

Universidade Estadual de Maringá  
Centro de Ciências Exatas  
Departamento de Física  
Relatório técnico

Atividade experimental: Câmara de nuvens de Wilson

Beatriz de Castro Bittencourt ra: 118013  
Caroline Crivilin Carvalho ra: 90021  
Enzo Caliali ra: 117180  
Luiz Felipe Locatelli Giroldo ra: 117457  
Vitor Hugo Ferrari Ribeiro ra: 112481

MARINGÁ  
2024

# Conteúdo

<b>Resumo</b>	<b>2</b>
<b>Introdução</b>	<b>4</b>
<b>1 Fundamentação teórica</b>	<b>6</b>
1.1 Câmara de núvens	6
1.2 Câmara de núvens por diusão	9
1.3 Física nuclear e radiações ionizantes	13
1.3.1 Radiação	13
1.3.2 Radioatividade	14
1.3.3 Algumas unidades de medida	15
<b>2 Metodologia</b>	<b>17</b>
2.1 Materiais utilizados	17
2.1.1 Métodos	17
<b>3 Resultados e discussões</b>	<b>19</b>
<b>4 Conclusão</b>	<b>22</b>
<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>23</b>

# Resumo

O presente relatório tem por objetivo verificar experimentalmente a radiação de fundo e identificar o decaimento radioativo de partículas ionizantes de uma fonte radioativa de Chumbo-210, utilizando a câmara de nuvens de Wilson. O estudo das radiações foi iniciado por Wilhelm Rontgen em 1895 com a identificação dos Raios X e a câmara desenvolvida por C. T. R. Wilson no século XIX foi fundamental para seu desenvolvimento, possibilitando a visualização dos caminhos percorridos por diferentes radiações ionizantes, apoiando inúmeras teorias. Na prática realizada, utilizou-se um programa para contagem dos traços filmados por 2 minutos, obtendo-se 17.870 traços para a fonte radioativa, resultando em uma atividade de 148,92 Bq e 277 contagens para a radiação cósmica, com uma atividade aferida de 2,31 Bq. Pontuou-se alguns fatores para as divergências encontradas nos valores quando comparados ao esperado, porém, considera-se que o aparato se provou eficaz para a observação do comportamento das partículas, sendo o experimento satisfatório em atingir os objetivos, demonstrando ainda a contínua exposição aos raios cósmicos no planeta, fato de grande valia e relevância científica.

# Introdução

O estudo das radiações ionizantes foi iniciado por Wilhelm Röntgen com a descoberta dos raios X em 1895. Através da formulação teórica aliada à comprovação experimental, inúmeros pesquisadores colaboraram para o desenvolvimento desta nova área da física, cujos avanços alteraram o curso da história humana com teorias e aplicações revolucionárias. C. T. R. Wilson, no final do século XIX, visando compreender fenômenos meteorológicos, criou a Câmara de Nuvens, equipamento que reproduz uma atmosfera supersaturada e funciona a partir de princípios termodinâmicos.

Os primeiros modelos da Câmara de Nuvens criavam uma atmosfera supersaturada através de expansão extremamente rápida, de forma que o volume interno expandia sem haver troca de calor com o meio externo. Tal atmosfera permitia visualizar a formação de nuvens e névoa dentro do aparato. Durante experimentações, Wilson percebeu que, na ausência de poeira, poucas gotas se formavam para determinadas expansões. Porém, caso a câmara fosse bombardeada pelos recém-descobertos raios X, as gotas davam lugar a uma densa névoa. A explicação para este fenômeno foi fornecida por Rutherford, que demonstrou que as radiações ionizantes são capazes de ionizar o ar ao seu redor. Dessa forma, os íons criados tinham função de núcleos de condensação, assim como as partículas de poeira, gerando nuvens dentro do equipamento. O principal atributo deste fenômeno é a visualização dos caminhos percorridos por diferentes radiações ionizantes, como os raios X,  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  e radiações cósmicas.

Em meio a inúmeros equipamentos desenvolvidos no estudo de radiações ionizantes para auxiliar na comprovação experimental de conhecimento teórico, a Câmara de Nuvens mostrou-se essencial nesta tarefa para variadas teorias. Em um manuscrito em apoio à indicação de Wilson ao Prêmio Nobel de Física, Ernest Rutherford (1927) escreveu:

Ninguém negará o interesse e a importância extraordinários deste método que mostrou pela primeira vez em detalhes tão minuciosos os efeitos da passagem de radiações ionizantes por um gás... Sou pessoalmente da opinião que as pesquisas do Sr. Wilson nesta área representam um dos avanços mais surpreendentes e relevantes na física atômica nos últimos vinte anos...

Pelo desenvolvimento da Câmara de Nuvens e seu grande avanço permitindo a visualização do invisível, C. T. R. Wilson compartilhou o Prêmio Nobel de Física de 1927 com A. H. Compton, que descobriu o efeito que leva seu nome.

Um detalhe um tanto inconveniente da Câmara de Nuvens era o fato da visualização dos caminhos das radiações ionizantes não ser contínua, devido ao funcionamento por ciclos de

expansão adiabática. A. S. Langsdorf Jr., em 1939, inspirado pela Câmara de Nuvens de Wilson, desenvolveu a Câmara de Nuvens por Difusão, modelo que mantém a condição de supersaturação através da difusão do vapor quente para uma porção refrigerada. Tal mecanismo torna possível a visualização contínua dos traços gerados pela passagem de radiações ionizantes, garantindo também maior estabilidade e praticidade quando comparado ao modelo original da Câmara de Nuvens. Apesar de ter sofrido diversas alterações no decorrer das décadas, o princípio de funcionamento desenvolvido por Langsdorf ainda é utilizado nas Câmaras de Nuvens modernas, incluindo o modelo usado neste experimento.

# Capítulo 1

## Fundamentação teórica

### 1.1 Câmara de núvens

O primeiro modelo, desenvolvido por Charles Thomson Rees Wilson, foi desenvolvido entre 1894 e 1911. Neste modelo, era utilizado ar saturado com vapor d'água e um sistema de expansão do ar para causar o resfriamento da câmara e formar a névoa, por isso este modelo é denominado Câmara de Nuvem de Expansão. Posteriormente foi desenvolvido o modelo de Câmara de Nuvem de Difusão, em 1936, por Alexander Langsdorf, no qual era possível ver o efeito na neblina por mais tempo.

