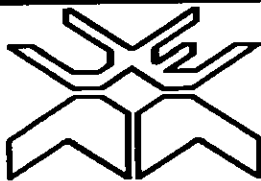


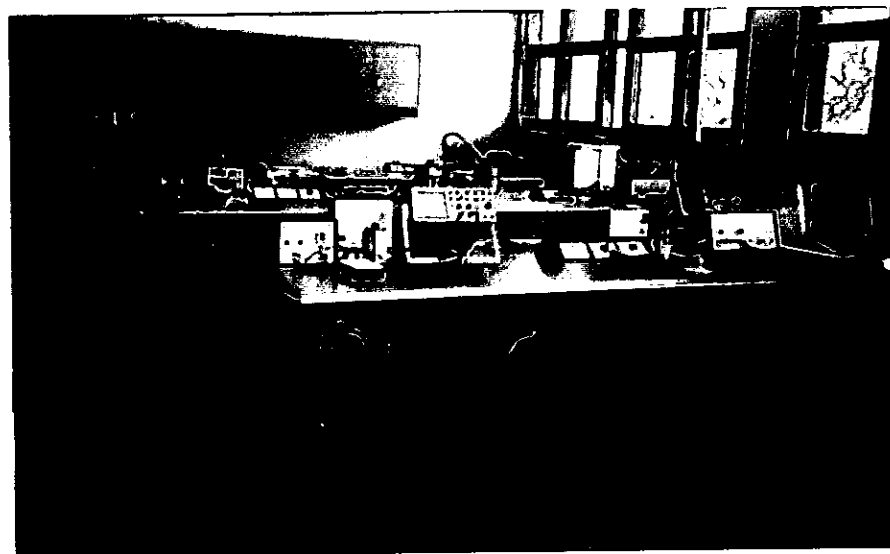
Fis 57



**UNIVERSIDADE EDUARDO MONDLANE
FACULDADE DE CIÊNCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA**

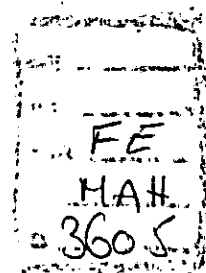
TRABALHO DE LICENCIATURA

**MONTAGEM DO LABORATÓRIO DE
ESPECTROSCOPIA
DO
DEPARTAMENTO DE FÍSICA**



AUTOR:

ALFREDO FERNANDO LUIS MAHOCHÉ





UNIVERSIDADE EDUARDO MONDLANE
FACULDADE DE CIÊNCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

TRABALHO DE LICENCIATURA

MONTAGEM DO LABORATÓRIO DE
ESPECTROSCOPIA
DO
DEPARTAMENTO DE FÍSICA



SUPERVISOR:

Prof. Doutor Rogério Uthui

OPONENTE:

Prof. Doutor Akil Askarhodjaev

Maputo, Maio de 2000

Dedicatória

Ao meu filho Adilson, minha esposa,
meus pais e irmãos

Agradecimentos

Ao meu supervisor Prof. Dr. Rogério J. Utui, pelo magnífico apoio e conselhos prestados durante a preparação do presente trabalho.

Ao Prof. Dr. Akil pela seriedade e apoio prestado.

Ao Prof. Dr. Burdeny pelas sugestões e discussões mantidas.

Um agradecimento muito especial vai também para o meu filho Adilson Rocha Alfredo Mahoche, a minha esposa e aos meus pais pela paciência demonstrada.

A todos a minha profunda e eterna gratidão.

Alfredo Fernando Luis Mahoche

19 de Maio de 2000

Declaração de Honra

Este trabalho foi realizado com base no material a que ao longo do mesmo se faz referência. As ideias originais neles expressas, são de inteira responsabilidade do candidato.

Maputo, aos 19 de Maio de 2000

O candidato

Alfredo Fernando Luis Mahoche

(Alfredo Fernando Luis Mahoche)

RESUMO

O presente trabalho de Licenciatura tem como objectivo, orientar a montagem e organização dum laboratório moderno para o ensino e investigação. As bases aqui apresentadas são as mínimas possíveis para o efeito.

Os resultados experimentais obtidos servirão como base das experiências montadas sobre a ressonância paramagnética electrónica, activação neutrónica e espectroscopia gama.

Na experiência de Ressonância Paramagnética Electrónica (RPE) é usada como amostra a Difenilpiril-Hidrazilo (DPPH) e foi calculado o factor g modulando o campo magnético. Na activação neutrónica foi usada como amostra a prata e ródio e como detector o tubo de Geiger Muller onde calculou-se o período de semidesintegração das amostras em função da taxa de impulsos e o tempo de activação. Na espectroscopia gama é usada como amostra ^{137}Cs para calibrar o sistema usando o foto pico e a aresta de Compton e ^{22}Na , ^{90}Sr , ^{14}C e ^{60}Co para determinar a eficiência do sistema tendo como base os certificados e a informação obtida na experiência e como detector usou-se o detector de cintilação. Foi usada a espectroscopia gama para a identificação de duas amostras.

O manual e guias elaborados formam a parte final do trabalho que seram um instrumento para a orientação do estudo na sala, laboratório e fora.

Índice

Capítulo I

1. Introdução.....	1
1.1. Justificação.....	1
1.2. Objectivos.....	2
1.3. Regras importantes para montagem do laboratório.....	2
1.4. Organização.....	3
1.5. Guias de Trabalho.....	3
1.6. Dificuldades encontradas.....	4

Capítulo II

2. Descrição do trabalho feito.....	5
2.1. Identificação do equipamento novo.....	5
2.2. Codificação.....	5
2.3. Teste.....	

Capítulo III

3. Descrição do trabalho montado.....	6
3.1. Ressonância paramagnética electrónica.....	6
3.2. Activação e desintegração do Ródio e período de semidesintegração dos isótopos radioactivos de Prata.....	11
3.3. Espectroscopia gama.....	24

Capítulo IV

4. Descrição do material didáctico produzido.....	33
4.1. Manual de espectroscopia.....	33
4.2. Guias de trabalho.....	34

Capítulo V

5. Conclusões e recomendações.....	35
------------------------------------	----

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

Um dos problemas que afectam o ensino em Moçambique é a falta de laboratórios. Se é que existem estes não estão devidamente organizados equipados e correctamente utilizados.

Segundo a apreciação moderna, a experimentação deve ser o ponto básico no ensino da ciência e tecnologia. Ela se desenvolve em experiências de demonstração por parte do professor, ou pelo trabalho prático do estudante, sendo a última a mais importante das duas. Actualmente, se sabe que o trabalho prático do estudante, é a maneira mais eficaz de aprendizagem, daí a necessidade de se montarem laboratórios para o ensino do 1º, 2º ciclo do ensino secundário, técnico e superior.

Neste contexto, o presente trabalho visa fornecer bases mínimas ligadas à organização, montagem e utilização correcta de laboratório avançado de modo a permitir a solidificação de bases técnicas e científicas, bem como habilidades em instrumentação.

Um laboratório é uma sala que oferece condições de observações, realização de experiências e discussão.

Uma vez que a meta principal dum estudante num laboratório consiste em estudar fenómenos físicos básicos, reproduzir estes fenómenos na prática e aprender a analisar os resultados das experiências correctamente, as instalações devem possuir mobiliários e equipamentos adequados.

