



LFEA-I - Relatório Final da Espectroscopia Beta

Salvador Torpes (102474), Sofia Nunes (102633), Estêvão Gomes (102650), Pedro Curvo (102716)

Grupo 1D 2022/2023

15 de junho de 2023

Abstract

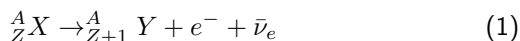
O presente relatório tem como objetivo descrever e analisar a atividade experimental realizada no âmbito da espectroscopia de partículas Beta. Foram investigadas fontes radioativas contendo os isótopos ^{207}Bi , ^{137}Cs , ^{204}Tl e ^{90}Sr , das quais o ^{204}Tl e o ^{207}Bi eram abertas, e o ^{137}Cs , o ^{90}Sr e o segundo ^{204}Tl eram fechadas. Inicialmente, o sistema foi calibrado usando uma fonte aberta, e em seguida foi aplicada uma correção nos espectros das fontes fechadas, permitindo-nos calcular a espessura da camada de polietileno que as envolve. O valor obtido foi de 0.424552 mm . Em seguida, investigamos o limite cinemático do espectro de partículas beta do isótopo ^{204}Tl de duas maneiras distintas: por meio de um Kurie Plot e através da análise da derivada do espectro. Os valores obtidos usando o Kurie Plot foram de $718.451 \pm 2.412\text{ keV}$ e de $749.057 \pm 2.173\text{ keV}$ para a fonte de ^{204}Tl aberta e fechada, respetivamente. Para a análise da derivada do espectro ^{204}Tl foi obtido o valor de 767.761 keV para a fonte fechada. Para estudar os eletrões de conversão interna, utilizamos o espectro do isótopo ^{207}Bi . Observamos que, dentro de cada grupo destes eletrões, os menos energéticos são os mais intensos e os grupos mais energéticos eram, como um todo, menos intensos que os menos energéticos devido à baixa eficiência do detetor a elevadas energias. Também analisamos a radiação ambiente, a resolução em energia e a eficiência do detetor. Concluimos que o impacto do ambiente é negligenciável, a resolução aumenta e a eficiência diminui com o aumento da energia das partículas detetadas. Exploramos ainda a atenuação da radiação em diferentes materiais, como cartão, acrílico e diferentes espessuras de polietileno. Verificamos que o aumento da espessura e da densidade do material resulta em maior atenuação da energia e menor número de contagens. Por fim, utilizamos uma fonte de ^{90}Sr para determinar a espessura do detetor com base na região de acumulação da energia proveniente de partículas cuja energia satura o detetor. O valor obtido foi de $475.469\text{ }\mu\text{m}$.

1 Conceitos fundamentais

O decaimento Beta é um tipo de decaimento radioativo que pode adquirir duas formas diferentes: decaimento β^- ou β^+ .

1.1 Decaimento β^-

No decaimento β^- , um dos neutrões do núcleo do átomo transforma-se num protão, libertando uma partícula beta, neste caso, um eletrão, e um antineutrino. Sendo assim o decaimento β^- segue a seguinte equação:

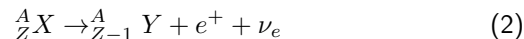


A energia total libertada nesta transformação é fixa para cada decaimento, denomina-se limite cinemático (endpoint) e representa-se por Q . No entanto, pela lei de conservação de energia, esta é sempre dividida entre as duas partículas emitidas: o eletrão e o antineutrino.

Nos detetores que foram utilizados para realizar esta atividade experimental apenas é possível detetar eletrões, pelo que o espectro da emissão beta é um espectro contínuo, uma vez que o eletrão pode ter qualquer valor de energia entre 0 e Q tendo o antineutrino a energia complementar. A energia máxima que uma partícula beta pode ter é Q .

1.2 Decaimento β^+

No decaimento β^+ , um dos protões do núcleo do átomo transforma-se num neutrão, libertando uma partícula beta, neste caso, um positrão, e um neutrino. Sendo assim o decaimento β^+ segue a seguinte equação:



Neste caso, a emissão de um positrão corresponde normalmente ao ganho de um eletrão por parte da nuvem eletrónica do átomo. Como não há partículas detetadas (praticamente, apenas saem do átomo neutrinos), não conseguimos estudar este espectro de emissão beta. No entanto sabemos que a energia total é sempre constante para cada decaimento.

1.3 Equações do decaimento β

Na realização desta experiência, utilizamos quatro fontes radioativas diferentes cujas equações de decaimento são as seguintes:



1.4 Eletrões de Conversão Interna

Depois de decair, o núcleo filho de um decaimento β pode encontrar-se num estado excitado, caso no qual vai desexcitar, podendo fazê-lo de duas formas distintas:

1. Libertação de fótons(ões);
2. Transferência de energia para a nuvem eletrónica do átomo filho: A energia libertada pelo núcleo pode ser emitida toda de uma vez ou não, sendo transferida para um dos eletrões da nuvem eletrónica do átomo filho. Este eletrão vai ionizar-se e

é conhecido como eletrão de conversão interna. Os eletrões de conversão interna são detetados com energias inferiores mas próximas das energias libertadas pelo núcleo ao desexcitar, uma vez que parte da energia é gasta na ionização. É possível que existam vários picos de conversão interna no mesmo grupo, consoante os eletrões que recebem a energia de desexcitação do núcleo pertençam às camadas K, L ou M da nuvem eletrónica (ordem crescente de energia). Eletrões de diferentes camadas têm diferentes energias de ionização, pelo que são detetados com energias também diferentes. Quando nos referimos a eletrões de conversão interna de grupos diferentes, referimo-nos a eletrões que resultam de diferentes emissões de energia pelo núcleo: cada grupo pode ter vários eletrões e cada decaimento pode ter vários grupos. Deve notar-se que, considerando os eletrões de conversão interna de um dado grupo, os mais energéticos são aqueles que correspondem às camadas mais exteriores da nuvem e são também os menos intensos, uma vez que as camadas que mais provavelmente recebem a energia do núcleo são as mais próximas, sendo por isso também estas as mais intensas. As camadas que mais provavelmente absorvem a energia proveniente do núcleo são as mais próximas deste, pelo que os picos de conversão interna K são sempre mais intensos e menos energéticos do que os L, e estes mais intensos e menos energéticos do que os M.

Ordem crescente de energia e decrescente de intensidade →		
K	L	M

Tabela 1: Classificação dos eletrões de conversão interna do mesmo grupo

1.5 Eletrões de Auger

Quando a nuvem eletrónica de uma átomo se desexcita a energia libertada pode ser absorvida por um eletrão mais energético que se encontre num nível superior da nuvem. Estes eletrões ionizam com a energia recebida e são conhecidos como eletrões de Auger. Normalmente os eletrões de Auger são detetados na zona dos raios-X.

No contexto dos decaimentos β , os eletrões de Auger surgem quando o núcleo liberta frações de energia que não ionizem de imediato nenhum eletrão porque não são suficientes. Essa energia vai excitar a nuvem eletrónica e a desexcitação da nuvem é que provoca a libertação dos eletrões de Auger provenientes de níveis superiores.

1.6 Atenuação da Radiação Beta na Matéria:

Tanto no decaimento β^+ como no β^- , os núcleos filhos se podem encontrar em estados excitados. A desexcitação, como vimos acima, dá-se através da emissão de fótons, da emissão de eletrões de conversão interna e também de eletrões de Auger. A energia dos fótons não é atenuada na matéria. A atenuação da matéria na radiação implica apenas a diminuição do número de partículas detetadas (menos counts) e não a perda de energia, tal como pudemos concluir no estudo da radiação gama [5]. Por outro lado, os eletrões sofrem atenuação na matéria através de colisões com as partículas, perdendo assim energia. A perda energia é tanto maior quanto maior for o número de choques ou seja quando maior for a densidade e a espessura do material atravessado. Assim, prevemos que os picos detetados que resultem de fótons percam intensidade quando atenuados pela matéria mas não percam energia enquanto que os picos que resultem de eletrões deverão perder tanto intensidade como energia.

