais aumenta dependendo não apenas da temperatura e da supersaturação em relação ao gelo mas também da difusividade do vapor d'água e dos processos iniciais de nucleação. A Figura A.3, com base em experimentos de laboratório e, portanto, completamente independente da modelagem em discussão neste trabalho, é uma boa ilustração do comportamento dos cristais de gelo descrito pelo modelo RAMS e reforça a importância que esta parametrização pode ter nos resultados das simulações.

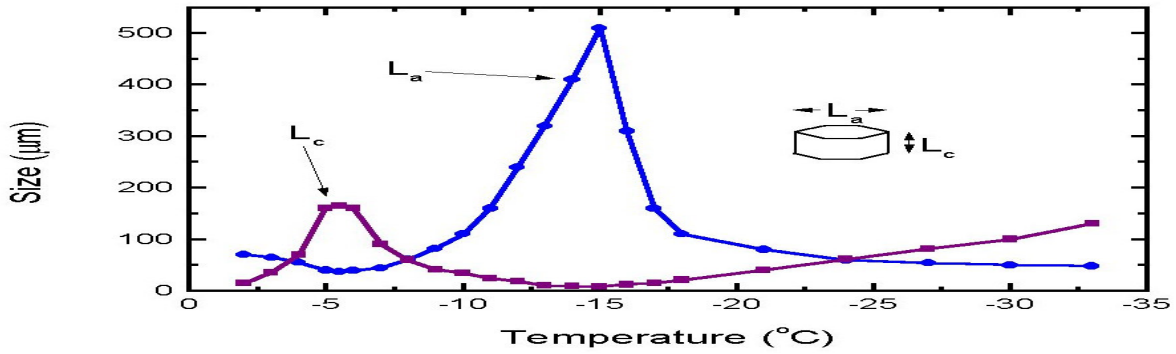


Figura A.3 Imagem comparando os os comprimentos longitudinal e transversal de um cristal de gelo em crescimento a diferentes temperaturas. Cortesia de Kenneth G. Libbrecht, <http://www.its.caltech.edu/~atomic/>

A.7 Conservação da água

A variação temporal da quantidade de água é descrita pela equação da continuidade, através da razão de mistura de cada categoria presente, com exceção do vapor e das gotículas de nuvem. Para uma dada categoria r_i , a equação assume a forma

$$\frac{\partial r_i}{\partial t} = adv(r_i) + turb(r_i) + source(r_i) + sedi(r_i). \quad (A.16)$$

Os termos na equação representam o transporte advectivo e turbulento, as fontes e sumidouros devido à conversão de uma categoria para outra e as perdas e ganhos devido à ação da gravidade. A equação (A.16) é utilizada para o prognóstico da razão de mistura de cada categoria para cada célula da grade do modelo, exceto para vapor e água de nuvem. O termo r_i também se aplica à água total. Dessa forma, são prognosticadas as razões de mistura para a quantidade total de água, água na forma de chuva, cristais de gelo, neve, agregados e granizos. A diferença entre a água total e a que está nas demais categorias define a quantidade de água que está na forma de vapor e água de nuvem. O particionamento entre o que é vapor e o que é água de nuvem é feito após o cálculo da razão de mistura de água de nuvem que compreende todo o excesso de vapor em relação a saturação.

A.8 Sedimentação

A velocidade de queda dos hidrometeoros em relação ao ar é ponderada pela massa dos cristais de gelo, de acordo com a seguinte equação:

$$v_t = \alpha_{vt} D^{\beta_{vt}} \frac{\Gamma(\nu + \beta_{vt})}{\Gamma(\nu)} \quad (A.17)$$

onde D é o diâmetro do hidrometeoro e α_{vt} e β_{vt} são constantes para um dado tipo de hidrometeoro. $\Gamma(v)$ é a função gama do parâmetro de forma v da distribuição, conforme discutido no tópico A.4. A variação na razão de mistura e na concentração de hidrometeoros devido à sedimentação é calculada no termo $sedi(r_i)$ na equação A.16, após o cálculo dos demais termos. Os valores das constantes α_{vt} e β_{vt} estão listados na Tabela A.2:

Tabela A.2 Constantes de ponderação para o cálculo das velocidades terminais dos hidrometeoros.