Além do laboratório oferecer oportunidade ao estudante de relacionar a teoria a prática, identificar os fenómenos físicos naturais, observar os processos da sua actuação, que agem e os respectivos efeitos, ele deve acima de tudo oferecer capacidades de realizar demonstrações / investigações científicas.

1.1. JUSTIFICAÇÃO

A crise no ensino da física está por um lado derivada da falta de laboratórios para algumas escolas recém construídas, por outro, fraca preparação do corpo docente para organizar e utilizar correctamente os laboratórios nas escolas que possuem.

Esta falta de laboratórios e pessoal desenvolve incapacidade de identificar certos fenómenos físicos quando lhes aparece pela frente, para minimizar esta crise na Escola Secundária de Noroeste I, o professor, nas aulas laboratoriais recomenda a leitura teórica relacionada com a experiência e procedimento experimental. Durante a aula, o professor introduz a aula procurando esclarecer as dúvidas, a seguir com a ajuda do livro do aluno e de esquemas explica o procedimento experimental e no fim o professor explica os resultados e as conclusões da experiência.

Este procedimento tem as seguintes desvantagens:

- os alunos, não têm oportunidade de observar fenómenos (resultados da experiência) e fazer a sua análise;
- não desenvolvem habilidades de trabalhar individualmente usando o método científico; não têm a oportunidade de aprender fazendo;
- os esquemas desenhados no quadro nem sempre ilustram devidamente o equipamento real.

Estes factores contribuem de certa maneira na falta de interesse e gosto pelas ciências (por exemplo, o número de estudantes que escolhem Ciências Básicas como primeira opção, não ultrapassa os 50 por ano, de um universo de 4000 candidatos).

São estes factores que me motivam a aprender a montar e organizar um laboratório moderno, pois, só assim poderei responder aos avanços tecnológicos que ocorrem na actualidade, criando bases nos alunos para enfrentarem a tecnologia moderna.

1.2. OBJECTIVOS

O presente trabalho tem como objectivos:

- apresentar uma orientação metodológica de organização e montagem de um laboratório moderno;
- apresentar um esquema de elaboração dum guião de experiência;
- selecção de experiências que ilustrem os princípios teóricos expostos em cada capítulo do manual a usar;
- montar e realizar a experiência de activação neutrónica;
- montar e realizar a experiência de espectroscopia gama.

1.3. REGRAS IMPORTANTANTES PARA MONTAGEM DO LABORATÓRIO

Para montar um laboratório primeiro deve-se definir os objectivos do laboratório, tipo de laboratório, equipamento necessário e o mobiliário a instalar, depois, seleccionar o edificio onde ira funcionar o laboratório, tendo em conta:

- capacidade da sala para conter o material e os estudantes;
- acesso a energia eléctrica;
- acesso a água canalizada;
- rede de evacuação das águas.

A montagem deve oferecer o melhor conforto e bem estar para o sucesso nos trabalhos e investigação à realizar.

Os armários e mesas devem estar separados o melhor possível de modo a oferecerem comodidade e segurança ao professor e estudantes durante os trabalhos.

Os produtos perigosos (tóxicos, radioactivos, etc.) devem ser colocados em armários de protecção previamente montados e rotulados num local visível de modo a serem controlados pelo técnico ou auxiliar de laboratório.

O equipamento colocado sobre as mesas deve ser aquele que não sofre com a variação da temperatura da sala, que não sofre com a poeira ou humidade, este tipo de equipamento deve ser conservado em recipientes próprios e colocados em armários devidamente etiquetados.

O equipamento de reserva deve ser controlado e mantido em armários escolhidos apenas para esse efeito.

1.4. ORGANIZAÇÃO

Para melhor organização todos os equipamentos devem estar catalogados. Os códigos facilitam a organização interna (controle e identificação).

Para facilitar este trabalho escolhe-se um código que diga respeito apenas a esse laboratório.

Os armários de equipamentos devem ser enumerados e etiquetados com o nome, quantidade e observação dos equipamentos existentes assim como os dos certificados, brochuras, manuais, catálogos e guias de referência.

1.5. GUIAS DE TRABALHO

Sendo os guias de trabalho laboratorial um meio que permite ao estudante realizar as experiências, eles devem ser claros e simples na sua apresentação de modo a facilitar a realização das experiências e devem corresponder ao programa vigente no curso.

Os guias devem apresentar uma estrutura metódica uniforme, como por exemplo:

- Número do trabalho experimental
- Título do trabalho
- Conceitos relacionados e princípios; para introduzir o tema.
- Equipamento; a usar nessa experiência.

- Objectivos do trabalho; onde se explica o que pretende-se estudar, leis que pretendem-se verificar, quais as grandezas físicas que se pretendem determinar no referido trabalho.
- Montagem e procedimento; descreve a aparelhagem que será usada na realização da experiência, os esquemas da montagem dos aparelhos e a proposta da ordem de execução.
- Teoria; esta parte define noções, enuncia leis, apresenta as respectivas explicações indispensáveis para melhor entendimento das experiências a realizar no referido trabalho.

1.6. DIFICULDADES ENCONTRADAS

O presente trabalho é uma parte do previsto. Inicialmente incluía a montagem dos laboratórios no novo edifício, teste dos equipamentos e a elaboração das respectivas guias.

Por várias razões o objectivo não foi cumprido devido a entrega tardia do edifício do departamento de Física, limitando-se apenas ao laboratório de espectroscópia.

CAPÍTULO II

DESCRIÇÃO DO TRABALHO FEITO

2.1. IDENTIFICAÇÃO DO EQUIPAMENTO NOVO

O equipamento para o laboratório veio embalado em caixas e sua identificação foi feita através do número de referência das etiquetas. Após a identificação as caixas foram levadas para a sala escolhida para laboratório, onde procedeu-se a abertura .

Com ajuda da lista do fabricante conferiram-se os equipamentos das experiências.

2.2. CODIFICAÇÃO

Após a identificação seguiu-se a codificação, esta que se encontra patente no anexo 1. A ordem escolhida para codificar foi: experiência, fontes, equipamento de reserva e por fim fios e cabos com a seguinte ordem: N° de ordem, N° do catalogo, Descrição, N° do código, Ano, Firma e País.

O código escolhido foi **LESP** (Laboratório de **ESP**etroscopia).

2.3. TESTE

Codificado o equipamento seguiu-se a fase do teste.

Dos equipamentos testados os que apresentaram anomalias foram:

- Um monitor colorido HP Ergo – SVG14, n° do catalogo 15221.93, n° do código LESP-010
- Dois detectores gama, n° do catalogo 09101.00, n° do código LESP-05 e 022
- Uma fonte do detector gama, n° do catalogo 09101.93, n° do código LESP-06
- Espectrómetro de Ressonância NEQ-4 n° do catalogo A-0-014-94
- Contador digital, n° do catalogo 13600.93, n° do código LESP-062

CAPÍTULO III

DESCRIÇÃO DO TRABALHO MONTADO

Após a identificação, codificação e teste, realizou-se a montagem de cinco trabalhos, correspondentes a oito experiências. As experiências montadas foram:

3.1. RESSONÂNCIA PARAMAGÉTICA ELECTRÓNICA (RPE)

3.1.1. Resumo Teórico

O electrão possui um spin, S , de $1/2$, a que está associado um momento magnético μ , uma vez que o electrão se comporta, assim como um magneto, com os polos dispostos segundo o eixo de rotação.