1.7 O detetor de Silício:

O detetor utilizado é um detetor semiconductor para partículas carregadas que são capazes de ionizar os átomos de silício ao atravessar a zona de depleção do detetor. Os eletrões são detetados uma vez que são partículas ionizantes. Os fótons de raio X facilmente ionizam os átomos de silício e criam pares eletrão-buraco que são detetados. No entanto fótons de elevadas energias, como os fótons gama, tendem a interagir por sucessivos efeitos compton e atravessam o detetor, levando a que não sejam detetados e explicando a eficiência quase nula destes detetores para este tipo de fótons.

1.8 Valores Teóricos:

Recorrendo à base de dados do site [3], retiramos os valores teóricos picos mais relevantes (note-se que quando nos referimos a 'Máximo do espetro β^- ' estamos a referir-nos ao pico mais intenso deste espetro):

Pico	Energia [keV]	Probabilidade [%]
Eletrões de Auger	56.02 - 61.67	21.75
Raio-X	72.8	21.75
Raio-X	74.97	36.6
1º K	481.694	1.548
1º L	555.251	0.429
1º M	566.532	0.1057
Gama - 1	569.698	97.76
2º K	975.655	7.11
2º L	1049.211	1.84
2º M	1060.492	0.441
Gama - 2	1063.656	74.58

Tabela 2: Valores teóricos para os picos do espetro de ²⁰⁷Bi

Pico	Energia [keV]	Probabilidade [%]
Conversão interna - K	624.216	7.78
Gama	661,655	85.05
Endpoint	513.97	94.61
Máximo do espetro β^-	173.67	-

Tabela 3: Valores teóricos para os picos do espetro de ¹³⁷Cs

Pico	Energia [keV]	Probabilidade [%]
Endpoint	545.9	100
Máximo do espetro β^-	196	-

Tabela 4: Valores teóricos para os picos do espetro de ⁹⁰Sr

Pico	Energia [keV]	Probabilidade [%]
Endpoint	2278.7	99.98
Máximo do espetro β^-	926.7	-

Tabela 5: Valores teóricos para os picos do espetro de ⁹⁰Y

Pico	Energia [keV]	Probabilidade [%]
Endpoint	763.7	97.08
Máximo do espectro β^-	243.9	-

Tabela 6: Valores teóricos para os picos do espectro de ^{204}Tl

2 Objetivos

Esta atividade experimental tem como principal objetivo o estudo do decaimento β , com recurso a diferentes fontes. Inicialmente, pretendemos determinar o limite cinemático da distribuição em energia de partículas β^- provenientes de uma fonte de ^{204}Tl . De seguida queremos estudar eletrões de conversão oriundos de uma fonte de ^{207}Bi , assim como o espectro β da fonte. Temos também como objetivo o estudo do detetor, nomeadamente o cálculo das resoluções em energia, o estudo da dependência da resolução com a energia e o estudo da eficiência do detetor para partículas γ . Pretendemos fazer um estudo da atenuação na matéria, em específico uma análise da perda de energia em materiais de baixa densidade. De seguida, queremos também comparar o espectro do ^{204}Tl para uma fonte fechada e uma aberta, assim como averiguar a perda de energia no encapsulamento de fontes fechadas. Pretendemos também estudar a eficiência do detetor para diferentes energias das partículas. Por fim, queremos estudar o espectro de uma fonte de ^{90}Sr .

3 Procedimento e Análise Experimental

3.1 Calibração e Fatores de Atenuação

Com o objetivo de realizar a calibração e estabelecer a correspondência entre o número de canais do sistema de aquisição (MCA) e a energia em keV das partículas detetadas, utilizaremos o espectro de uma fonte aberta, o ^{207}Bi .

Optamos por não realizar a calibração com uma fonte fechada devido à presença de um material plástico que causa atenuação da energia das partículas emitidas, resultando em valores de energia não realistas e reduzindo também o número de contagens. Após discussão com o professor, foi confirmado que o material utilizado para cobrir as fontes fechadas com as quais trabalharíamos é o polietileno.

Inicialmente, procedemos à calibração com o ^{207}Bi . Para isso, realizamos uma aquisição de 600 segundos com a fonte em vácuo, obtendo o espectro que está apresentado na secção 3.3 e no gráfico 10. Nesta secção, após realizar o ajuste gaussiano em cada um dos picos (o qual também será discutido posteriormente), concluímos que os quatro picos de conversão interna observados no ^{207}Bi apresentaram os seguintes valores experimentais e teóricos:

Pico de Conversão Interna	Valor Experimental [Chn]	Valor teórico [keV]
Pico 1	103.83 ± 0.02	481.694
Pico 2	119.91 ± 0.10	555.251
Pico 3	211.19 ± 0.04	975.655
Pico 4	227.64 ± 0.16	1049.211

Tabela 7: Valores utilizados para fazer a reta de calibração

Os valores teóricos para os picos de conversão interna do Bi-207 foram obtidos em [3], retirando os valores para a energia de eletrões K e L nos dois intervalos de energia onde existem eletrões de conversão interna para este decaimento β^- . Utilizando estes valores, construiu-se a seguinte reta de calibração:

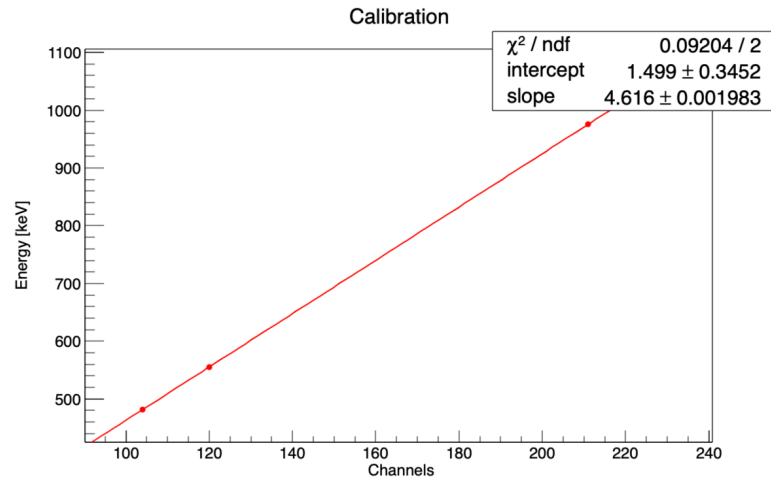


Figura 1: Calibração com os picos de conversão interna do Bi-207

A equação obtida para esta calibração foi a seguinte:

$$E[\text{keV}] = 4.616\text{Chn} + 1.499 \quad (7)$$

3.1.1 Perda de energia no encapsulamento de fontes fechadas e obtenção de um espectro corrigido para uma fonte fechada

Em fontes fechadas, ocorre atenuação da energia devido às interações entre as partículas emitidas e o material de encapsulamento. Assim, os espectros obtidos a partir de fontes fechadas usando a calibração de uma fonte aberta representam as energias já atenuadas após atravessarem o material.

Devido a essa atenuação, é necessário recalibrar os espectros de fontes fechadas em termos de energia. Para isso, utilizámos uma base de dados [7] que disponibiliza valores da potência de travagem P_T em $\text{MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}$ para diversos materiais. A potência de travagem fornece informações sobre a atenuação do material em relação à energia das partículas que o atravessam. Multiplicando o valor dessa potência de travagem pela densidade do material que atenua a radiação, no caso o polietileno, obtemos a potência de atenuação P_A da radiação em MeV/cm . Essa potência de atenuação representa a quantidade de energia perdida em cada partícula por cada centímetro de polietileno atravessado. Para o caso específico do polietileno, obtemos os seguintes dados para a potência de travagem em função da energia das partículas que o atravessam:

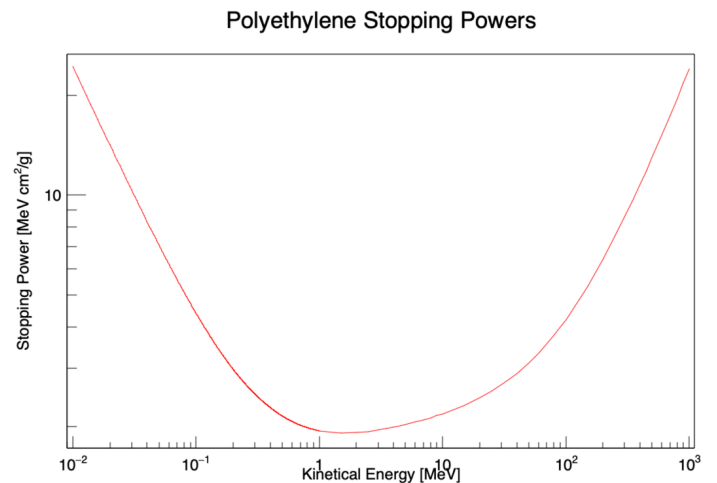


Figura 2: Potência de Travagem do polietileno em função da energia $P_T(E)$

Como podemos ver no gráfico 2, nem todas as energias são atenuadas da mesma forma. A reta da potência de travagem $P_T(E)$ tem uma forma aproximadamente parabólica na escala apresentada. Energias na ordem dos 10 MeV são pouco atenuadas mas a atenuação cresce à medida que nos afastamos destes valores. Percebe-se então que não é correto assumir uma taxa de atenuação igual para todos os intervalos de energia.