Para o funcionamento correto da câmara, é necessário obter um ambiente supersaturado de vapor (de álcool ou água), em uma situação instável na qual o vapor está prestes a condensar. Em uma câmara de difusão, esta condição é obtida a partir do resfriamento do vapor de álcool isopropílico, proveniente do topo da câmara, próximo da base metálica resfriada.

A Câmara de Nuvens de Wilson, em sua concepção inicial, induz o estado de supersaturação mediante uma expansão veloz do ar contido no interior do dispositivo. Quando uma massa de ar saturada com vapor d'água é elevada por correntes de convecção, ocorre expansão adiabática e a queda de temperatura. O excesso de vapor d'água se condensa em gotículas líquidas, formando nuvens ou névoa.

A Câmara de Nuvens de Wilson opera com um princípio similar, onde um volume específico de gás não condensável saturado com vapor (ou uma mistura de vapores) é abruptamente

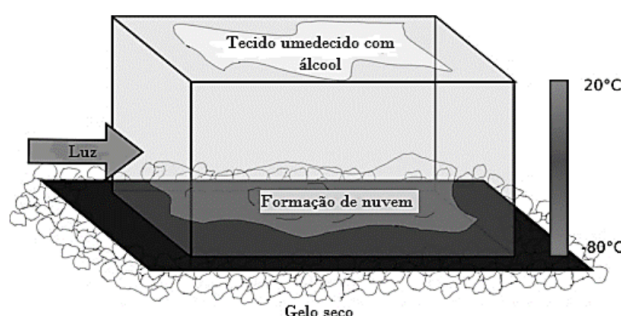


Figura 1.1: Representação Esquemática da Câmara de Nuvens de Wilson

expandido. Isso resulta em supersaturação, pois o gás, agora em uma temperatura mais baixa, contém mais vapor do que o estado saturado permite. O vapor excedente se condensa em íons, tornando visível o caminho da partícula carregada.

A condensação em íons requer um estado prévio de supersaturação, definido como a razão da densidade de vapor em um momento dado pela densidade de saturação na mesma temperatura. A quantidade de supersaturação em uma câmara de nuvens, resultado da expansão, depende de fatores como a natureza do gás não condensável, vapor utilizado, pressão inicial, temperatura da mistura gasosa e razão de expansão. Se uma mistura de dois líquidos é usada, a supersaturação varia com a composição da mistura. Considerar esses fatores é crucial antes de discutir a supersaturação crítica, que afeta a eficiência da câmara de nuvens.

Em termos simples, consideramos inicialmente uma câmara de nuvens com um gás não condensável a uma pressão  $P$  e um vapor a uma pressão  $P_1$  em um volume  $V_1$  a uma temperatura  $\theta_1$  antes da expansão, logo, temos:

$$P_1 V_1 = \left( \frac{M_1}{M} \right) R \theta_1 \quad (1.1)$$

Em que  $M_1$  é a massa total de vapor presente no volume  $V_1$  e  $M$  é o peso molecular do vapor. Agora, suponha que ocorra uma expansão súbita, alterando o volume do gás de  $V_1$  para  $V_2$ . Devido à expansão, a temperatura da mistura gasosa diminui de  $\theta_1$  para  $\theta_2'$ , em que  $\theta_2'$  é determinado pela relação adiabática:

$$\frac{\theta_1}{\theta_2'} = \left( \frac{V_2}{V_1} \right)^{\gamma-1} \quad (1.2)$$

Em que  $\gamma$  é a razão dos calores específicos da mistura gasosa presente na câmara. Imediatamente após a expansão, mas antes da condensação, a massa original de vapor  $M_1$  é distribuída pelo volume  $V_2$ . A pressão  $P_2'$  é então dada por:

$$P_2' V_2 = \left( \frac{M_1}{M} \right) R \theta_2' \quad (1.3)$$

Contudo, trata-se de um estado instável, uma vez que, a uma temperatura inferior  $\theta_2'$ , a capacidade de manter vapor em suspensão é inferior àquela na temperatura mais elevada  $\theta_1$ . Dessa forma, ocorre a condensação, resultando na redução da massa de  $M_1$  para  $M_2$ .

Após a condensação do excesso de vapor, o equilíbrio é restabelecido e a pressão de vapor diminui para a pressão de saturação  $P_2$  à temperatura mais baixa  $\theta_2$ . A temperatura de equilíbrio  $\theta_2$ , após a expansão e condensação, é ligeiramente superior a  $\theta_2'$ , a temperatura imediatamente após a expansão, devido à liberação de calor durante a condensação do vapor.

Para o vapor a uma temperatura inferior  $\theta_2$ , observamos que:

$$P_2 V_2 = \left( \frac{M_2}{M} \right) R \theta_2 \quad (1.4)$$

Em que  $M_2$  é a massa de vapor presente no volume  $V_2$  após a condensação.

A densidade do vapor  $\rho_2'$ , imediatamente após a expansão e antes da condensação, quando a massa original de vapor  $M_1$ , ainda está distribuída pelo volume  $V_2$ , é expressa por:

$$\rho_2 = \frac{M_1}{V_2} \quad (1.5)$$

Além disso, a massa de vapor por unidade de volume após a condensação é representada por  $\rho_2 = M_2/V_2$ . A supersaturação gerada pela expansão corresponde à razão entre a densidade de vapor imediatamente após a expansão, antes da condensação, e a densidade de saturação na temperatura mais baixa  $\theta_2$ . Logo, a supersaturação resultante da expansão é definida por:

$$S = \frac{\rho_2}{\rho_2} = \frac{M_1}{M_2} = \frac{P_1 V_1 \theta_2}{P_2 V_2 \theta_1} \quad (1.6)$$

Também a partir das Equações (1.3) e (1.4), temos:

$$S = \frac{(P_2'/\theta_2')}{(P_2/\theta_2)} \quad (1.7)$$

Se a pequena diferença entre  $\theta_2$  e  $\theta_2'$  for negligenciada, e colocarmos  $\theta_2 = \theta_2'$ ,  $\theta_2/\theta_1$  pode ser eliminado das Equações (1.6) com o auxílio da Equação (1.2), resultando em:

$$S = \frac{P_1}{P_2} \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^\gamma = \frac{P_1}{P_2} \left( \frac{1}{1 + \epsilon} \right)^\gamma \quad (1.8)$$

Em que  $1 + \epsilon$  é a razão de expansão;  $P_1$  e  $P_2$  são as pressões de saturação nas temperaturas inicial e final; e  $\gamma$  é a razão dos calores específicos da complexa mistura gasosa presente dentro da câmara.