Na ausência de um campo magnético externo, o electrão livre pode existir em um de dois estados, $+1/2$ e $-1/2$, de igual energia (*degenerados*).

Se um electrão de massa m e carga e está localizado num campo electromagnético com potencial vectorial \vec{A} e potencial escalar ϕ neste caso o seu nível de energia estável e estado característico são dados pelas soluções da equação de Dirac.

Se a equação é resolvida para a componente Ψ_1 do estado do "spinor", lê-se [10]:

$$\left(\frac{\vec{\pi}^2}{2m} + \mu_B 2\vec{S} \cdot \vec{B} \right) \Psi_1 = \varepsilon \Psi_1 \quad (1)$$

onde $\mu_B = \frac{eh}{2mc}$ (magnetão de Bohr) = $9,27 \cdot 10^{-27} \text{ Am}^2$, $\vec{\pi} = \vec{p} + \frac{e}{c} \vec{A}$, onde \vec{p} é o momento, c a

velocidade da luz, \vec{S} o operador de spin do electrão, $\vec{B} = \text{rot} \vec{A}$ o campo magnético, h a constante de Planck $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$, e $\varepsilon = \frac{1}{2} \left(1 + E/mc^2 \right) (E - mc^2)$ é aproximadamente o excesso de energia sobre a energia da massa residual.

Para um electrão livre num campo magnético uniforme, o segundo termo (termo de Zeeman) permuta com o primeiro no operador Hamiltoniano de (1), e o nível de energia $\varepsilon = \varepsilon_0 + \mu_B 2S_z B_z$, é obtido se o eixo z estiver na direcção do campo magnético.

ε_0 é a energia do electrão sem campo magnético.

Se a contribuição diamagnética do primeiro termo de (1), no caso geral, for desprezado, então para o electrão num campo magnético uniforme o operador de Hamilton de interacção com o campo magnético (efeito Zeeman) é [10]

$$\bar{H}_z = \mu_B \bar{B} (\bar{L} + 2\bar{S}), \quad (2)$$

onde \bar{L} e \bar{S} são os operadores do momento angular e de spin orbital respectivamente.

Por outro lado, a interacção do spin orbital $H_{so} = \lambda \cdot \bar{S} \cdot \bar{L}$ deve ser tomado em conta, de tal forma que

somente o momento angular total $\bar{J} = \bar{L} + \bar{S}$ seja um valor constante, onde $\lambda = \frac{Ze^2}{2m_0^2 c^2 r^3}$.

Neste caso, H_z (2) pode ser escrito [10]

$$H_z = \mu_B g_j \cdot \bar{B} \cdot \bar{J} \quad (3)$$

com factor de Landé [10]

$$g_j = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}. \quad (4)$$

Desprezando a influência do spin nuclear os níveis de energia de H_z , para os campos magnéticos na direcção z, são $E_z = \mu_B g_j B m_j$ com $m_j = j, j-1, \dots, -j$.

A regra de selecção para as transições magnéticas da experiência de ressonância do spin electrónico é $\Delta m_j = \pm 1$, para que a condição de absorção seja $\mu_B g_j B = \Delta E = h\nu$.

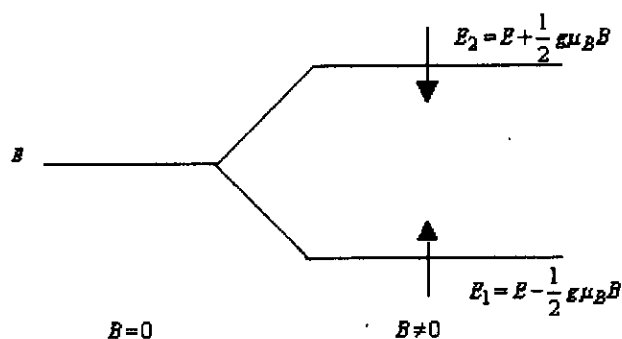


Fig. 1: Análise dos níveis de energia no campo magnético.

Em muitos casos, especialmente com radicais moleculares, o momento angular \vec{L} do electrão desemparelhado é anulado pelos campos eléctricos dos átomos e moléculas vizinhas. No caso de DPPH, $L = 0$ e entretanto $g_j = 2$.

Em (3), [10]

$$\vec{\mu} = \mu_B g_j \vec{J} \quad (5)$$

é o momento magnético de um electrão com momento angular \vec{J} em unidades do magnetão de Bohr μ_B .

A fig. 1 mostra o nível de energia no campo magnético B , para DPPH.

Podem induzir-se as transições de um estado para o outro por irradiação dos electrões com uma radiação electromagnética de frequência f . A interacção que ocorre entre o dipolo magnético do electrão e o campo magnético oscilante que acompanha a radiação electromagnética provoca transições entre os níveis.

A probabilidade de transição depende do número de ocupação e da matriz dos elementos de transição. Os anteriores são os mesmos para os processos de absorção e emissão.

Devido as interacções dos spins com a rede ou uns com os outros, os níveis, não são claramente definidos e isto conduz a uma largura da linha do espectro de absorção e previne uma equipartição dos níveis (saturação) por causa dos correspondentes processos de relaxação.

Os números de ocupação são dados de acordo com a relação de Boltzmann, por $\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{\Delta E}{KT}} = e^{-\frac{g_j \mu_B B}{KT}}$,

onde K é a constante de Boltzmann.

Na equação da ressonância, g é o factor de proporcionalidade entre a frequência de transição e o campo magnético. O valor exacto do factor reflete a vizinhança química, em particular quando intervêm heteroátomos, porque o momento angular orbital do electrão (momento da orbital em torno de um núcleo) pode ter efeito sobre o valor da transição $\Delta m_s = \pm 1$. O valor teórico de g , para um electrão livre é 2,0023, mas para um electrão ligado a um radical, este valor muda de uma forma análoga ao desvio químico em ressonância magnética. Para radicais orgânicos, $g = 2,0043$ o que corresponde a uma deslocação do centro do espectro em 9 MHz (ou 3 Gauss) a 9 GHz. O factor g causa a variação do momento magnético do electrão, que pode induzir momentos magnéticos orbitais que, por seu turno podem interagir com o campo magnético.

Os iões dos metais de transição e das terras raras, com as camadas d e f parcialmente preenchidas, têm valores de g muito afastados de 2,0023 e deve-se procurar o pico de ressonância num largo diapasão.

3.1.2. Descrição do Equipamento

A unidade de alimentação contém um oscilador estabilizado com quartzo, que alimenta com tensão alternada de alta frequência montado em ponte. Em uma das derivações da ponte tem-se um circuito oscilante sintonizável, de muita alta qualidade, na bobina se coloca a amostra, exposta ao campo magnético variável de bobinas de Helmholtz. Quando aparece a absorção dos quanta de emissão alta frequência, a resistência do circuito oscilante varia e, conseqüentemente, a tensão na derivação diagonal da ponte. Nesta derivação há um diodo semiconductor para rectificar a alta frequência, e nele se toma a tensão de saída da ponte e reconduz-se no amplificador da unidade de alimentação. Na saída do amplificador é ligado um osciloscópio. Para representar o oscilograma do sinal RPE é necessário sobrepor o campo magnético contínuo do ressonador um campo alternado de baixa frequência.