O objetivo é corrigir os espectros das fontes fechadas, ou seja, obter o espectro da fonte caso esta fosse aberta. De forma a corrigir o espectro de uma fonte fechada X aplicamos o seguinte método:

1. Obter o valor do pico bem definido do espectro do ^{137}Cs : vamos calibrar um dos picos do espectro (em Chn) recorrendo à equação 7 e obter o valor E_1 em keV;
2. Obter o valor teórico para o pico adquirido acima: vamos chamar ao valor teórico E_2 . Dado que ao passar pelo material as partículas perdem energia, temos necessariamente $E_2 < E_1$;
3. Descobrir a espessura do material Δx : a densidade do polietileno é dada por $\rho = 0.94 \text{ g/cm}^3$ logo a potência de atenuação em função da energia é dada por: $P_A(E) = \rho \times P_T(E)$. A distância percorrida por uma partícula dentro do material (polietileno) enquanto é atenuada denomina-se CSDA e obtém-se integrando no intervalo $[E_1, E_2]$ o inverso da potência de atenuação:

$$\Delta x = \int_{E_1}^{E_2} \frac{1}{P_A(E)} dE = \int_{E_1}^{E_2} \frac{1}{\rho \times P_T(E)} dE \quad (8)$$

4. Corrigir o espectro do elemento X : para tal, vamos interpolar cada um dos pontos (E_a, C_a) do espectro de X e vamos substituir esse ponto pelo ponto (E_c, C_a) onde E_c é a energia corrigida e é o primeiro valor que verifica a inequação:

$$\left| \int_{E_a}^{E_c} \frac{1}{\rho \times P_T(E)} dE - \Delta x \right| < \text{erro} \quad (9)$$

Consideramos um erro de $\frac{\Delta x}{100}$ e mais uma vez esta integração é feita computacionalmente. Este valor foi escolhido devido à precisão computacional utilizada.

5. Reconstruir o espectro corrigido através dos pontos obtidos anteriormente. De frisar que, com este método, só conseguimos reconstruir o espectro ao nível das energias detetadas e não das contagens.

Realizamos o processo que acima se encontra descrito para o caso do espectro do ^{137}Cs com o objetivo de determinar a espessura da camada de polietileno que encapsula as fontes fechadas:

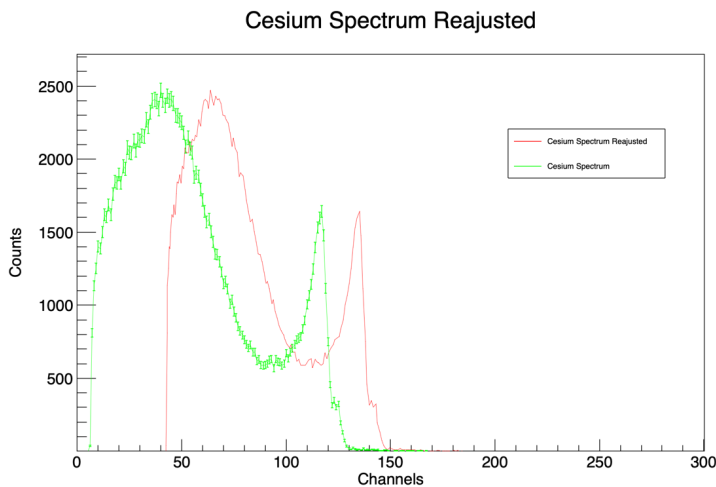


Figura 3: Espectro ^{137}Cs antes e após reajuste

O valor medido para o pico de conversão interna K do espectro é 117 Chn. Com a calibração da equação 7 obtemos $E_1 = 541.575 \text{ keV}$, sendo que o valor teórico esperado para este pico é de $E_2 = 624.216 \text{ keV}$. Logo, é neste intervalo que vamos integrar. Para este caso, a integração que nos fornece o CSDA (Continuous Slowing Down Approximation), ou seja, a distância percorrida pela partícula para atenuação, foi realizada de duas maneiras diferentes para confirmar o método utilizado. Primeiro, utilizou-se uma integração numérica dos pontos do Stopping Power com a equação 8, resultando em um valor de 0.424552 mm para a espessura do polietileno. O segundo método alternativo consistiu em interpolar os valores do CSDA fornecidos pela base de dados [7] e calcular a diferença entre o CSDA para E_2 e E_1 , obtendo um valor de 0.423676 mm.

Ao analisar o espectro do ^{137}Cs , conseguimos observar dois picos de conversão interna K e L que foram previstos na tabela 3. Este espectro teria um fóton gama (pico de absorção total), mas, devido à baixa eficiência do detetor para radiação gama, o mesmo não é detetado. Sabemos que o ^{137}Cs tem sempre um decaimento β^- para o ^{137}Ba , tendo o seu endpoint em 513.97 keV e o pico mais intenso do espectro β em 173.67 keV 3. A fonte de ^{137}Cs utilizada é uma fonte fechada, desde modo, calculando o CSDA para um eletrão com 173.67 keV obtemos um valor de 0.042 cm que é próximo da espessura encontrada acima para o polietileno. Assim, percebemos que os picos menos energéticos do espectro beta do ^{137}Cs não podem ser detetados quando a fonte está fechada e é por isso que na figura 3 a parte inicial do espectro é quase vertical. Apesar disto, a zona do espectro beta que não é totalmente atenuada pelo polietileno deteta-se. Como o espectro beta se sobrepõe à gaussiana do pico de conversão interna, torna-se difícil fazer um ajuste Kurie Plot neste elemento para determinar o endpoint deste espectro, daí que não tenha sido feito.

3.2 Limite Cinemático

Nesta atividade estudámos o limite cinemático do ^{204}Tl , isto é, a energia máxima que um eletrão resultante de um decaimento β deste isótopo pode ter. Realizamos uma aquisição de 600 segundos na câmara com vácuo e obtivemos o espectro de uma fonte de ^{204}Tl aberta no MCA:

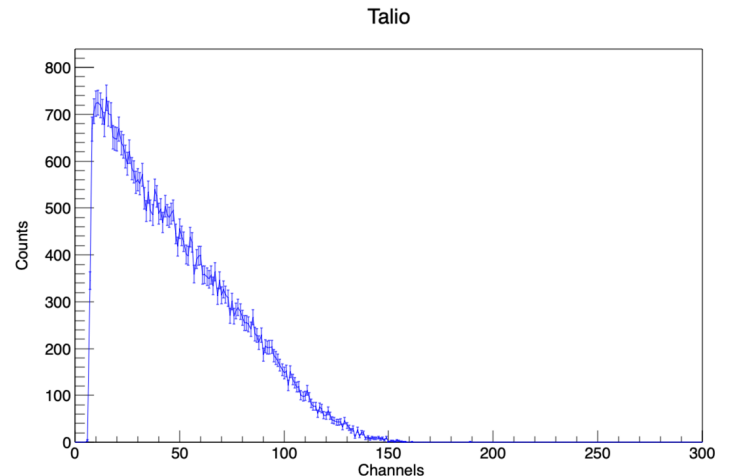


Figura 4: ^{204}Tl Aberto

Tal como se verifica no gráfico, o espectro relativo ao decaimento β é contínuo, tal como esperado. Não observámos mais picos, dado que neste caso não existe um pico de conversão interna.