Devido à pequena diferença entre  $\theta_2$  e  $\theta_2'$ , a quantidade de supersaturação, conforme indicada pela equação (1.8), é ligeiramente menor do que a quantidade exata definida pelas Equações (1.6) e (1.7).

Nas Equações (1.2) e (1.8), refere-se à razão dos calores específicos da mistura gasosa presente na câmara de Wilson. Se  $P_1$  e  $P_2$  forem as pressões parciais do gás e o vapor correspondente for  $\gamma_v$ , a equação para a mistura composta é dada pela equação de Richarz (1906):

$$\frac{1}{\gamma - 1} = \frac{1}{\gamma_2 - 1} \frac{P_2}{\pi} + \frac{1}{\gamma_v - 1} \frac{P_v}{\pi} \quad (1.9)$$

Em que  $\pi$  é a pressão total, igual a  $P_1 + P_2$ .  $\gamma_g$  é o  $\gamma$  correspondente à porção gasosa e  $\gamma_v$  corresponde a parcela de vapor. Como consequência da dependência das respectivas razões de calores específicos de cada substância, os valores de  $\gamma$  e, consequentemente de  $S$  variam conforme os gases e proporções utilizados na atmosfera no interior da câmara. Quando mais de um vapor é usado junto com um gás não condensável, temos:

$$\frac{1}{\gamma - 1} = \frac{1}{\gamma_g - 1} \frac{P_g}{\pi} + \frac{1}{\gamma'_v - 1} \frac{P'_v}{\pi} + \frac{1}{\gamma''_v - 1} \frac{P''_v}{\pi} \quad (1.10)$$

A Equação (1.9) mostra como a razão  $\gamma$  para a mistura gasosa muda com  $P_1$ ,  $P_2$ ,  $\gamma_1$ , e  $\gamma_2$ . Uma



vez que esses valores dependem da temperatura inicial, a pressão e natureza do gás e do vapor, a razão  $\gamma$  da mistura gasosa, e, conseqüentemente, a supersaturação produzida como resultado de uma expansão fixa, variam com esses fatores.

Gás	Vapor	$\gamma$	$\theta_2$	$P_2$ em mmHg	$S$
A	$H_2O$	1,66	252,8	0,77	15,6
Ar	$H_2O$	1,40	267,2	2,97	4,2
$CO_2$	$H_2O$	1,31	273,4	4,68	2,8
Ar	$H_2O$	1.37	269,8	9,45	3,41

Tabela 1.1: A natureza do gás e a supersaturação gerada

Um ponto interessante é que isso decorre do fato de que o trabalho realizado pela mistura de gás e do vapor ao se expandir adiabaticamente é dado por  $R(\theta_1 - \theta_2)/(1 - \gamma)$ , em que  $\theta_1$  e  $\theta_2$  são as temperaturas inicial e final, respectivamente. Quando os vapores e o gás são considerados separadamente, o trabalho realizado será dado por:

$$\frac{R(\theta_1 - \theta'_2)P_g}{(1 - \gamma_g)\pi} + \frac{R(\theta_1 - \theta'_2)P'_v}{(1 - \gamma'_v)\pi} + \dots \quad (1.11)$$

de onde resulta a equação (1.10).

Com base na equação (9), a condição de supersaturação é influenciada pelo decréscimo da pressão total no aparato. À medida que  $\pi$  diminui, o valor de  $\gamma$  diminui devido ao aumento nas razões  $P_2/\pi$  e  $P_v/\pi$ . Conseqüentemente, a saturação, conforme expressa em (1.8), é reduzida com a diminuição da pressão total dentro da câmara.

Com essas relações e dependências (GUPTA; GHOSH, 1946), é possível inferir que uma atmosfera composta por um gás com um elevado  $\gamma_g$ , em comparação com o sistema, facilita a experimentação, uma vez que menores pressões totais são necessárias. Isso ocorre devido ao fato de que  $P_g \gg P_v$ , resultando em uma variação mínima na razão  $P_g/P_t$  com mudanças na pressão total do sistema.

Essa estabilidade na razão permite que o valor de  $\gamma$  do sistema permaneça elevado, mesmo com a diminuição da pressão. Portanto, é recomendável optar por um gás com um  $\gamma_g$  elevado. A escolha apropriada da fase gasosa possibilita a realização do experimento a uma pressão mais baixa, mantendo constante a razão de expansão. Uma pressão interna inferior implica em uma atmosfera mais densa, facilitando a visualização dos traços e simplificando a execução do experimento.

## 1.2 Câmara de núvens por diusão

A Câmara de Nuvens por Difusão foi concebida para simplificar as experimentações, proporcionando uma condição contínua de estado supersaturado. Para manter essa condição, Langsdorf assegura a permanência da supersaturação ao promover uma difusão constante de vapor quente, que se desloca através de um gás não condensável em direção a uma região refrigerada.

Para facilitar os cálculos, algumas considerações sobre as características do sistema e equações são necessárias. Primeiramente, é preciso desconsiderar as interações da atmosfera interna com as paredes laterais do equipamento, permitindo a aplicação de equações unidimensionais para os cálculos de difusão e transferência de calor.

A tabela 1.2 define alguns termos importante, como coeficientes e constantes utilizados nas equações. É relevante observar que alguns valores apresentados na tabela 1.2 dependem das características específicas do equipamento em uso e/ou da composição atmosférica adotada, tais como a altura  $h$  do equipamento, a pressão interna  $P_0$ , a massa molecular do vapor, e outros parâmetros.