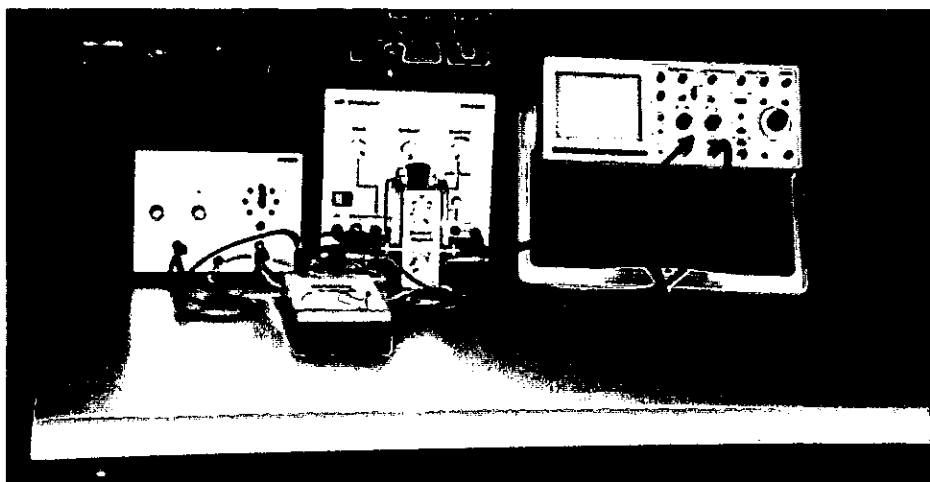
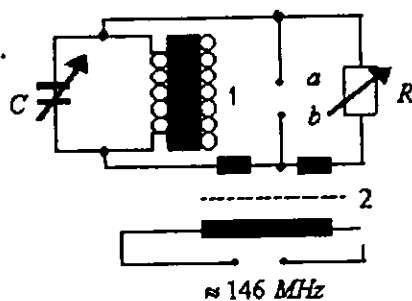


Fig. 2: Espectrometro ESR montado.

3.1.3. Modo de Execução

1. Após a ligações balanceou-se a ponte de tal forma que a impedância de ambas as ramificações fosse a mesma e conseqüentemente nenhuma voltagem entre os pontos *a* e *b*.
2. Ajustou-se o campo magnético externo de tal forma que a absorção da ressonância ocorre-se na amostra, neste caso a ponte tornou-se imbalanceavel e a voltagem mantida entre *a* e *b* foi rectificada e amplificada.



1-ressonador
2-gerador de micro ondas

Fig. 3: Medição da ponte do aparelho ESR.

1. Modulou-se o campo magnético com 50 Hz a.c. (voltage 2V), o ponto de ressonância passou cem vezes por segundo (fig. 4), e o sinal de absorção é exibido no osciloscópio, uma vez que a deflexão x foi conduzida com a mesma voltage a.c. na corrente de fase.

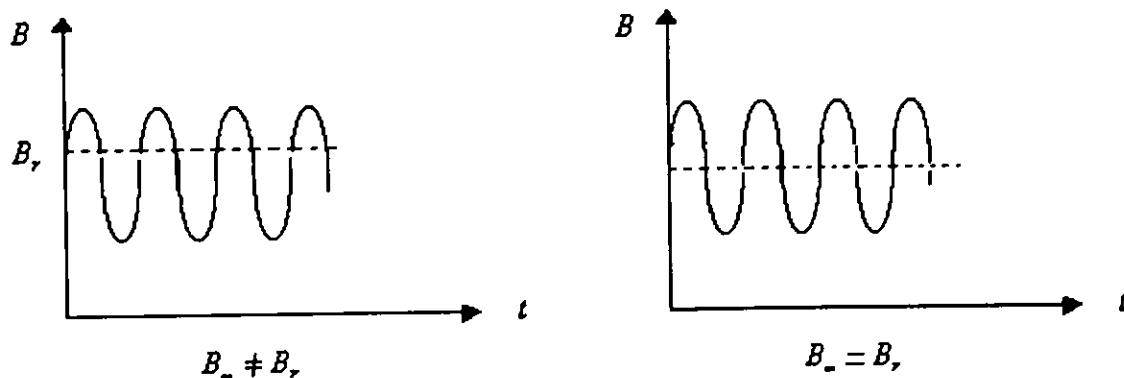


Fig. 4: O campo magnético B é composto de um campo B_0 d.c. e um campo alternado B_1 , assim que $B = B_0 + B_1 \cdot I_0$, B_0 deve ser ajustado de tal forma que $B_0 = B_r$ (campo magnético de ressonância).

3.1.4. Resultados

Com o sinal de absorção simétrico de amplitude máxima 8 cm, para a combinação Helmholtz com $n = 250$ voltas, raio $R = 0,054$ m, corrente $I_r = 1,275 \pm 0,02A$ o campo magnético no eixo de simetria entre as bobinas é dada pela relação [10] $B = 0,7155 \cdot \mu_0(n \cdot I/R)$, onde $\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6}$ Tm/A.

Com os valores apresentados, obteu-se: $B = 4,16 \cdot 10^{-3} \cdot I$ T/A

Com o sinal de absorção simétrico de amplitude máxima 8 cm, para a combinação Helmholtz com $n = 250$ voltas, raio $R = 0,054$ m, corrente $I_r = 1,275 \pm 0,02A$ o campo magnético no eixo de simetria entre as bobinas é dada pela relação [10] $B = 0,7155 \cdot \mu_0(n \cdot I/R)$, onde $\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6}$ Tm/A.

Com os valores apresentados,obteu-se: $B = 4,16 \cdot 10^{-3} \cdot I$ T/A

$$B = 5,304 \cdot 10^{-3} \pm 0,02T.$$

e para o valor de g , obtemos: $g = 2,507 \cdot 1/I_r$

$$g = 1,97, \text{ com erro relativo de } \varepsilon = 1,68 \%$$

Valor na literatura para DPPH [10]: $g = 2,0037$

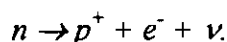
3.2. ACTIVAÇÃO E DESINTEGRAÇÃO DO RÓDIO E PERÍODO DE SEMIDESINTEGRAÇÃO DOS ISÓTOPOS RADIOACTIVOS DE PRATA

3.2.1. Resumo Teórico

3.2.1.1. Neutrões

O neutrão é uma partícula sem carga o que lhe dá propriedades especiais: não pode ser acelerado em campos eléctricos ou magnéticos, não pode directamente causar ionização de átomos e moléculas, não é afectado pela interacção coulombiana assim que se aproximar da carga positiva do núcleo.

O neutrão não é uma partícula fundamental. Na falta de uma outra matéria nuclear, os neutrões se desintegram com um período de semi-desintegração de cerca de 12,5 min em protões e electrões pela reacção



Neutrões livres, geralmente não existem o suficiente para decair, já que eles são absorvidos pelo ambiente do material em intervalos de tempo inferiores a $1\mu s$.

As propriedades dos neutrões são também uma função da sua energia cinética. Esta relação é usada para examinar muitos processos em que os neutrões interagem com a matéria.

1. Neutrões lentos: neutrões com energias acima de cerca de 1keV

O subgrupo mais importante desta classificação é o neutrão "térmico", um neutrão em equilíbrio térmico com o átomo no seu meio. Os neutrões térmicos têm uma distribuição de velocidade de Maxwell que a temperatura da sala corresponde á energia mais provável de 0,025 eV. Outros subgrupos de neutrões lentos incluem (a) neutrões epitérmicos, que não estão em completo equilíbrio térmico com o seu meio, (b) neutrões de ressonância, que apresentam um intervalo de

energia entre 1 à 1000 eV. Neste intervalo muitos núclidos mostram forte absorção de neutrões à discretas energias ressonantes.