Para além deste espectro, foi obtido o espectro de uma fonte de ^{204}Tl fechada:

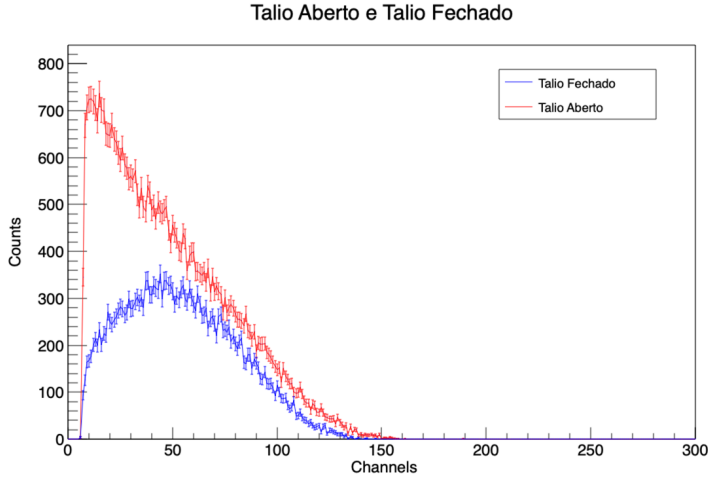


Figura 5: ^{204}Tl aberto e fechado

Foi necessário realizar uma correção em energia devido à atenuação causada pelo encapsulamento de polietileno recorrendo ao método descrito na secção 3.1.1. O resultado obtido encontra-se sobreposto ao espectro do tálio aberto e fechado no seguinte gráfico:

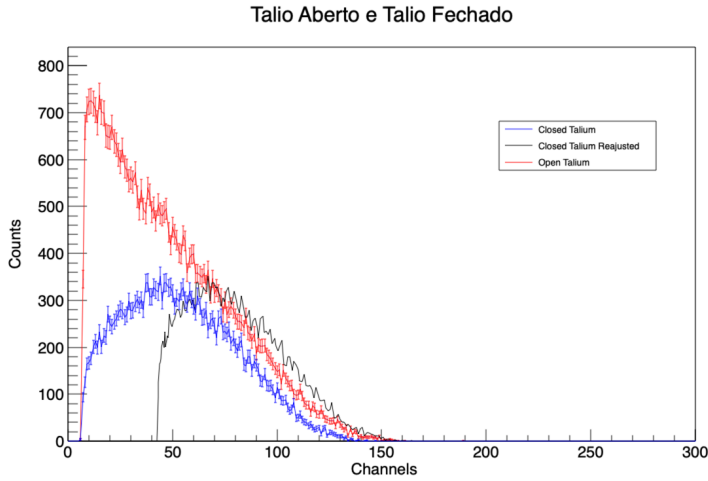


Figura 6: ^{204}Tl Aberto, Fechado e Fechado Reajustado em Energia

É evidente pelo gráfico que o endpoint da fonte fechada corrigida em energia e o endpoint da fonte aberta coincidem, o que está de acordo com as expectativas e confirma a validade do método de correção utilizado. No entanto, é importante realçar novamente que o número de contagens e as energias abaixo do limite de deteção não podem ser corrigidos, uma vez que não temos dados estatísticos relativos aos eletrões que são absorvidos pelo polietileno.

3.2.1 Determinação do Limite Cinemático: Kurie Plot

Para a determinação do limite cinemático, realizámos um fit da distribuição de energia com um Kurie Plot, utilizando a expressão:

$$K(E_0 - E) = \frac{1}{W} \sqrt{\frac{N(E)}{G(Z, W)}} \quad (10)$$

Nesta equação K e E_0 são parâmetros que pretendemos determinar, sendo E_0 o limite cinemático. O elemento W é dado por $W = \frac{E}{E_{e^-}} + 1$, onde $E_{e^-} = 511 \text{ keV}$ é a energia de repouso do eletrão. A função $G(Z, W)$ corresponde à função de Fermi modificada para o espectro de emissão.

P	G(Z,W)	P	G(Z,W)	P	G(Z,W)
0	28.26	0.6	26.23	1.4	22.01
0.1	28.19	0.7	25.66	1.6	21.17
0.2	27.99	0.8	25.09	1.8	20.41
0.3	27.67	0.9	24.53	2.0	19.72
0.4	27.25	1.0	23.98	2.2	19.10
0.5	26.76	1.2	22.95	2.4	18.54

Tabela 8: Função de Fermi Modificada

Usando estes pontos, foi realizado uma interpolação à função de Fermi modificada:

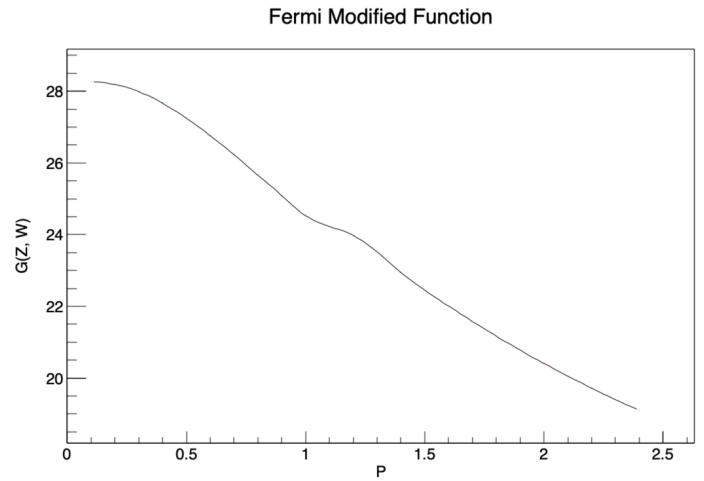


Figura 7: Interpolação QuinticSpline para a Função de Fermi modificada

Assim, foi possível realizar o Kurie Plot para o espectro do ^{204}Tl Aberto e Fechado:

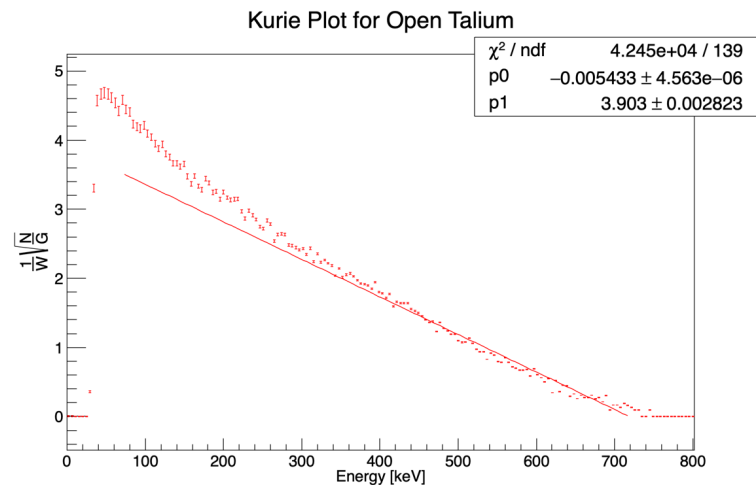


Figura 8: Kurie Plot para a Fonte de ^{204}Tl Aberta

Valor obtido para o EndPoint: $718.451 \pm 2.412 \text{ keV}$

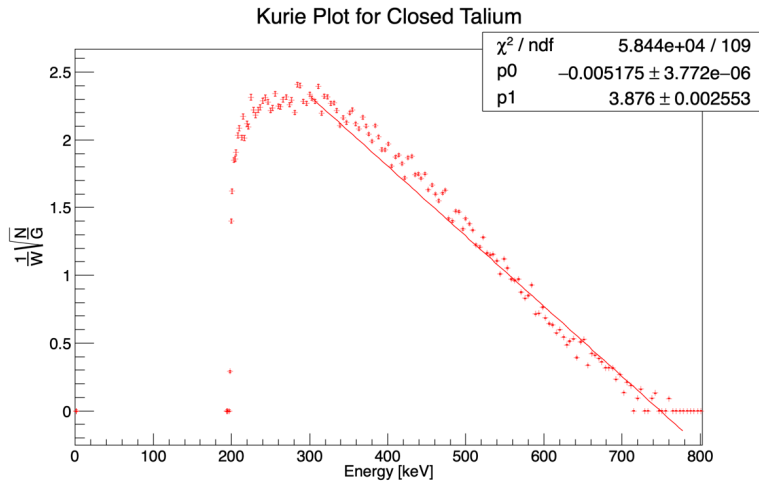


Figura 9: Kurie Plot para a Fonte de ^{204}Tl Fechada Reajustada

Valor obtido para o EndPoint: 749.057 ± 2.173 keV

3.2.2 Determinação do Limite Cinemático: Ajuste da Derivada do Espectro à Distribuição

De modo a obter o limite cinemático realizando um ajuste ao espectro das partículas Beta, obtivemos a seguinte equação no Capítulo 9. secção 9.2. do livro [4]:

$$N^0(T_e)dT_e = \frac{C^{(0)}}{c^5} \sqrt{T_e^2 + 2T_em_ec^2}(T_e + m_ec^2)(Q - T_e)^2 dT_e \quad (11)$$