Símbolo	Definição	Grandeza
$\alpha$	Coeficiente de temperatura de difusividade	—
$b$	Coeficiente de temperatura da condutividade de calor	—
$R$	Constante universal dos gases ideais	<i>cal</i>
$k_0$	Constante de difusão a 1 atm	—
$c_1$	Fluxo de vapor	<i>g/cm<sup>2</sup></i>
$c_2$	Fluxo de gás	<i>g/cm<sup>2</sup></i>
$C_p$	Calor específico de vapor	<i>cal/gK</i>
$P_0$	[Pressão interna da câmara de nuvens	<i>atm</i>
$T_0$	Temperatura da base da câmara de nuvens	<i>k</i>
$T_1$	Temperatura do topo da câmara de nuvens	<i>k</i>
$h$	Altura total do equipamento	<i>cm</i>
$M_1$	Massa molecular do vapor	<i>g</i>
$M_2$	Massa molecular do gás	<i>g</i>

Tabela 1.2: Coeficientes e constantes utilizados no desenvolvimento teórico

O funcionamento da Câmara de Nuvens por Difusão envolve um processo de condução de calor, descrito pela condutividade térmica  $K$ , aplicada a uma mistura gasosa de gás e vapor a uma temperatura  $T(x)$ . Isso resulta na expressão (1.12), em que  $K_0$  representa a condutividade térmica da mistura gasosa:

$$-K \frac{dt}{dx} \quad (1.12)$$

Com  $K = K_0(1 + bt)$  e  $t(x)$  mostrado na equação (1.13) indica a diferença de temperatura entre uma porção de altura  $x$  em relação ao solo da câmara.

$$t(x) = T(x) - T_0 \quad (1.13)$$

Além disso, a partir da entalpia  $H = C_p t$ , é possível calcular o fluxo de massa de vapor usando  $c_1 H$ . Assumindo uma variação linear da condutividade térmica e mantendo o calor específico constante, obtém-se o fluxo total de energia do sistema, conforme expresso na equação (1.14).

$$f = c_1 H - K \frac{dt}{dx} \Rightarrow c_1 C_p t - K_0(1 + bt) \frac{dt}{dx} \quad (1.14)$$

A partir da equação que descreve o fluxo total de energia, é viável estabelecer uma relação entre uma posição específica, representada por  $x$ , e a altura total da câmara. Essa relação é encontrada pela integração da equação (1.14) ao longo de todas as possíveis posições, ou seja,  $[0, h]$ , começando com  $t = 0$  no início e chegando a  $t = t_1$ . O valor de  $t_1$  representa a diferença de temperatura entre o topo e a base da câmara de nuvens. O resultado dessa integração resulta na relação expressa em (1.15), em que  $r = f/c_1 C_p t_1$  contribui para simplificar a expressão, reduzindo o número de termos envolvidos.

$$\frac{x}{h} = \frac{bt + (1 + rbt_1)\ln(1 - t/rt_1)}{bt_1 + (1 + rbt_1)\ln(1 - t/r)} \quad (1.15)$$

A partir do valor de  $r$  é possível determinar  $c_1$  a partir da equação (1.16). O fluxo total de energia do sistema,  $f$ , pode ser então calculado utilizando a definição dada para  $r$ .

$$c_1 = \frac{C_p h}{K_0} [bt_1 + (1 + rbt_1)\ln(1 - 1/r)] \quad (1.16)$$

No decorrer dos cálculos, é necessário pressupor que as equações de difusão isotérmicas do vapor podem incorporar um gradiente de temperatura em suas formulações. Com base em (Kuusinen, 1935), as equações unidimensionais para a difusão são apresentadas como (1.17), (1.18) e (1.19). Nestas equações,  $D_1 = M_1 P_1 / RT$  denota a concentração de vapor a uma determinada pressão  $P_1$ , enquanto  $D_2 = M_2 P_2 / RT$  representa a concentração de gás sob uma pressão dada por  $P_2$ .

$$c_1 = w D_1 = k \frac{\partial D_1}{\partial x} \quad (1.17)$$

$$c_2 = w D_2 = k \frac{\partial D_2}{\partial x} \quad (1.18)$$

$$w = c_1 v_1 - c_2 v_2 \quad (1.19)$$

Em que  $w$ , presente nas três equações descreve o fluxo convectivo associado à difusão. De acordo com os parâmetros fornecidos por Langsdorf, o fluxo de gás é considerado nulo. Portanto, a equação (1.19) assume uma forma mais simples, sendo expressa como (1.20), em que  $v_1 = RT/M_1 P_0$  representa o volume parcial do vapor por grama.

$$w = c_1 v_1 \quad (1.20)$$

Com base nas definições de  $D_1$  e  $D_2$  é possível escrever:

$$\frac{\partial D_1}{\partial x} = \frac{M_1}{RT} \frac{\partial P_1}{\partial x} \quad e \quad \frac{\partial D_2}{\partial x} = \frac{M_2}{RT} \frac{\partial P_2}{\partial x} \quad (1.21)$$

Com a reformulação proposta para as derivadas parciais, é viável estabelecer uma nova ex-

pressão para (1.18), demonstrado pela equação (1.22) ao considerar  $c_2 = 0$  e  $k = (k_0/P_0)(T/T_0)^{1+\alpha}$ .

$$\begin{aligned} \left(\frac{k_0}{P_0}\right) \left(\frac{T}{T_0}\right)^{1+\alpha} \frac{M_2}{RT} \frac{\partial P_2}{\partial x} &= c_1 \frac{RT}{M_1 P_0} \frac{M_2 P_2}{RT} \\ \left(\frac{t+T_0}{T_0}\right)^\alpha \frac{\partial P - 2}{\partial x} &= c_1 \frac{RT_0}{M_1 k_0} P_2 \\ \left(1 + \frac{t}{T_0}\right)^\alpha \frac{\partial P - 2}{\partial x} &= c_1 \frac{RT_0}{M_1 k_0} P_2 \end{aligned} \quad (1.22)$$