	nuvem	chuva	gelo		neve		agregado	graupel	granizo
α_{vt}	3173	149	$5,78 \times 10^5$	Cl	188	3,08	93	161	
			316	Hp	4,84				
			316	Den	4,84				
			$5,78 \times 10^5$	Ndl	188				
			$3,19 \times 10^4$	Ros	1348				
β_{vt}	2	0,5	1,88	Cl	0,93	0,2	0,5	0,5	
			1,01	Hp	0,25				
			1,01	Den	0,25				
			1,88	Ndl	0,93				
			1,66	Ros	1,24				

A.9 Interação entre categorias de água

A.9.1 Troca e armazenamento de calor nos hidrometeoros

A temperatura de um hidrometeoro pode diferir substancialmente daquela do ar a sua volta. Tanto a liberação/absorção de calor latente durante a mudança de fase quanto à troca de calor sensível durante as colisões entre os hidrometeoros podem ser responsáveis por esta diferença. A temperatura por sua vez controla as taxas de difusão de calor e vapor e a quantidade de calor sensível envolvida durante a coalescência de hidrometeoros. A troca de calor nos hidrometeoros é descrita através da expressão que mede a variação temporal da quantidade de calor, dada por:

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{\partial Q}{\partial t_{vd}} + \frac{\partial Q}{\partial t_{hd}} + \frac{\partial Q}{\partial t_{conv}} \quad (A.18)$$

Os termos à direita representam fontes ou sumidouros de calor associados à difusão de vapor, difusão de calor e transferência de calor sensível na conversão de massa entre categorias. Quando ocorre mudança de categoria, tanto a massa quanto a energia envolvida são subtraídas da antiga categoria e adicionadas à nova categoria. Os processos de difusão de vapor e calor tratados no RAMS seguem soluções numéricas das equações que descrevem os processos, podendo ser

encontradas em Pruppacher e Klett (1978). O tratamento numérico não será discutido neste texto, mas pode ser encontrado em Walko et al. (1995).

A.9.2 Colisão e coalescência

A diferença de velocidade entre hidrometeoros faz com que a colisão entre eles seja possível e por conseqüência podem coalescer. No modelo RAMS este processo de troca entre as categorias é baseado no trabalho de Verlinde et al. (1990) que mostra ser possível obter soluções da equação estocástica de coleção, desde que a eficiência de coleção seja assumida constante. Walko et al. (1995) descreve a implementação deste processo no modelo RAMS. Basicamente a parametrização assume que a água é categorizada em espécies que podem interagir entre si por colisão e coalescência e que sejam representadas por funções contínuas do tipo gama ou lognormal. A aproximação proposta para o tratamento do problema assume ainda que apenas variáveis integradas da distribuição como o conteúdo de água ou a concentração sejam importantes para a evolução do processo de precipitação. Nesse sentido, na formulação do modelo RAMS, a taxa de variação na razão de mistura de uma espécie y devido à colisão com a espécie x é determinada pela equação estocástica de coleção, dada por:

$$\frac{dr_x}{dt} = \frac{N_x N_y \pi F \rho}{4 \rho_a} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} m(D_x)(D_x + D_y)^2 |v_x(D_x) - v_y(D_y)| n_x(D_x) n_y(D_y) E(x, y) dD_x dD_y. \quad (\text{A.19})$$

$E(x, y)$ é a eficiência na qual a espécie x é coletada pela espécie y , $m(D)$ e $v(D)$ são respectivamente a massa e a velocidade terminal dos hidrometeoros com diâmetro D , ρ_a é a densidade do ar e $n(D)$ segue a definição dada na equação 3.1. Na Fig. A.5 é mostrado