2. *Neutrões intermediários: neutrões com energia entre 1 a 500 keV*

A relativa falta apropriada de reacções nucleares para estes neutrões tem resultado em pouca informação sobre seu intervalo de energia.

3. *Neutrões rápidos: neutrões com energia acima de 0,5 MeV*

Estes neutrões são de energia suficiente para causar uma variedade de reacções nucleares que não ocorrem com neutrões de energias muito baixas. Podem ser provocados em muitas fontes e são de grande interesse nas análises por activação.

3.2.1.2. Secção transversal

A taxa das reacções nucleares num dado sistema de irradiação é determinada não somente pelo número de núclidos incidente e do alvo disponíveis para as interacções mas também pela possibilidade de que uma partícula incidente reagirá com o núcleo alvo.

A secção transversal para um tipo específico de evento pode ser definida como sendo a razão entre a taxa daqueles eventos e o número de partículas alvo expostos por unidade de área [7]:

$$\sigma_i = \frac{R_i}{I_0 n x} \quad (\text{cm}^2/\text{núcleo alvo}) \quad (6)$$

onde $R_i = dN_i/dt$ é a actividade para os eventos i (sec^{-1}), n é o número de núcleos alvos por unidade de volume (cm^{-3}), x a espessura do alvo (cm) e I_0 número de partículas incidentes por unidade de tempo (sec^{-1}).

A secção transversal tem dimensões da área e expressa a probabilidade de uma partícula sofrer um tipo específico de eventos através da relação entre a área "efectiva" e a área total do núcleo alvo.

Secção transversal total

O caso limite para alvos delgados pode ser considerado como a largura do alvo de um núcleo/ cm^2 . Na prática, irradiações ao alvo são geralmente expressas de modo que na secção transversal a intensidade do feixe seja significativamente reduzida. Neste caso, a taxa das reacções de todos os tipos que ocorrem no alvo, é dada pela perda da intensidade do feixe. Se N_T é o número total das reacções que removem uma partícula do feixe, então [7]

$$\frac{dN_T}{dt} = -dI = I n \sigma_T dx \quad (7)$$

onde σ_T é a secção transversal total. A solução é dada na forma [7]

$$\frac{dI}{I} = -n\sigma_T dx \quad (8)$$

que dá como taxa de interacção do alvo na espessura x [7]

$$\Delta I = I_0 - I = I_0(1 - e^{-n\sigma_T x}) \quad (9)$$

Secção transversal geométrica

Outro conceito de secção transversal como a probabilidade de reacção entre uma partícula incidente e núcleo alvo, é expressa em termos de secção transversal geométrica apresentado pelo núcleo alvo para um projectil puntiforme. Esta área transversal, σ_{geo} , é uma boa aproximação para secção transversal da reacção medida para reacção de neutrões rápidos mas não é satisfatória para partículas carregadas que devem vencer barreiras de Coulomb, nem para neutrões lentos que estão no equilíbrio térmico com seu ambiente.

A secção transversal geométrica é dada por [7]

$$\sigma_{geo} = \pi R^2 \quad (10)$$

onde $R = R_0 A^{1/3} \text{ cm} = 1,4 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ cm}$.

A secção transversal geométrica dá uma ideia das magnitudes da secção transversal da reacção.

Uma vez que a maior parte das secções transversais são da ordem de 10^{-24} cm^2 , ela é expressa em unidades de *barn*, onde $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$.

Secção transversal da reacção

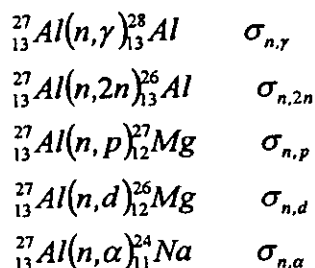
A secção transversal total σ_T foi definida como sendo a taxa de remoção das partículas incidentes. Os eventos nucleares envolvem espalhamento ou absorção de radiação ou partículas. Cada um destes tem uma secção transversal parcial, σ_s e σ_a , respectivamente, em que [7]

$$\sigma_T = \sigma_s + \sigma_a \quad (11)$$

Ambos processos gerais podem por sua vez ser subdivididos em processos individuais; por exemplo, o espalhamento pode ser em forma de colisões elásticas (nas quais a energia cinética total do sistema conserva-se) ou colisões inelásticas (em que uma parte da energia cinética das partículas incidentes resulta da excitação do núcleo alvo). Quando ambos os processos ocorrem numa reacção, [7]

$$\sigma_s = \sigma_{el} + \sigma_{inel} \quad (12)$$

A absorção de partículas incidentes conduz a uma transmutação nuclear; por exemplo, a irradiação de uma folha de alumínio com neutrões de 14 Mev pode resultar em diversas reacções nucleares diferentes, incluindo as seguintes prováveis:



Cada uma destas reacções tem a sua secção transversal parcial, chamada secção transversal da reacção. A soma de todas secções transversais parciais para as reacções que estão a decorrer com o núcleo alvo é igual a secção transversal parcial para a absorção [7]

$$\sigma_a = \sigma_{n,\gamma} + \sigma_{n,2n} + \sigma_{n,p} + \dots \quad (13)$$

Algumas reacções de absorção conduzem a produção de núclidos estáveis, tais reacções não são usuais para radioactivação. A parte da secção transversal da absorção que conduz a núclidos radioactivos é geralmente chamada por secção transversal de activação (σ_{act}). Para energias baixas (térmicas) de neutrões a secção transversal de activação é usualmente estimada primeiramente pela captura radioactiva da secção transversal $\sigma_{(n,\gamma)}$. A secção transversal tem um pequeno significado para altas energias a irradiar partículas devido a multiplicidade das reacções nucleares possíveis.

3.2.1.3. Fluxo de neutrões

O termo fluxo é geralmente associado com fontes de neutrões lentos ou moderados que se aproximam ao núcleo da matriz de todas as direcções.

O fluxo de neutrões deve ser considerado como sendo de neutrões que atravessam a unidade de área em cada unidade de tempo. Assim, para um estado constante (isto é, igual número de neutrões atravessando a unidade de área em todas direcções), à uma densidade de n neutrões por cm^3 com uma velocidade média de \bar{v} cm/s, o fluxo de neutrões é dado por [7]

$$\phi = n\bar{v} \quad (\text{em n/cm}^2\text{-s}) \quad (14)$$

por exemplo, neutrões em equilíbrio térmico com o seu meio são descritos como térmicos. A relação densidade – velocidade é dada pela teoria cinética dos gases [7]

$$\frac{dn}{dv} = \frac{4n}{v_0^3 \sqrt{\pi}} v^2 e^{-v^2/v_0^2} \quad (15)$$

onde n é o número total de neutrões por unidade de volume e $v_0 = (2KT/M_n)^{1/2}$ é a velocidade mais provável a uma temperatura absoluta T ; M_n é a massa do neutrão e K a constante de Boltzmann = $1,38 \times 10^{-16}$ erg $^\circ$ C (ou $8,56 \times 10^{-5}$ eV/ $^\circ$ C). A uma temperatura absoluta de 293 $^\circ$ K (20 $^\circ$ C) a velocidade mais provável é

$$v_0 = \left[\frac{2(1,38 \times 10^{-16})293}{1,67 \times 10^{-24}} \right]^{1/2}$$

$$v_0 = 2,2 \times 10^5 \text{ cm/s}, \quad (E_0 = 1/40 \text{ eV})$$

A velocidade média é

$$\bar{v} = \frac{2v_0}{\sqrt{\pi}} = 2,5 \times 10^5 \text{ cm/s}$$

e para uma densidade neutrónica de 10^{27} n/cm o fluxo deve ser

$$\phi = n\bar{v} = 10^7 \times 2,5 \times 10^5 = 2,5 \times 10^{12} \text{ n/cm}^2 \text{ - s}$$