Uma abordagem para alcançar a relação de saturação do sistema envolve a substituição da variável  $x$  por  $t$ . Visto que a equação (1.14) estabelece uma relação entre ambas as variáveis, isola-se o termo  $dx$  contido nela e, em seguida, realizase a substituição em (1.22). O resultado de toda essa manipulação está expresso pela equação (1.23).

$$\begin{aligned} K_0(1+bt) \frac{dt}{dx} &= c_1 C_p t - f \\ dx &= \frac{K_0(1+bt)}{c_1 C_p - f} dt \\ \frac{dP_2}{P_2} &= \frac{c_1 RT_0}{M_1 k_0} \frac{1}{\left(1 + \frac{t}{T_0}\right)^\alpha} dx \\ \frac{dP_2}{P_2} &= \frac{c_1 RT_0 K_0(1+bt)}{M_1 K_0(1+t/T_0)^\alpha (c_1 C_p t - f)} dt \end{aligned} \quad (1.23)$$

Adiante, é preciso integrar a equação diferencial (1.23) para obter a solução para as pressões parciais do gás. O resultado da integração é mostrada na equação (1.24), os limites de integração ficaram entre  $t = 0$  e  $t = t$ , considerando  $\alpha = 1$ , o que de fato é verdadeiro para algumas misturas gasosas

$$\ln \left( \frac{P_2(t)}{P_2(0)} \right) = \frac{T_0}{T_0 + rt_1} \frac{RT_0 K_0}{M_1 k_0 C_p} [(1 + brt_1) \ln(1 - t/rt_1) - (1 - bT_0) \ln(1 + t/T_0)] \quad (1.24)$$

A partir da equação (1.24), é viável estabelecer uma relação para a saturação da atmosfera de vapor. Isso é realizado ao considerar a ligação entre as pressões parciais dos componentes da atmosfera com a pressão total dentro da câmara de nuvens, expressa por  $P_1 + P_2 = P_0$ .

Recordando que a saturação é definida como a relação entre a pressão de vapor supersaturada existente e a quantidade de vapor a uma temperatura  $T$  em condições normais. Como resultado, a saturação do sistema é expressa em (1.25), em que  $P_{1s}$  representa a pressão de saturação do vapor a uma determinada temperatura, e a relação de ligação se estende por toda a câmara, ou seja,  $P_2(0) = P_0 - P_1(0)$ .

$$S = \frac{P_1}{P_{1s}} = \frac{(P_0 - P_2)}{P_{1s}}$$

$$S = \frac{P_0 - [P_2/P_2(0)][P_0 - P_1(0)]}{P_1 s} \quad (1.25)$$

Considerando que, na parte inferior da câmara de nuvens por difusão, quase toda a massa de vapor já tenha se condensado, resultando em uma  $P_2(0)$  comparativamente pequena em relação à pressão total do sistema, podemos aproximar a expressão para a saturação, como indicado na equação (1.26). Esta expressão quantifica a condição de supersaturação em cenários afastados da base do equipamento, respeitando todas as considerações feitas durante o desenvolvimento teórico dos cálculos.

$$S = \frac{P_0(1 - P_2/P_2(0))}{P_1 s} \quad (1.26)$$

## 1.3 Física nuclear e radiações ionizantes

A Física Nuclear é o ramo da Física que estuda as propriedades, a estrutura e o comportamento dos núcleos atômicos, incluindo fenômenos como reações nucleares, decaimento radioativo e aplicações práticas em áreas como energia, medicina e datação de materiais. Para ficar mais claro, vamos definir alguns conceitos.

### 1.3.1 Radiação

- **Radiação não ionizante** - refere-se a formas de radiação que não possuem energia suficiente para remover elétrons dos átomos, ou seja, não têm capacidade de ionizar a matéria. Essa categoria de radiação inclui diversas formas de ondas eletromagnéticas, cada uma com diferentes comprimentos de onda e frequências, tais como: Ondas de Rádio, Micro-ondas, Infravermelho, Luz Visível e Ultravioleta. Embora a radiação não ionizante não tenha energia suficiente para causar ionização, ela ainda pode ter efeitos térmicos, como o aquecimento de tecidos, dependendo da intensidade e da exposição prolongada.
- **Radiação ionizante** - Refere-se a formas de radiação que possuem energia suficiente para remover elétrons de átomos, resultando na formação de íons (átomos eletricamente carregados). Essa capacidade de ionização torna a radiação ionizante mais energeticamente intensa e potencialmente mais prejudicial à matéria viva. Exemplos de radiação ionizante incluem: Raios X, Raios Gama, Partículas Alfa e Partículas Beta. A radiação ionizante tem o potencial de causar danos aos tecidos biológicos e pode levar a efeitos adversos à saúde, como mutações genéticas e riscos de câncer. Portanto, a exposição a essa forma de radiação é regulamentada e controlada em ambientes industriais, médicos e nucleares para garantir a segurança. Em medicina, por exemplo, a utilização de raios X é cuidadosamente controlada para minimizar a exposição desnecessária.

### 1.3.2 Radioatividade

- É um fenômeno tanto natural quanto artificial, pelo qual alguns elementos químicos, chamados radioativos (aqueles que apresentam uma certa instabilidade no seu núcleo), são capazes de emitir radiações, para que atinjam a estabilidade no seu núcleo. Algumas aplicações desse fenômeno podem ser vistas quando é necessário ionizar gases, produzir fluorescência e até mesmo, atravessar corpos opacos. As radiações emitidas pelas substâncias radioativas são principalmente partículas alfa, partículas beta e raios gama.

- **Decaimento radioativo** - Átomos radioativos sofrem transformações nucleares, resultando na emissão de partículas alfa (núcleos de hélio), partículas betas (elétrons ou pósitrons) e raios gama (radiação eletromagnética).

$$A(t) = A_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (1.27)$$

Em que  $A(t)$  é a atividade no tempo  $t$ ,  $A_0$  é a atividade inicial e  $\lambda$  é a constante de decaimento (taxa de decaimento).