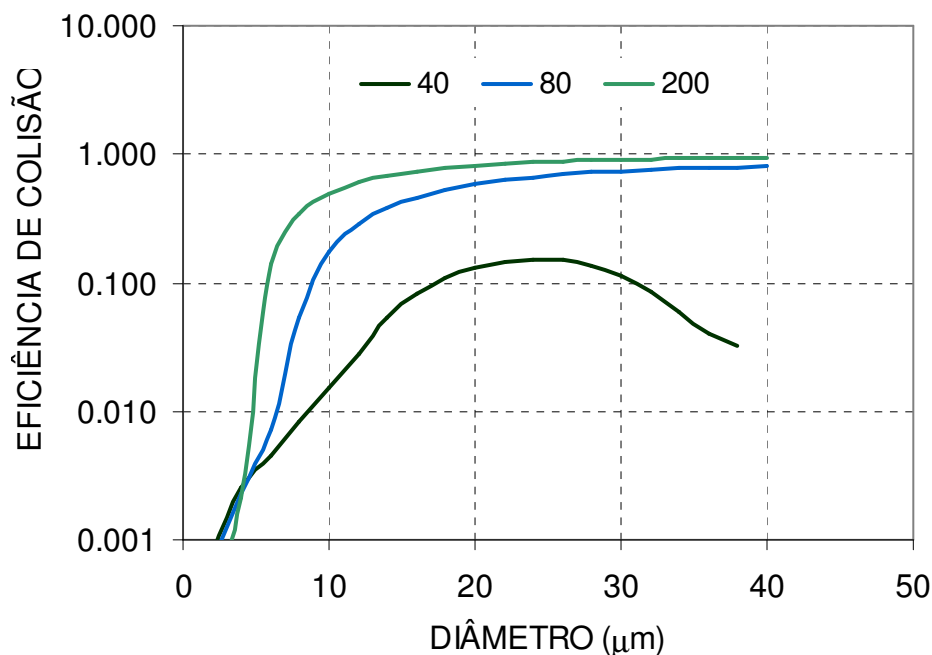


Figura A.5 Eficiência de colisão em função dos diâmetros das gotículas de nuvem para gotas coletoras de 40 μm 80 μm e 200 μm de diâmetro, baseado em Pinsky e Khain (2001).

Incluindo a parametrização originalmente proposta e sua aplicação no modelo RAMS, algumas considerações foram feitas: a) A eficiência de coleção $E(x,y)$ foi assumida como sendo independente do diâmetro, reduzindo consideravelmente o custo computacional envolvido no cálculo da equação 3.16. A aproximação não é razoável para interação de gotículas de nuvem entre si, pois apresentam grande variação de $E(x,y)$ ao longo do espectro. Por isso esta parametrização não é aplicada às gotículas de nuvem e o tratamento dado a esta categoria em específico está discutido abaixo; b) Com base no trabalho de Wisner et al. (1972), foi assumido que as velocidades terminais podem ser assumidas em função do diâmetro característico D_n no lugar do diâmetro de cada hidrometeoro individual. Isso faz com que o módulo da diferença nas velocidades terminais seja um fator constante na integração de A.19, c) O fator F_p é a raiz quadrada do inverso da densidade do ar (não incluído na formulação original de Verlinde et al., 1990) e foi adotado por Walko et al. (1995) para incluir os efeitos da densidade na velocidade terminal dos hidrometeoros (em ar mais rarefeito os hidrometeoros caem com maior velocidade); d) A integral da equação A.19, excluindo o valor de $E(x,y)$, é pré-calculada e tabelada em função dos diâmetros característicos (em espaçamentos logarítmicos) e do tipo de categoria. Durante a simulação, para qualquer par (x,y) em interação, o valor relativo à integral contida em A.19 é interpolado a partir da tabela e usado no cálculo da variação da razão de mistura, Δr . Esta descrição é aplicável quando a

interação envolve fases idênticas, líquido-líquido ou gelo-gelo, e a variação calculada Δr é destinada a uma única categoria, pré-determinada em função unicamente do par (x,y) que está interagindo.

A tabela A.2 indica as possibilidades de interação entre categorias e a correspondente categoria de destino.

Quando a interação ocorre entre diferentes fases (exceto a interação entre cristais de gelo e gotículas de nuvem que não é considerada), Δr é dividido em duas partes, uma das quais representa a parte de gelo coletada pela parte líquida e a outra corresponde à parte líquida que é coletada pelo gelo. Neste caso, a categoria de destino será definida em função da troca de energia envolvida e o equilíbrio térmico estabelecido, diferentemente do que ocorre quando fases idênticas interagem entre si.

Tabela A.2 Classe de destino para a colisão entre categorias.

	nuvem	chuva	gelo	neve	agregado	graupel	granizo
nuvem							
chuva	chuva	chuva	<u>variável</u>	<u>variável</u>	<u>variável</u>	<u>variável</u>	<u>variável</u>
gelo	<u>variável</u>	<u>variável</u>	agregado	agregado	agregado	graupel	granizo
neve	<u>variável</u>	<u>variável</u>	agregado	agregado	agregado	graupel	granizo
agregado	<u>variável</u>	<u>variável</u>	agregado	agregado	agregado	graupel	granizo
graupel	<u>variável</u>	<u>variável</u>	graupel	graupel	graupel	graupel	granizo
granizo	<u>variável</u>	<u>variável</u>	granizo	granizo	granizo	granizo	granizo