Esta equação representa uma tentativa de ajuste à derivada do espectro do ^{204}Tl . Realizamos o cálculo da derivada do espectro da fonte aberta de forma computacional (10) e tentamos aplicar o ajuste da equação mencionada. No entanto, devido à sua complexidade, não foi possível alcançar um resultado satisfatório.

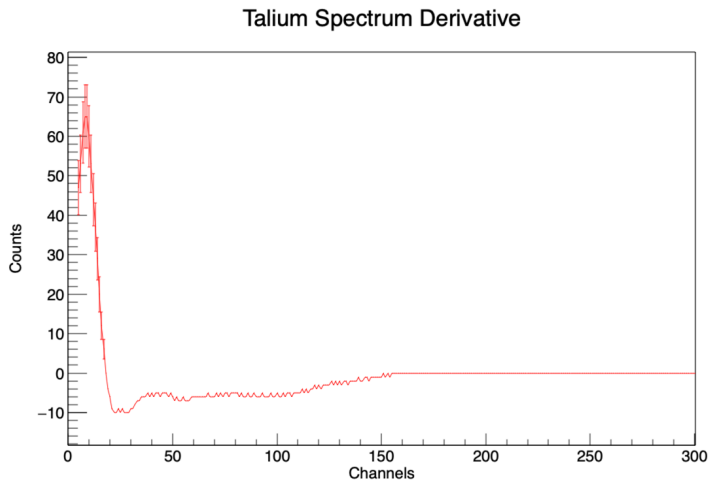


Figura 10: Derivada do Espectro da Fonte de ^{204}Tl aberta

Por outro lado, também procuramos determinar o ponto zero da derivada computacionalmente a fim de encontrar o endpoint, e concluímos que o limite cinemático T_e é igual a 767.761 keV (1º zero da derivada na zona do endpoint). No entanto, é importante ressaltar que esse valor está sujeito a um erro considerável devido às pequenas flutuações que ocorrem ao aproximar as contagens de zero próximo ao endpoint.

3.2.3 Erro Relativo:

Tomando o valor de 763.7 keV (6 como o valor de referência para o limite cinemático do tálio, podemos calcular o erro relativo para o valor obtido pelo Kurie Plot e pelo ajuste à derivada:

Pico	Endpoint [keV]	Erro [%]
KP p/tálio aberto	718.451 ± 2.412	5.92
KP p/tálio fechado reajustado	749.057 ± 2.173	1,92
Derivada p/tálio aberto	767.761	0.53

Tabela 9: Valores obtidos para os limites cinemáticos e erros

Verifica-se que o valor obtido com o ajuste da derivada é mais exato que os restantes uma vez que se encontra o zero da derivada dos pontos experimentais computacionalmente com um erro de 10^{-5} . Contudo, tendo em conta as oscilações perto de zero é necessário obrigar a paragem da procura quando o encontra, podendo, deste modo, ter um maior erro associado.

3.3 Estudo da fonte de ^{207}Bi

Para o estudo da fonte de ^{207}Bi , fizemos uma aquisição de 600 segundos no MCA com a fonte na câmara do detetor com vácuo. O espectro obtido foi o seguinte:

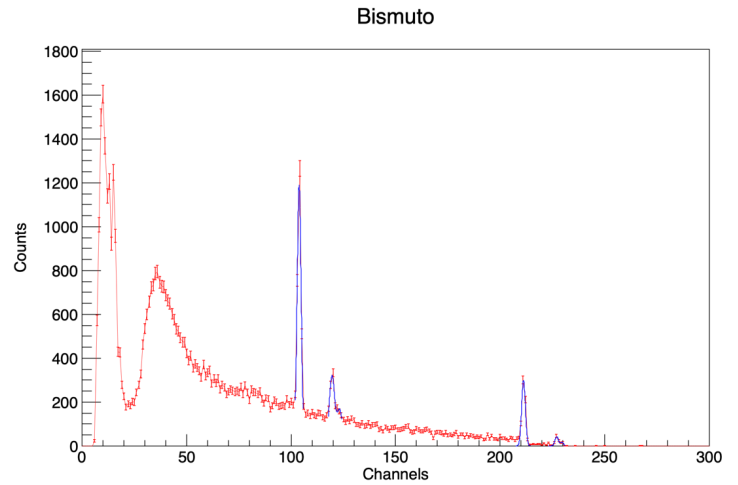


Figura 11: Espectro do ^{207}Bi

O primeiro pico observado no espectro do ^{207}Bi corresponde aos eletrões de Auger emitidos nas desexcitações do átomo. Este pico é quase sobreposto a um também importante que é o da radiação X emitida também na desexcitação. Os eletrões de Auger do Bismuto devem-se a energia correspondente aos raios X (ver tabela 2) daí que possuam uma energia inferior a estes. A terceira estrutura que podemos observar deve-se à saturação do detetor e é tratado na secção 3.7. No decaimento β^+ , o ^{207}Bi transforma-se num filho cujo núcleo é instável. A desexcitação deste núcleo emite dois fótons gama, levando à existência de dois grupos de eletrões de conversão interna. Cada um destes grupos pode ser observada no espectro acima com dois picos. Seria de esperar que fossem observados dois picos de fótons gama no seguimento de cada conjunto de eletrões de conversão interna correspondentes aos picos de absorção total, tal como foi previsto na tabela 2, no entanto, tal não acontece dado que o detetor tem eficiência gama muito reduzida.

Na secção 1.4, prevemos que, para um dado conjunto de eletrões de conversão interna, os picos mais intensos seriam os menos

energéticos. Obtivemos os valores experimentais para os picos de conversão interna. Para obter os picos K fizemos o ajuste de uma gaussiana. Como os picos L e M estão sobrepostos, ajustou-se a soma de duas gaussianas. Obtivemos os seguintes valores:

Picos	Contagens	$\mu[\text{Chn}]$	$\sigma[\text{Chn}]$
1º K	3136 ± 56	103.80 ± 0.02	1.29 ± 0.05
1º L	1279 ± 36	119.53 ± 0.07	1.25 ± 0.11
1º M	417 ± 21	123.24 ± 0.17	1.17 ± 0.07
2º K	652 ± 26	211.19 ± 0.04	0.89 ± 0.08
2º L	85 ± 10	227.10 ± 0.11	0.84 ± 0.13
2º M	29 ± 6	229.65 ± 0.19	0.65 ± 0.14

Tabela 10: Picos do Espectro de ²⁰⁷Bi

É importante notar que teoricamente os primeiros picos K, L e M têm probabilidades inferiores aos segundos picos, embora na medição efetuada se verifique exatamente o contrário, ou seja, verifica-se a existência de um número superior de contagens nos 1º picos K e L + M. Tal acontece devido a um efeito intrínseco do detetor, o qual satura para energias mais elevadas. Assim, este regista apenas a atenuação que os eletrões mais energéticos sofrem ao atravessar o detetor, levando a que muitas das contagens dos segundos picos se encontrem num primeiro pico, nas baixas energias.