- **Meia-vida** - Cada radioisótopo tem uma "meia-vida", que é o tempo necessário para que metade de uma amostra de átomos radioativos se desintegre. Isso varia amplamente entre diferentes elementos radioativos.

$$T_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda} \quad (1.28)$$

- **Atividade** - Refere-se à taxa de desintegração de átomos radioativos em uma amostra. É uma medida da quantidade de radiação emitida por um material radioativo em um determinado período de tempo. A unidade padrão para expressar a atividade é o becquerel ( $Bq$ ) no Sistema Internacional de Unidades, que representa uma desintegração por segundo.

$$A(t) = \frac{n}{t} \quad (1.29)$$

Na qual  $n$  representa o número de decaimentos por unidade de tempo  $t$ .

- **Quantidade de material** - Representa a quantidade de uma substância radioativa que permanece não decaída no tempo  $t$ . Essa quantidade é expressa como uma função do tempo e é governada pela lei do decaimento radioativo. A expressão matemática geral para a quantidade de material em função do tempo,  $N(t)$ , é dada pela seguinte equação:

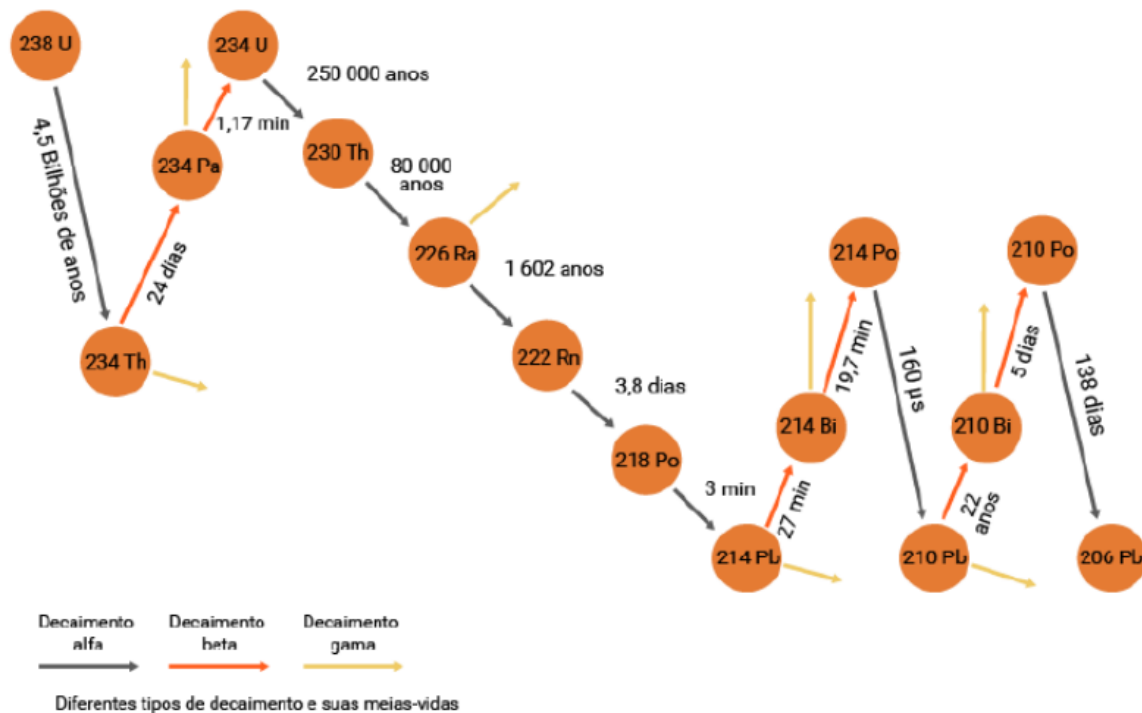
$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (1.30)$$

Em que  $N(t)$  é a quantidade de material radioativo no tempo  $t$ .  $N_0$  é a quantidade inicial de material radioativo.

Essa equação descreve como a quantidade de material radioativo diminui ao longo do tempo devido ao processo de decaimento radioativo. À medida que o tempo aumenta, a exponencial

negativa ( $e^{-\lambda t}$ ) reduz a quantidade de material remanescente. A constante de decaimento  $\lambda$  está relacionada à taxa na qual os núcleos radioativos se transformam em núcleos mais estáveis.

Tomando o elemento químico Chumbo da tabela periódica, tem-se para ele o seguinte “ciclo de vida”; Chumbo-210 decaindo em Bismuto-210, que na sequência decai em Polônio-210, ainda na sequência, decai em Chumbo-206 que é estável, durante todos esses processos de decaimento até alcançar a estabilidade, é necessário a liberação de diversas partículas (alfa, beta e gama).



### 1.3.3 Algumas unidades de medida

O becquerel ( $Bq$ ) e o curie ( $Ci$ ) são unidades de medida de atividade em física nuclear, utilizadas para quantificar a taxa de desintegração radioativa de uma amostra. Ambas as unidades expressam o número de desintegrações por segundo, mas pertencem a diferentes sistemas de unidades. **Becquerel (Bq)**

- **Definição** - Um becquerel representa uma desintegração por segundo.
- Símbolo:  $Bq$
- Equivalência:  $1\ Bq = 1$  desintegração por segundo

O becquerel é a unidade padrão no Sistema Internacional de Unidades (SI) para medir a atividade de fontes radioativas.

#### Curie (ci)

- **Definição** - Um curie é uma unidade mais antiga e é aproximadamente a atividade de uma grama de rádio-226.

- Símbolo:  $Ci$
- Equivalência:  $1Ci = 3,7 \cdot 10^{10} Bq$ .

O curie é uma unidade que pertence ao sistema tradicional de unidades, mas ainda é usada em alguns contextos, especialmente nos Estados Unidos. A conversão entre as unidades becquerel ( $Bq$ ) e curie ( $Ci$ ) envolve uma relação específica entre as duas unidades.



# Capítulo 2

## Metodologia

### 2.1 Materiais utilizados

Os materiais utilizados para a realização do experimento foram:

- Câmara de nuvens por difusão Pasco modelo 600;
- Fonte de alimentação 12V CC;
- Bomba de circulação de água;
- Mangueiras de borracha;
- Álcool isopropílico com pureza superior a 90
- Pipeta dosadora;
- Saída de alta tensão (800 V DC);
- Fonte radioativa chumbo-210;
- Cronômetro.