A.9.3 Conversão entre gelo primário e neve

Evidências observacionais mostram que cristais de gelo geralmente seguem um padrão bi-modal de distribuição com alta concentração de cristais menores e menor concentração de cristais mais massivos e maiores. Heymsfield (1975), por exemplo, encontra evidências da bi-modalidade em nuvens cirrus. Outro aspecto observacional relevante diz respeito à não ocorrência de riming em pequenos cristais de gelo, como mostra Schlamp and Pruppacher (1977). Com base nessas informações, Harrington (1995) desenvolveu uma parametrização que divide os cristais de gelo em duas categorias: cristais de gelo primário e cristais de neve. Ao longo do tempo o crescimento dos cristais primários por deposição leva à necessidade de transferência dessa categoria para a categoria de neve. Transferência em sentido contrário também ocorre quando cristais de neve estão evaporando. Com base em medidas de campo, Harrington (1995) define um limar de 125 μm para a transferência entre as duas categorias. Como as categorias são representadas por funções gama

(significa que pode haver hidrometeoros de todos os diâmetros), à parte de cada categoria que se encontra além desse limiar é que estará sendo convertida (os menores cristais de neve e os maiores cristais de gelo). Portanto, gelo primário e neve definem uma distribuição bi-modal, tal como se observa na natureza, mas cada um descrito pela sua própria função de distribuição gama.

Quando a atmosfera está supersaturada em relação ao gelo, a taxa de transferência de massa e número de cristais de gelo para a categoria de neve é determinada pelas seguintes relações:

$$\frac{dr_p}{dt} = \frac{\Phi}{\rho_a} [\alpha_m D_b^2 n_p(D_b) + T_p (\nu + 1, D_b / D_n)] \quad (\text{A.20})$$

$$\frac{dN_p}{dt} = \Phi D_b^{2-\beta_m} n_p(D_b) \quad (\text{A.21})$$

com Φ sendo dado por

$$\Phi = \frac{4\pi\chi}{\alpha_m \beta_m} (S_i - 1) G_i(T, P) \bar{j}_{vl} \quad (\text{A.22})$$

Os termos G_i , S_i e j_{vl} são parte da equação de crescimento do cristal de gelo. As equações anteriores requerem o cálculo da função gama incompleta para todo passo de tempo, algo que é computacionalmente pouco eficiente. Uma vez que ν e D_b são constantes durante a simulação, uma tabela unidimensional é construída para a função gama incompleta dada por:

$$\Gamma(D_n) = \Gamma\left(\nu + 1, \frac{D_b}{D_n}\right) \quad (\text{A.23})$$

No caso em que a atmosfera está sub-saturada em relação ao gelo, ocorre evaporação da neve e a taxa de transferência de massa e número de cristais de neve para a categoria de cristais de gelo é determinada pelas seguintes relações:

$$\frac{dr_s}{dt} = -\frac{\Phi}{\rho_a} \alpha_m D_b^2 n_s(D_b) \quad (\text{A.24})$$

$$\frac{dN_s}{dt} = -\Phi D_b^{2-\beta_m} n_s(D_b) \quad (\text{A.25})$$

A.9.4 Conversão de gotícula de nuvem para chuva

O processo de colisão e coalescência entre gotículas de nuvem não é representado diretamente pela solução da equação estocástica de crescimento devido à grande distância que separa gotículas de nuvem de gotas de chuva e à grande variação para $E(x,y)$ no domínio de tamanho das gotículas. No modelo RAMS a formação de chuva a partir da interação de gotículas de

nuvem entre si segue a parametrização proposta por Berry and Reinhardt (1974). Nesta parametrização, a distribuição de gotículas é discretizada em uma parte precipitante e outra não precipitante, separadas por um diâmetro de corte de 82 μm . A equação estocástica é resolvida analiticamente e equações para a tendência na massa e no número de gotas de chuva são determinadas por:

$$\frac{dr_r}{dt} = \frac{\rho_w}{\rho} \frac{L}{\tau} \quad (\text{A.26})$$

$$\frac{dN_r}{dt} = 3.5 \times 10^6 \frac{L}{\tau} \quad (\text{A.27})$$

onde ρ_w é a densidade da água, ρ_a é a densidade do ar e os termos L e τ são escalas características para o conteúdo de água líquida e para o tempo, dados por:

$$L = 2.7 \times 10^{-2} r_c (6.25 \times 10^{18} D_m^4 (1 + \nu)^{-0.5} - 0.4) \quad (\text{A.28})$$

$$\tau = 3.7 / (\rho r_c (0.5 \times 10^{-6} D_m (1 + \nu)^{-0.5} - 0.75)) \quad (\text{A.29})$$