O número de neutrões disponível durante a irradiação num intervalo de tempo t seg. É chamado de fluxo integrado de neutrões e é assim dado [7]:

$$\Phi = n\bar{v}t \quad (\text{em n/cm}^2) \quad (16)$$

3.2.1.4. Tempo de irradiação

Além dos modos de desintegração, os quais são caracterizados para cada radionúclido pelo tipo e pelas energias das radiações libertadas, os radionúclidos apresentam taxas características de desintegração. Ambos os parâmetros ajudam na identificação e na medição dos radionúclidos. O decaimento dum núclido radioactivo é uma reacção da primeira ordem para a qual a taxa de decaimento ($-dN/dt$) é proporcional ao número de núclidos radioactivos (N) presentes. A taxa de desintegração duma fonte de núclido radioactivo é definida como sendo a radioactividade [7]

$$A = \lambda N \quad (17)$$

onde λ é a constante de decaimento, cujo valor é uma característica do radionúclido. A constante de decaimento é também expressa em termos de período de semi-desintegração, $T_{1/2}$, o tempo necessário para o decaimento de qualquer número inicial para a metade desse número;

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (18)$$

A constante de decaimento de cada radionúclido é envolvida na determinação da análise de activação de duas seguintes maneiras:

- Determina, para um dado tempo de irradiação, o factor de saturação $(1 - e^{-\lambda t})$ para esse núclido, onde t_i é o tempo da irradiação.
- Determina, através de $N = \lambda N_0 e^{-\lambda t}$, a quantidade de radioactividade ainda presente no tempo de medição, para uma duração t a partir do término da irradiação.

Assim a taxa de decaimento (expressa pelo período de semi desintegração) é um factor importante em muitos exemplos da análise por activação.

Para uma dada amostra numa instalação de irradiação a quantidade máxima de radioactividade de um dado radionúclido é a actividade de saturação igual a taxa de produção quando a duração da irradiação tende para o infinito. Assim é geralmente desejável irradiar num tempo suficiente (cinco períodos de semi desintegração são equivalentes a cerca de 97% de saturação) para aproximadar ao nível da actividade de saturação. Este nível é especialmente útil quando os elementos traços procurados estão no limite da sensibilidade. Irradiações mais longas não podem aumentar os níveis úteis do produto radionúclido desejado, mas eles podem aumentar os níveis dos radionúclidos com períodos de semidesintegração mais longos produzidos dos constituintes da matriz, o nível da radiação total da amostra, e o custo da irradiação. Assim é prático reduzir o tempo da irradiação para um consistente valor mínimo com a requerida sensibilidade e exactidão. Para tempo de irradiação do radionúclido produto de curta duração geralmente não é um factor significativo.

Para o tempo de irradiação de radionúclidos produtos de longa duração é insencialmente uma função linear de uma quantidade mínima da desejada radioactividade. O valor de e^{-x} é aproximado a série [7]

$$e^{-x} = 1 - x + \frac{x^2}{2!} - \frac{x^3}{3!} + \frac{x^4}{4!} - \dots \quad (19)$$

para $x \ll 1$ os termos em x maiores que a primeira potência podem ser omitidos. Para $t \ll T_{1/2}$ a série de $e^{-\lambda t}$ reduz-se a [7]

$$e^{-\lambda t} = 1 - \lambda t \quad (20)$$

e o factor de saturação toma-se [7]

$$(1 - e^{-\lambda t}) = \lambda t \quad (21)$$

e [7]

$$D^0 = R(\lambda t) \quad (22)$$

Assim a escolha do tempo de irradiação basea-se em exceder o nível mínimo desejado da radioactividade balanceada pelos níveis dos radionúclidos que interferem e o custo ou outras condições de irradiações.

3.2.1.5. Aplicações

Ciências ambientais

Usa-se análise por activação na exploração dos aspectos químicos em várias áreas do ambiente do homem para o seu desenvolvimento. A maior aplicação está no problema da poluição.

Medicina interna

Uma das técnicas de análise por activação é a denominada "*in vivo*" que serve para estimar o sódio no corpo humano exposto a 14 MeV de neutrões. É um método útil para a medição de quantidades de vários elementos traços, vitais, tal como, quantidades de elementos específicos em órgãos específicos do corpo. Estas medições de massas de elementos não podem ser facilmente feitas por outros métodos quaisquer.

A análise envolve uma irradiação do paciente com gerador d,t ou cyclotron-produced neutrons e medição de radiação num Whole-Body Counter.

Dois problemas gerais associados com a análise por activação "*in vivo*" são a calibração da análise devido a não homogeneidade do fluxo de irradiação e o risco radiológico para o paciente.

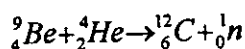
Industria

A adaptação da prática da análise por activação no domínio da industria favorece a vantagens técnicas de alta sensibilidade e não destruição, vantagens económicas de baixo custo e rapidez.

Os fabricantes de produtos materiais são os potenciais usuários deste método, onde as técnicas são disponíveis para os processos de investigação, teste, processos de controle e melhoramento da qualidade dos produtos.

3.2.2. Descrição do Equipamento

A fonte de neutrão aqui usada contém uma mistura de rádio e berílio, com intensidade de 105 n/s. O rádio emite partículas alfas. Uma partícula alfa é capturada por um átomo de berílio, e resulta um isótopo de carbono e um neutrão.



O tubo contador de Geiger – Müller com um tempo morto de aproximadamente $\tau = 100 \mu\text{s}$, detecta as partículas activadas. Normalmente é enchido com uma mistura de gases inertes, consistindo, ele próprio, num fio envolvido por um cilindro metálico. O processo de detecção é o seguinte: as partículas ionizantes penetram na câmara do contador, a colisão com o gás nele contido origina um par de iões, os quais migram para o correspondente eléctrodo, sob a acção do gradiente de voltagem. A mobilidade do electrão é muito elevada, e este adquire rapidamente a velocidade suficiente para dar origem a novo par de iões, por colisão com outro átomo de argon. Nestas condições, repetidas numerosas vezes, cada partícula ionizante que penetra na câmara do contador origina uma avalanche de electrões, os quais se dirigem para o ânodo central. Os fotões emitidos quando os electrões atingem o ânodo propagam a ionização ao longo do tubo.

Este processo dá origem a uma descarga contínua que ocupa todo o volume activo da câmara em menos de um microsegundo. Cada descarga dá origem a um impulso constante, cuja amplitude máxima é de 10 V e cuja duração é de $100 \mu\text{s}$. Estes impulsos são contados rigorosamente no contador digital de 4 décadas equipado para experiências de radioactividade a ele acoplado.