#### 2.1.1 Métodos

Para o início do experimento, ajustou-se o revestimento interno da câmara para garantir que todos os LEDs estivessem visíveis. Feito isso, a câmara de nuvens foi conectada à bomba de circulação de fluido refrigerante através das mangueiras de borracha, a qual já continha o fluido no reservatório. A bomba de circulação também foi conectada e introduzida no reservatório, garantindo o escoamento do fluido e seu retorno.

Feita a montagem, utilizando uma pipeta dosadora, foi pipetado álcool isopropílico no papel cartão contido no interior da câmara, o qual foi integralmente umidecido para acelerar o processo de capilaridade inicial. Após sua saturação, foi adicionado álcool até preencher cerca de 2 milímetros do fundo da câmara.

A tampa de acrílico foi colocada no topo da câmara e a haste de latão foi encaixada em seu centro. A saída de alta tensão foi conectada à haste de latão e a fonte de alimentação de 12 V foi ligada.

Com o aparato montado e ligado, acompanhou-se o resfriamento a partir de um termômetro acoplado na saída de fluido da câmara.

Quando os primeiros rastros decorrentes de raios cósmicos e radiação de fundo puderam ser observados, deu-se início à filmagem por um intervalo de alguns minutos. Posteriormente foi utilizado um programa para as contagens e os resultados estarão dispostos abaixo.

Feito isso, a haste de latão foi substituída pela fonte radioativa e o procedimento foi repetido.

# Capítulo 3

## Resultados e discussões

Após a montagem do experimento e a constatação de que os primeiros rastros já estavam se formando na atmosfera supersaturada, deu-se início às análises experimentais. Na primeira etapa da prática teórica, verificou-se a presença da radiação cósmica. Traços distintos eram detectados a todo instante. O intuito consistia em aferir o número de traços deixados por esse tipo de radiação ionizante, desse modo foram feitas imagens dos traços durante um intervalo de tempo de 2 minutos. A segunda etapa da experimentação consistiu na utilização da fonte radiativa de Chumbo-210 como fonte emissora de partículas  $\alpha$ . Mais uma vez, uma gravação de mesma duração foi realizada a fim de capturar todos os traços formados pela passagem da radiação  $\alpha$  pela Câmara de Nuvens.

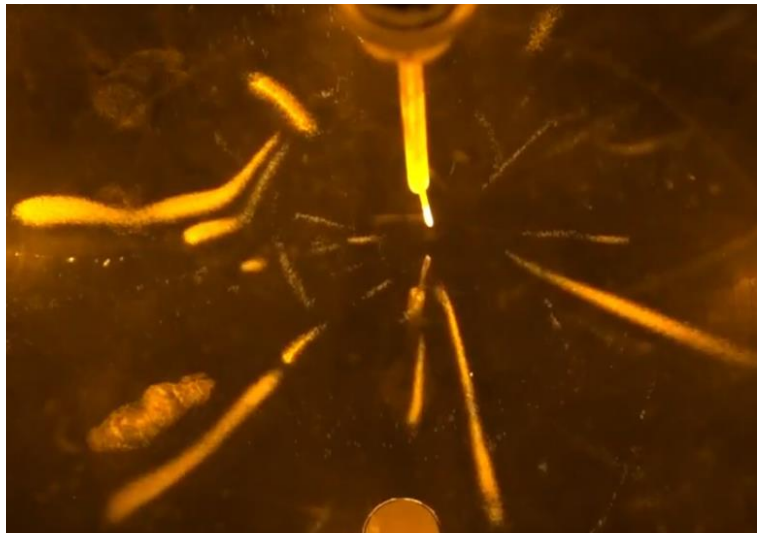
A atividade da fonte radioativa utilizada ou da radiação cósmica pode ser determinada através da razão entre o número de traços contabilizados e o tempo de vídeo analisado. Para isso, foi utilizado um programa de detecta e conta os traços provenientes da passagem da radiação ionizante. Estruturado na linguagem de programação *Python*, o programa faz o uso de funções próprias da linguagem de programação adotada, retirando o fundo estático da imagem e, em seguida, realiza a detecção e contagem dos objetos considerados móveis, os traços. Ademais, contido no programa há uma ferramenta que acompanha os traços contabilizados, evitando que estes sejam recontados.

Além dos vídeos obtidos durante a prática experimental, foram feitas análises de um material publicado pelo Professor Doutor Anderson Reginaldo Sampaio. O material consiste na mesma prática experimental, porém com trechos de 5 minutos de duração. Os resultados obtidos com a utilização do programa estão contidos nas tabelas 3.1 e 3.2. Elas contêm o número de traços detectados para cada situação analisada e para cada arquivo de imagem.

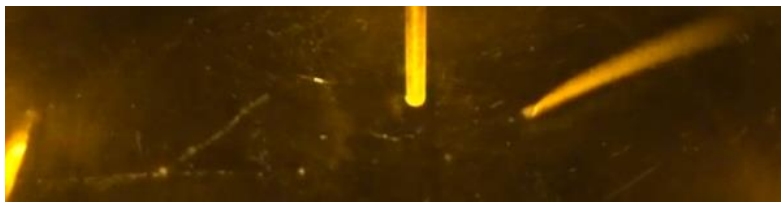
	Prática Experimental (2min)
Fonte Radioativa	17.870
Radiação Cósmica	277

Tabela 3.1: Número de traços contabilizados nos vídeos tomados durante a prática experimental, apresentam a duração de 2 min.

Com base nos dados apresentados, a atividade de cada uma das situações pode ser calculada utilizando a equação (1.29). Os valores calculados estão apresentados nas tabelas 3.3 e 3.4



(a)



(b)

Figura 3.1: A imagem (a) mostra traços deixados pela passagem de partículas  $\alpha$  produzidas pela fonte radioativa de  $^{210}_{82}\text{Pb}$ . A figura (b) traz caminhos originários de partículas  $\alpha$  e  $\beta$  oriundas da radiação cósmica. As fotos foram tomadas durante a experimentação em laboratório utilizando a Câmara de Nuvens descrita pelo manual([A.U. PHYSICS ENTERPRISES, 2023](#)).