As energias e probabilidades relativas a cada grupo (teórica vem de 2) associadas aos diferentes picos são as seguintes:

Picos	Energia [keV]	Probabilidade [%]	Probabilidade teórica [%]
1º K	480.65±1.59	64.90	74.33
1º L	553.24±1.83	26.47	20.59
1º M	570.36±2.32	8.63	5.08
2º K	976.35±1.67	85.12	75.71
2º L	1049.82±2.02	11.10	19.59
2º M	1061.57±2.36	3.79	4.70

Tabela 11: Energias e Probabilidades dos picos do ²⁰⁷Bi

As probabilidades foram obtidas apenas dentro de cada camada, dado que não faz sentido analisá-las como um todo devido ao efeito do detetor referido anteriormente. Em seguida, encontram-se os erros relativos para as probabilidades e para as energias de cada um dos seis picos tomando-se como valores de referência os da tabela 2:

Erros	1ºK	1ºL	1ºM	2ºK	2ºL	2ºM
Energia [%]	0.22	0.36	0.68	0.07	0.06	0.10
Probabilidade [%]	12.69	28.56	69.88	12.43	43.34	19.36

Tabela 12: Erros relativos para os picos de conversão interna

Podemos verificar que as probabilidades têm erros mais elevados dado que estes valores estão relacionados dentro de cada grupo de conversão interna. Obtiveram-se erros muito reduzidos para os valores de energia.

3.4 Estudo do detetor

3.4.1 Estudo da Radiação Ambiente

Para fazer o estudo da radiação ambiente, fizemos uma aquisição de 600 segundos com a câmara em vácuo sem nenhuma fonte e obtivemos os seguintes dados:

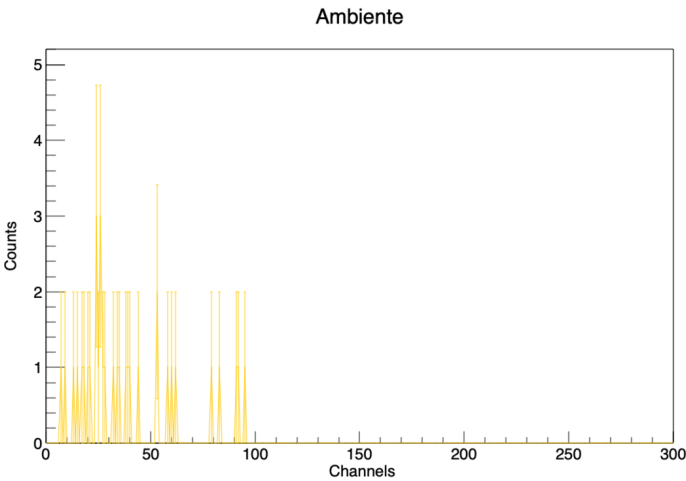


Figura 12: Espectro da Radiação Ambiente

Ao observarmos o gráfico acima, é notório que o número de contagens é bastante reduzido, levando-nos a considerar a radiação ambiente como negligenciável ao longo da atividade experimental. Os resultados obtidos indicam que a experiência decorreu em condições de radiação praticamente nula, o que assegura uma análise precisa e fiável.

3.4.2 Resolução em Energia

O estudo da resolução em energia mede a capacidade do detetor em distinguir dois valores de energia próximos. A resolução em energia é dada por:

$$R = \frac{\Delta E}{E} = \frac{FWHM}{E} \tag{12}$$

Onde a largura a meia altura FWHM é dada por 2.355σ . Em seguida, calculámos a resolução em energia para os picos de conversão interna do ²⁰⁷Bi, obtendo os seguintes valores:

Pico	Centróide [keV]	FWHM [keV]	R
1º K	480.65 ± 1.60	14.02 ± 0.54	0.029 ± 0.001
1º L	553.24 ± 1.83	13.59 ± 1.20	0.025 ± 0.002
1º M	570.36 ± 2.32	13.37 ± 0.76	0.023 ± 0.001
2º K	976.35 ± 1.68	9.67 ± 0.87	0.010 ± 0.001
2º L	1049.82 ± 2.03	9.13 ± 1.41	0.009 ± 0.001
2º M	1061.57 ± 2.37	7.07 ± 1.31	0.007 ± 0.001

Tabela 13: Resolução em energia

Tal como seria de esperar, verificámos que quanto maior energia, melhor a resolução.

Para o estudo da dependência da resolução com a energia, fizemos um gráfico da resolução em função da energia. Sabemos que uma radiação de energia E produz em média $J = w/E$ ionizações e

que estamos perante uma distribuição de Poisson. Logo,

$$\sigma^2 = J \Rightarrow R = \frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta J}{J} = \frac{2.355\sigma}{J} = \frac{2.355}{\sqrt{J}} = 2.355\sqrt{\frac{w}{E}} \quad (13)$$

Deste modo, sabemos que R varia com $\frac{1}{\sqrt{E}}$, pelo que o ajuste é dado por: $R = \frac{A}{\sqrt{E}} + B$.

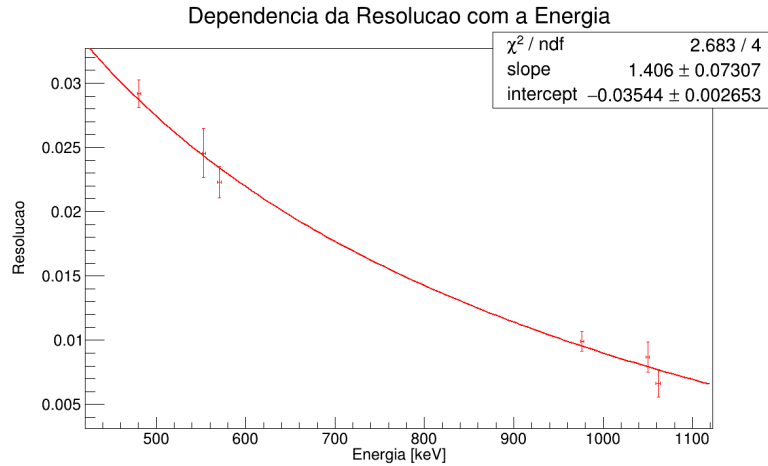


Figura 13: Dependência da resolução com a energia

Verifica-se que a função se ajusta aos pontos, pelo que confirmamos que a resolução varia com $\frac{1}{\sqrt{E}}$.

3.4.3 Eficiência para partículas γ

Para o estudo da eficiência para partículas gama, utilizámos uma placa de alumínio para bloquear a radiação β . Para confirmar que a placa bloqueia esta radiação, utilizámos uma fonte de ^{204}Tl , dado que este isótopo só emite radiação β . Colocámos a fonte na câmara em vácuo e fizemos uma aquisição durante 600 segundos.

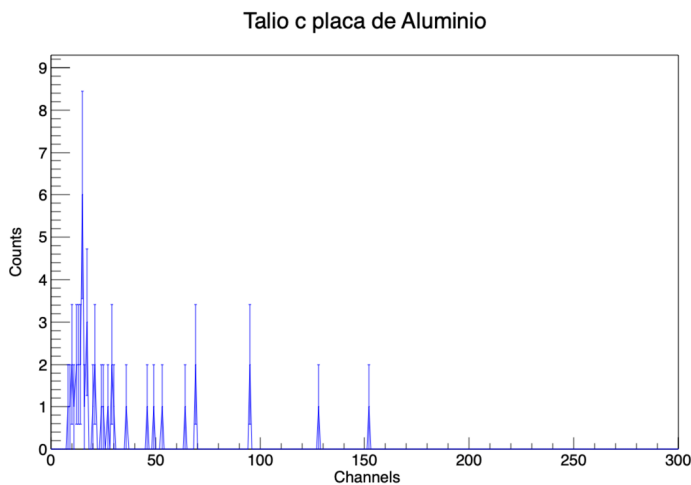


Figura 14: Espectro do ^{204}Tl com Placa de Alumínio

Confirmámos que o espectro obtido é muito semelhante ao do ambiente na figura 12 pelo que a placa de alumínio bloqueia eficientemente a radiação β . Realizámos uma nova medição, agora para a fonte de ^{137}Cs , que emite radiação γ e β , com uma placa de alumínio em cima. O espectro obtido foi o seguinte:

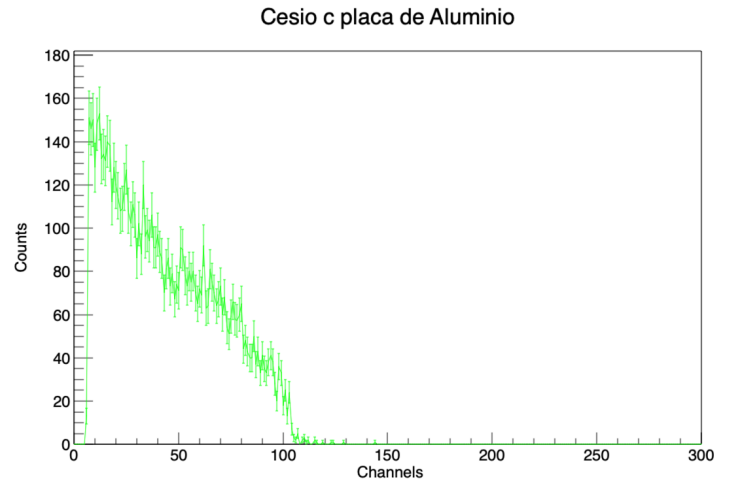


Figura 15: Espectro do ^{137}Cs com Placa de Alumínio

Analisando o espectro, verificamos a existência de um número relativamente baixo de contagens de radiação γ , sem nenhum pico relevante. Tal indica uma baixa eficiência gama do detetor.