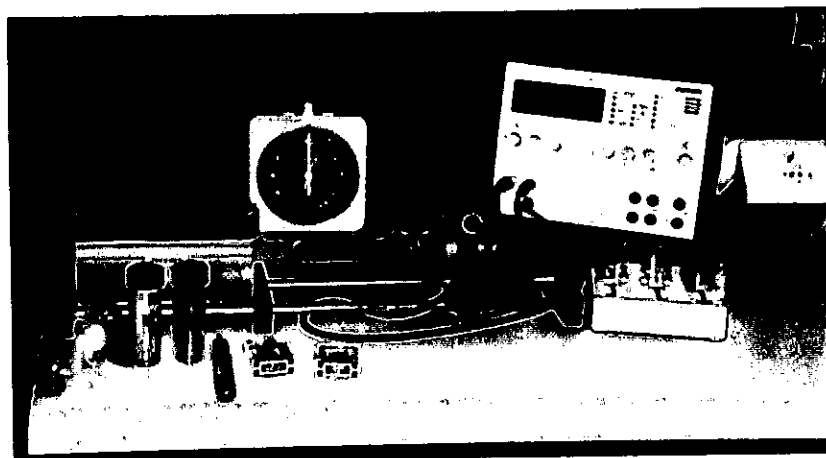


Fig. 5:Montagem experimental para activação neutrónica.

3.2.3. Realização

1. Ligou-se o contador iniciando a contagem dos impulsos carregando nos botões “Start” e “Function”.
2. Efectuou-se a contagem da radiação cósmica para o cálculo da voltagem do tubo contador variando a tensão em intervalos de 10 s. O cálculo das tensões foi feito tendo em conta o esquema da fig.6, (anexo 2 tabela 1).

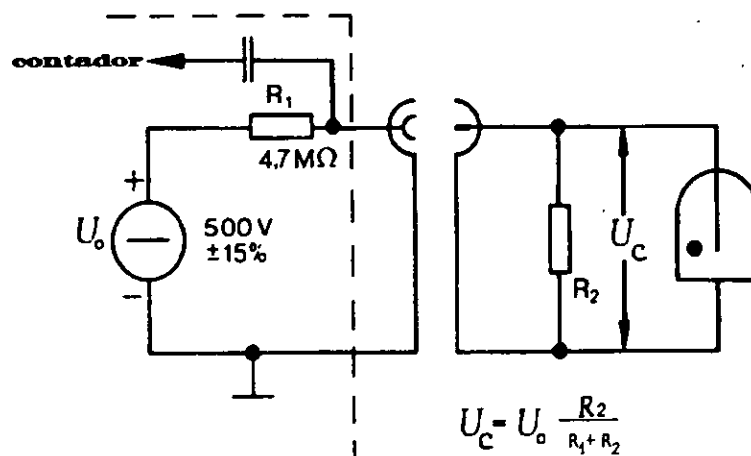
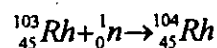


Fig. 6: Ligação do tubo contador por meio de um divisor de voltagem.

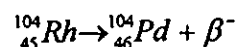
3. Foi feita a contagem do fundo de radiação do bloco de blindagem para os tempos de contagem de 5 s e 10 s (veja anexo 2).
4. Activou-se a amostra durante 4 minutos e fez-se a leitura em intervalos de 10 segundos para o registo da curva de decaimento ponto por ponto, (anexo 2, tabela 2).
5. Finalmente activou-se a amostra de Prata, primeiro durante 10 segundos e depois durante 30 minutos para o registo da curva de decaimento ponto por ponto, (anexo 2, tabelas 3 e 4).

3.2.4. Resultados

Os neutrões rápidos resultantes são moderados num recipiente com parafina de tal forma que, como neutrões lentos, eles são capturados pelo núcleo de ródio.



O isótopo formado pela captura do neutrão é um emissor β



com um período de semi desintegração [10] $T_{1/2} = 42$ s.

A fig. 7 mostra a taxa de contagem dos impulsos \dot{N} medida em função da voltagem aplicada U . Nenhum impulso de descarga é liberto sob uma voltagem de corte e cada impulso na região do pico do tubo contador representa uma partícula.

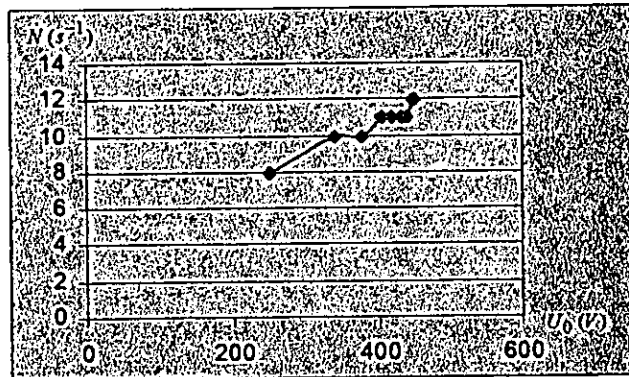


Fig. 7: Curva do Plateau do detector Geiger-Müller usado.

A voltagem do tubo contador seleccionada foi $U_c = 432,3 \text{ V}$

Durante o processo de activação um equilíbrio é estabelecido entre os núclidos desintegrados e os novos formados.

Removida a amostra de ródio da fonte de neutrões ele continha o núcleo activo $N'(t_a)$. A partir do decaimento baixo, equação [10]

$$dN'_t = \lambda N'_t dt \quad (23)$$

obteve-se o número dos núclidos ainda activos depois do tempo de decaimento radioactivo [10]:

$$N'(t) = N'(t_a) e^{-\lambda t} \quad (24)$$

O tubo contador conta o núcleo decaído, assim que [10]

$$N(t) = N'(t_a) \cdot (1 - e^{-\lambda t}). \quad (25)$$

A taxa de impulsos quando suprimido o fundo da radiação, é proporcional ao número dos núclidos decaído de acordo com a equação (25). Derivando obtem-se [10]

$$\dot{N}(t) = \lambda N'(t_a) e^{-\lambda t}. \quad (26)$$

Obteu-se com os valores medidos um período de semidesintegração $T_{1/2} = 50 \text{ s}$ com um erro de 19 % do valor literário.

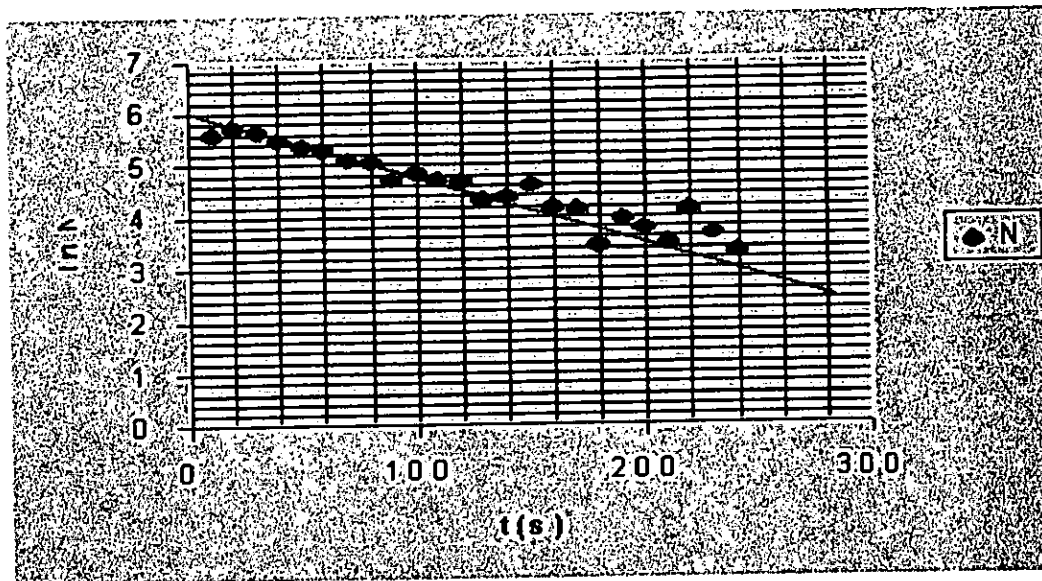
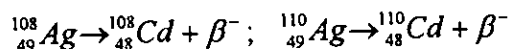


Fig. 8: Taxa de impulsos \dot{N} da amostra de rádio activado durante 4 min, como função do tempo de decaída t .