	Disponibilizado (5min)
<b>Fonte Radioativa</b>	38.707
<b>Radiação Cósmica</b>	2.444

Tabela 3.2: Número de traços contabilizados nos vídeos disponibilizados, apresentam a duração de 5 min.

	Atividade Aferida (Bq)
<b>Prática experimental</b>	2,31
<b>Vídeo Disponibilizado</b>	8,14

Tabela 3.3: Valores da atividade da Radiação Cósmica.

	Atividade Aferida (Bq)
<b>Prática experimental</b>	148,92
<b>Vídeo Disponibilizado</b>	129,02

Tabela 3.4: Valores da atividade da fonte radioativa  $\alpha$  de Chumbo-210.

A análise da radiação cósmica não permite determinar a acurácia e precisão dos métodos de contagem utilizados. Isto decorre do fato do comportamento e o número de partículas que adentram a atmosfera terrestre ser considerado aleatório. As diversas colisões que acontecem com os átomos e partículas presentes na atmosfera, alteram a trajetória, a energia e o alcance das partículas e ondas de origem cósmica. Diante disso, a experimentação utilizando a Câmara

de Nuvens funcionou como um demonstrador da incidência constante desse tipo de radiação. Ademais, através das filmagens elaboradas e visualizações a olho nú é possível constatar que ela é constituída de diversas radiações ionizantes como partículas  $\alpha$  e  $\beta$ , Raios X e  $\gamma$ , além de nêutrons, múons e neutrinos.

No decorrer das aulas teóricas da disciplina de Laboratório de Física Moderna II, o cálculo da atividade da fonte de Chumbo-210 utilizada nos experimentos foi realizado, como resultado foi encontrado que passados 9,5 anos de sua calibração a fonte tem uma atividade de  $0,074 \mu\text{Ci}$  ou  $2.738 \text{ Bq}$ . É preciso destacar que as emissões feitas pela fonte são propagadas para todas as direções, apresentando simetria esférica. A Câmara de Nuvens utilizada captura apenas uma seção da esfera que compreende as emissões. Desse modo, ela somente detecta uma fração das partículas  $\alpha$  emitidas. Outrossim, existem outros fatores que acarretam na imprecisão numérica do método utilizado, é o caso dos fluxos de condensação turbulentos, imprecisões no código que realiza a detecção dos traços, poeira presente no interior do aparato e outros.

Resultados numéricos aparte, a pratica envolvendo a Câmara de Nuvens por Difusão permitiu visualizar os aspectos atômicos da natureza, sejam vindos de longe no espaço, nas rochas da Terra ou de fontes artificiais como a fonte de  $^{210}_{82}\text{Pb}$ . O aparato idealizado originalmente por Wilson provou ser capaz de tornar visível o comportamento invisível das partículas e ondas eletromagnéticas que compõem a radioatividade. Além disso, o equipamento possibilita demonstrar a contínua exposição aos raios cósmicos a que os seres vivos estão expostos.

# Capítulo 4

## Conclusão

Compreender a maneira como se comportam as radiações ionizantes é de grande interesse para a sociedade em geral, sobretudo para a academia, uma vez conhecidos os seus efeitos sobre material biológico e constatada a constância do bombardeamento por raios cósmicos, isto é, mesmo que sejam respeitados os princípios de proteção radiológica, tais como maximizar a distância das fontes radioativas, minimizar o tempo de exposição e impor uma barreira protetora com atenuação suficientemente grande, a todo momento, raios cósmicos continuam presentes e esse fato foi definitivamente verificado no decorrer desse experimento. Nesse sentido, vale destacar a verificação experimental da necessidade do uso de luvas, jalecos e óculos como equipamentos de proteção, sobretudo pelos alunos que manipularam a fonte radioativa. As emissões de partículas  $\alpha$  do Chumbo-210 não ultrapassaram o limite permitido para os alunos.

Ademais, aferida a atividade da fonte de Chumbo-210 como  $0,074 \mu\text{Ci}$ , o comportamento esperado, e observado, foi um abundante número de rastros contabilizados pelo programa, em concordância com o material disponibilizado pelo Professor Doutor Anderson Reginaldo Sampaio. Essa experimento se revelou particularmente eficiente em sua didática, por possibilitar um bom aprendizado a respeito das práticas de proteção radiológica. Todas as precauções foram tomadas de modo que foram respeitadas todas as normas de segurança e cuidados para ambos, os presentes e os equipamentos.

Mesmo sendo indiscutivelmente mais preciso que uma contagem feita pelos próprios alunos, o método adotado sofre das inevitáveis imprecisões por motivos diversos mencionados no capítulo 3, que incluem a limitada seção disponível para detecção das emissões, fluxos de condensação turbulentos, poeira, impurezas e outros. O experimento não apresentou quaisquer acidentes ou dificuldades em toda a sua duração, sendo seu êxito atribuído também, à colaboração de todos os alunos e do professor.

Portanto, mais uma vez tornou-se visível o que antes era invisível, pelos caminhos tortuosos da análise física, a perigosa beleza das radiações se transforma num espetáculo dentro da câmara de nuvens, promovido pelas emissões da fonte e dos raios cósmicos e visualizado por um complexo programa elaborado para tal.

# Bibliografia

ANDREWS UNIVERSITY PHYSICS ENTERPRISES. *Diffusion Cloud Chamber Instruction Manual for Model 500/600*. Berrien Springs, MI, 2023. Manual. Disponível em: <https://www.andrews.edu/services/physicsenterprises/products/cloud-chamber.html>. Acesso em: 04 de janeiro de 2024. 20

GUPTA, N. D.; GHOSH, S. K. A report on the wilson cloud chamber and its applications in physics. *Reviews of Modern Physics*, APS, v. 18, n. 2, p. 225, 1946. 9

Kuusinen, J. Bemerkung zu der arbeit von m. trautz und w. müller: Definition und korrekturen der diffusionskonstante der gase. *Annalen der Physik*, v. 416, n. 5, p. 445–446, jan 1935. 11