3.5 Perda de energia em materiais de baixa densidade

Para o estudo da perda de energia em materiais de baixa densidade, estudamos a atenuação no espectro do ^{207}Bi com ar, cartão e acrílico. Obtivemos o seguinte espectro:

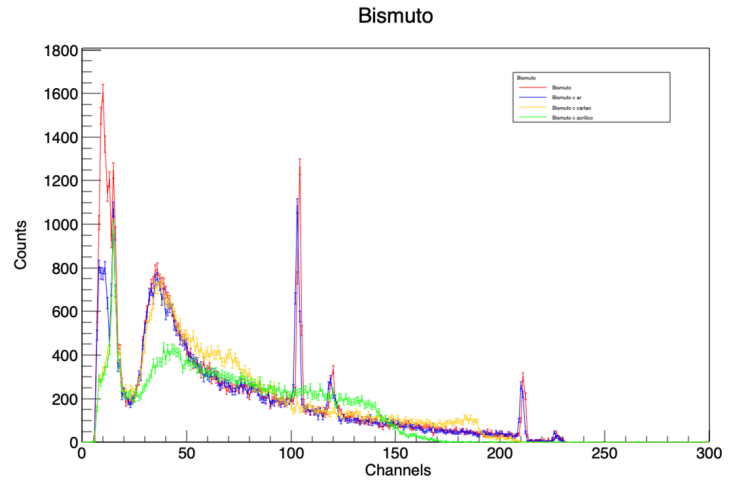


Figura 16: Atenuação na fonte de ^{207}Bi

Observando os espectros, conseguimos verificar que, no geral, houve uma menor atenuação com o ar, seguindo-se o cartão e por fim sendo o acrílico aquele em que houve uma maior atenuação. Todos os picos perdem intensidade com a atenuação e, à exceção do pico Raio X, todos perdem energia. A sobreposição dos espectros evidencia a diminuição do número de contagens para os diferentes materiais.

Estudou-se também a atenuação do espectro do ^{207}Bi com diferentes espessuras de polietileno. Em seguida pode-se encontrar os diversos gráficos sobrepostos para uma mais fácil análise.

All Polyethylene

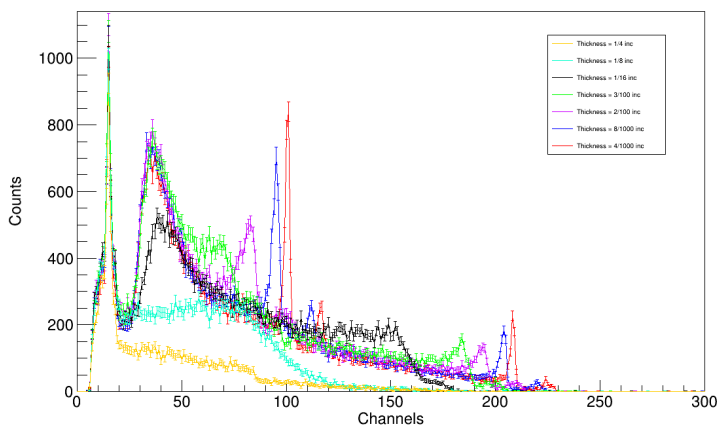


Figura 17: Atenuação de ^{207}Bi para diferentes espessuras de Polietileno

É importante notar que, os picos de raio X de 72.8 e 74.97 keV do espectro do bismuto apenas perdem intensidade à medida que a espessura e a densidade do material de atenuação aumenta, tal como foi previsto em 1.6. No gráfico seguinte, podemos observar melhor o pico raio-X nos diferentes casos e concluir que a sua energia não é atenuada:

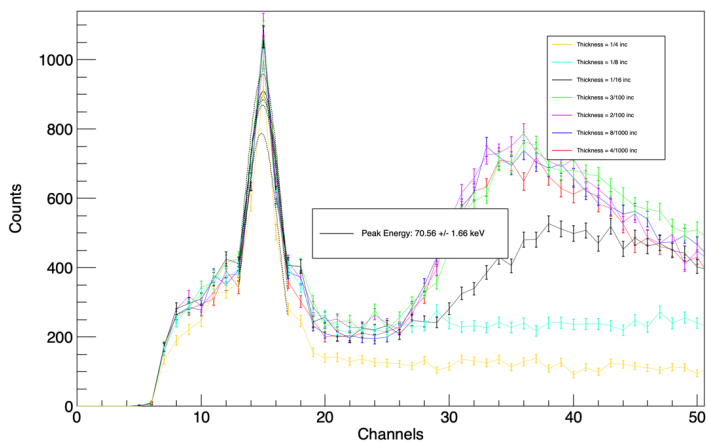


Figura 18: Atenuação do pico Raio X no espectro do ^{207}Bi

Por oposição, os restantes picos associados à deteção de eletrões e não fotões, como os picos de conversão interna e os de Auger, são atenuados pela matéria perdendo energia e intensidade.

Repara-se que a atenuação é maior quanto maior a espessura do material, como era de esperar, e que portanto o número de contagens total diminui com a espessura. É também notável que os picos de energia se encontram em channels diferentes, o que acontece devido à atenuação energética que o polietileno proporciona. Este material é o mesmo que cobre as fontes fechadas pelo que o ajuste energético poderia-se fazer da mesma maneira que na secção 3.2.

3.6 Estudo da eficiência do detetor

A eficiência do detetor indica a porção de eventos detetados por este relativamente ao número de eventos emitidos pela fonte.

Tal como já verificámos em 3.4.3, a eficiência deste detetor para a radiação γ é muito baixa.

Como se pode verificar no espectro da atenuação do bismuto 16, existe um primeiro pico de baixas energias que não é atenuado. Também verificámos a mesma ocorrência na atenuação com o

polietileno, em 17 e 18. Dado que o valor de energia é baixo e não é atenuado, colocámos a hipótese de este pico se dever a Raios-X.

Verificámos que o pico tem uma energia média de 70.56 keV (figura 18), o que se aproxima bastante do valor teórico do pico de raios-X (tabela 2). Vemos assim que o detetor de silício tem uma eficiência para raios-X muito superior à eficiência para radiação gama. Tal deve-se ao facto de a deteção de raios-X ocorrer por efeito fotoelétrico e ter energias mais baixas, ambas características favoráveis para este detetor.

3.7 Estudo da fonte de ^{90}Sr e Espessura do detetor

Para o estudo da fonte de ^{90}Sr , fizemos uma aquisição de 600 segundos com a fonte na câmara em vácuo. O espectro obtido foi o seguinte:

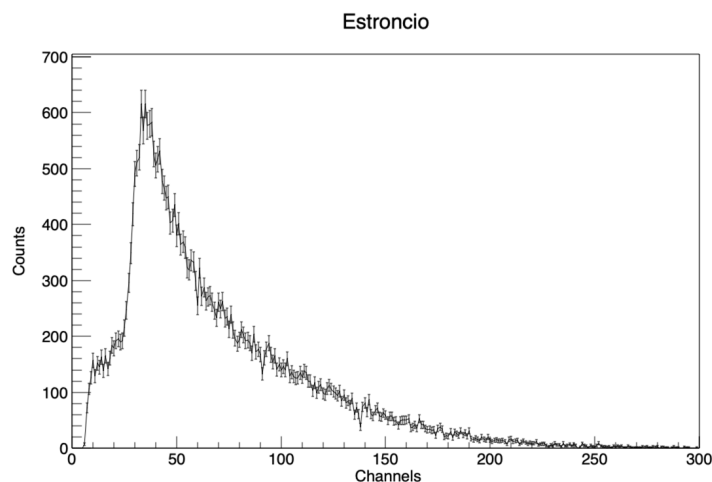


Figura 19: Espectro do ^{90}Sr

Ao analisar o espectro do ^{90}Sr , constatamos que não é possível observar nenhum dos picos distintos normalmente associados a este elemento. Tal acontece devido às elevadas energias do decaimento deste isótopo, que levam à saturação do detetor.

Sabemos que o ^{90}Sr tem um tempo de semi-vida de 28.5 anos, sendo que tem sempre um decaimento β^- para o ^{90}Y , tendo o seu endpoint em 546 keV e o pico mais intenso do espectro β em 196 keV. A fonte de ^{90}Sr utilizada é uma fonte fechada, desde modo, calculando o CSDA para um eletrão com 196 keV obtemos um valor de 0.0448 cm que é próximo da espessura encontrada na secção 3.1.1 para a camada de polietileno da fonte. Assim concluímos que os picos mais intensos deste espectro beta não podem ser detetados e é por isso que não são visíveis na figura 19. Apesar disto, a zona do espectro beta que não é totalmente atenuada pelo polietileno deteta-se. Por outro lado, o ^{90}Y , tem um tempo de semi-vida de 64.1 horas, tendo um decaimento β^- com endpoint de 2274 keV (5) para o ^{90}Zr . Portanto, o espectro beta emitido neste segundo decaimento é energético o suficiente para justificar a anomalia de saturação do detetor que de facto se observa no espectro 19.

Ao sobrepor o espectro do ^{90}Sr com o espectro do ^{207}Bi , podemos observar uma área de acumulação comum a ambos os espectros:

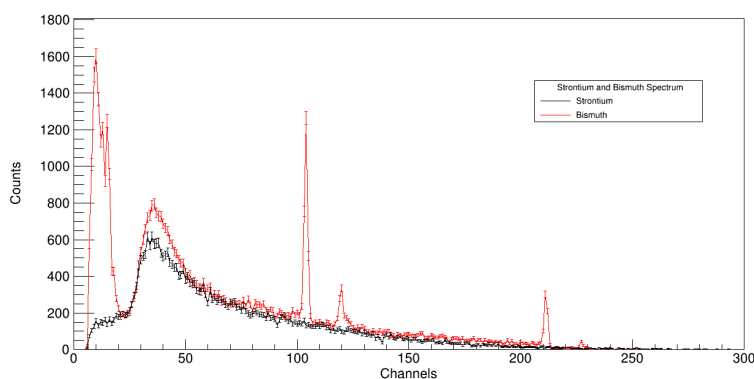


Figura 20: Espectro do ^{90}Sr sobreposto com o do ^{207}Bi

Esta região do espectro resulta de um efeito inerente ao detetor, e não de partículas que efetivamente possuam essa faixa de energias. Para energias elevadas, as partículas atravessam o detetor são atenuadas, perdendo energia que é transferida para a zona ativa do detetor. Essa energia é registada pelo detetor na região em questão (a região coincidente nos dois espectros que observamos na figura 20). Assim, compreendemos que em espectros com picos de alta energia, este detetor irá apresentar essa anomalia, resultando numa eficiência reduzida na faixa considerada.

3.7.1 Espessura da Zona Ativa do Detetor

Através da análise da zona de saturação no espectro e utilizando o centróide das respetivas zonas, podemos estimar a energia depositada no detetor. Com base nessa energia e utilizando informações sobre o poder de paragem (Stopping Power) e o CSDA no silício, podemos determinar a espessura da zona ativa do detetor.

Para realizar esse cálculo, assumimos que o poder de paragem do silício não varia significativamente dentro de um determinado intervalo de energias mais altas, o que pode ser confirmado através do gráfico do poder de paragem para o silício. Seleccionamos esse intervalo entre 1 MeV e 3 MeV e calculamos computacionalmente o valor médio do poder de paragem para realizar a integral mencionada na Equação (8). Nesse cálculo, consideramos $P_A(E)$ como o valor médio nesse intervalo e Δx o centróide da zona de saturação no espectro, resultando na seguinte equação:

$$\Delta x = \int_{E_1}^{E_2} \frac{1}{\rho \times P_T(E)} dE = \frac{\Delta E}{\rho \times \overline{P_T[E_2, E_1]}} \quad (14)$$

Deste modo, foi obtido o valor de $475.469 \mu\text{m}$ para a zona ativa do detetor.

4 Conclusões

No estudo das fontes fechadas e abertas, foi possível determinar com precisão a espessura da camada de polietileno que cobre as fontes fechadas. Foi assumido que essa espessura era consistente em todas as fontes, considerando o mesmo fabricante para cada uma delas e uma alta precisão de fabricação. Essa suposição foi parcialmente confirmada com o endpoint do tálio, pois os resultados após o reajuste coincidiram. No entanto, pode haver variações entre as diferentes fontes.

Com base nessa espessura, foi possível reajustar os espectros das fontes fechadas e realizar uma análise comparativa com os espectros experimentais de diversos laboratórios reconhecidos internacionalmente.

Além disso, observamos nos espectros a presença de influência da saturação do detetor, que está presente em muitos dos espectros analisados. Embora isso represente um fator de erro na análise, conseguimos estimar a espessura da zona ativa do detetor utilizado, com base na sua influência nos espectros observados.

Para melhorar os resultados obtidos, seria necessário utilizar um detetor com uma capacidade de detecção mais ampla, a fim de evitar a saturação. Em termos de análise, é importante destacar que o ponto crucial para a sua melhoria seria encontrar o endpoint por meio de um ajuste mais robusto, utilizando a distribuição exata do mesmo.

Apesar disso, o decaimento beta foi estudado e obtiveram-se erros aceitáveis comparando com os valores teóricos. Todos os objetivos experimentais e de análise propostos inicialmente foram alcançados.

Referências

- [1] Pedro Assis. «Guia de laboratório - Espectroscopia Beta e elétrons de conversão». Em: (2022). URL: https://fenix.tecnico.ulisboa.pt/downloadFile/1970943312395937/G6-Beta_v09.pdf.
- [2] Pedro Assis. «Manual de apoio - Espectroscopia Beta e elétrons de conversão». Em: (2022). URL: https://fenix.tecnico.ulisboa.pt/downloadFile/1970943312395957/beta_apoio.pdf.
- [3] Atomic and Nuclear data - Laboratoire National Henri Becquerel. http://www.lnhb.fr/nuclides/Bi-207_tables.pdf. URL: <http://www.lnhb.fr/nuclear-data/nuclear-data-table/>.
- [4] Kenneth S. Krane. *Introductory Nuclear Physics*. International Ed. John Wiley & Sons, Wiley International Editions, 1988.
- [5] Mimis et al. «LFEA-I - Logbook de Análise da Radiação Gama». Em: (2023). URL: https://ulisboa.sharepoint.com/:b:/s/ist-course-2semestre20222023-1feai846035542881905-1D/EX8a4a9uGqpMvG3fpv1sfJcBhiHndkbJG_8Ux8wCgLNyKw?e=GAAdKfH.
- [6] S. Ramos. «Textos LFRA - Aulas Teóricas». Em: (2014). URL: https://fenix.tecnico.ulisboa.pt/downloadFile/1970943312395960/TextosLFRA_Aulas_teoricas_S_Ramos2014_V01.pdf. Compilado por Pedro Assis.
- [7] *Stopping Power and range tables for electrons*. URL: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>. (Acedido: 13-06-2023).
- [8] *Tabela de Nuclídeos*. URL: <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/>.
- [9] *The Photographic Periodic Table of the Elements*. URL: <https://periodictable.com/index.html>.
- [10] *X-Ray Mass Attenuation Coefficients*. URL: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ElemTab/z82.html>.