Para o caso da Prata, que ocorre na natureza com 51,83% do isótopo de $^{107}_{49}\text{Ag}$ e 48,17% do isótopo de $^{109}_{49}\text{Ag}$.

A captura do neutrão causa: $^{107}_{49}\text{Ag} + {}^1_0n \rightarrow ^{108}_{49}\text{Ag}$; $^{109}_{49}\text{Ag} + {}^1_0n \rightarrow ^{110}_{49}\text{Ag}$.

Os dois isótopos resultantes são emissores beta e tem períodos de semidesintegração diferentes.



O período de semidesintegração do primeiro, $T_{1/2} (1) = 2,41$ minutos; do segundo, $T_{1/2} (2) = 24,6$ segundos [10].

Tendo em conta que cada isótopo tem uma área de captura característica σ para neutrões, isto é, a área do núcleo de um átomo dentro da qual o núcleo captura neutrões que se movem em ângulos rectos para ele. Na forma simplificada quando uma radiação paralela de neutrões de densidade j entram numa amostra de núcleo atómico l de área de captura σ , o número de núclidos activados em tempo dt é [10]

$$dN'_a = \sigma \cdot j \cdot l \cdot dt \quad (27)$$

j e l são constantes quando a geometria é estável.

Durante este tempo dt , [10]

$$dN'_z = \lambda N'_a dt \quad (28)$$

o núcleo decai. (N' é o número do presente de radionúclidos). O aumento em núcleos activados é [10]

$$dN' = (\sigma \cdot j \cdot l - \lambda N') dt. \quad (29)$$

Integrando obtém-se [10]

$$N'(t) = \frac{\sigma \cdot j \cdot l}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}). \quad (30)$$

O número de átomos activados em equilíbrio, depende da área de captura. Os valores absolutos são: $\sigma_{107} = 34,2 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$; $\sigma_{109} = 89 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$ [10].

A área efectiva de secção transversal é $\sigma_{107}/\sigma_{109} = 0,38$.

Se a amostra de prata é removida da fonte de neutrão ele contém N_{01} e N_{02} núcleos activados dos respectivos isótopos $^{108} \text{Ag}$ e $^{110} \text{Ag}$.

Considerando primeiro um destes isótopos. De acordo com a lei do decaimento obtemos o número de núcleos ainda activo depois do tempo t a partir de [10]

$$N'(t) = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (31)$$

O tubo contador regista o núcleo decaído, para que [10]

$$N(t) = N_0 (1 - e^{-\lambda t}). \quad (32)$$

A actividade [10]

$$\frac{dN}{dt} = \dot{N}(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (33)$$

é mais uma vez exponencial e o seu gráfico semi-logaritmico é uma linha recta.

Já que o equipamento de medição não pode separar as desintegrações dos dois isótopos, as actividades envolvidas são sobrepostas: $\dot{N}(t) = \lambda_1 N_{01} e^{-\lambda_1 t} + \lambda_2 N_{02} e^{-\lambda_2 t}$.

Subtraindo o "fundo" da radiação a partir dos impulsos medidos obtem-se a taxa de impulsos que é proporcional a actividade.

Quando a amostra de prata é activada num curto tempo, a linha semi-logaritmica de impulsos em relação ao tempo é uma recta (fig. 9). O número de isótopos de longa vida activados é claramente desprezível e a medição deu um período de semi desintegração igual a $T_{1/2} (2) = 27 \text{ s}$ para o isótopo de curta vida, que concorda em cerca de 9,8 % do valor literario.

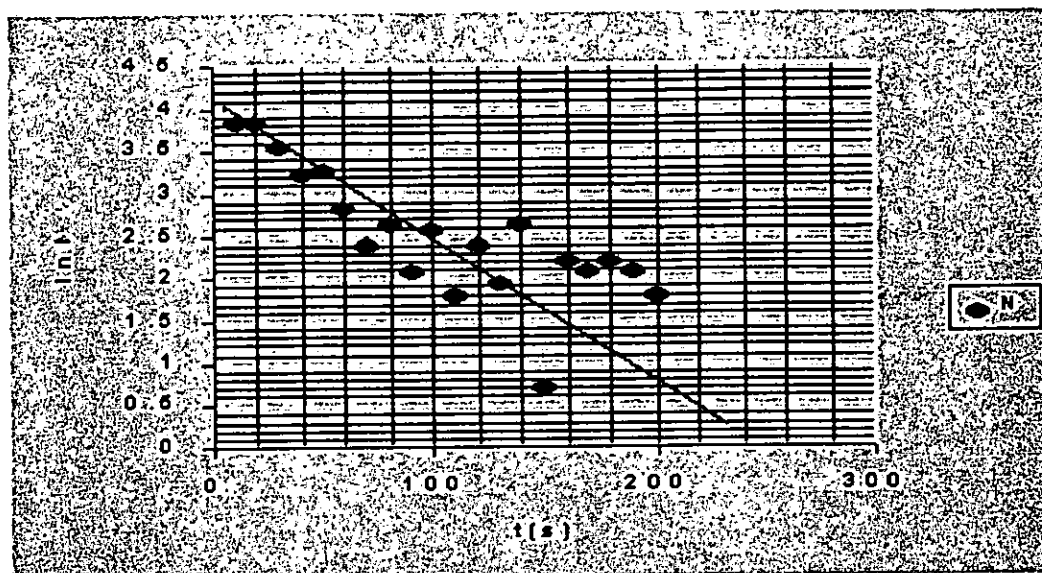


Fig. 9: Taxa de impulsos \bar{N} como função do tempo t - termo curto de activação (10 segundos).

No caso de activação à saturação a actividade começa com um declínio excessivo (longos períodos de tempo), para se tornar uma linha recta (fig. 10).

Depois de aproximadamente 4 minutos ($\approx 10 \cdot T_{1/2} (2)$), quase que todos os núcleos activados de isótopos de vida curta decairão. Assim o período de semi desintegração dos isótopos de longa vida pode ser determinada a partir da linha recta para longos períodos de tempo ($t > 240$ s). A medição produziu $T_{1/2} (1) = 150$ s.

Para os tempos $t < 240$ s, o taxa de impulsos extrapolados do isótopo de longa vida é deduzido a partir dos valores medidos e daí o respectivo período de semidesintegração do isótopo de curta vida: $T_{1/2} (2) = 30$ s, com uma margem de erro de 22,0 %.

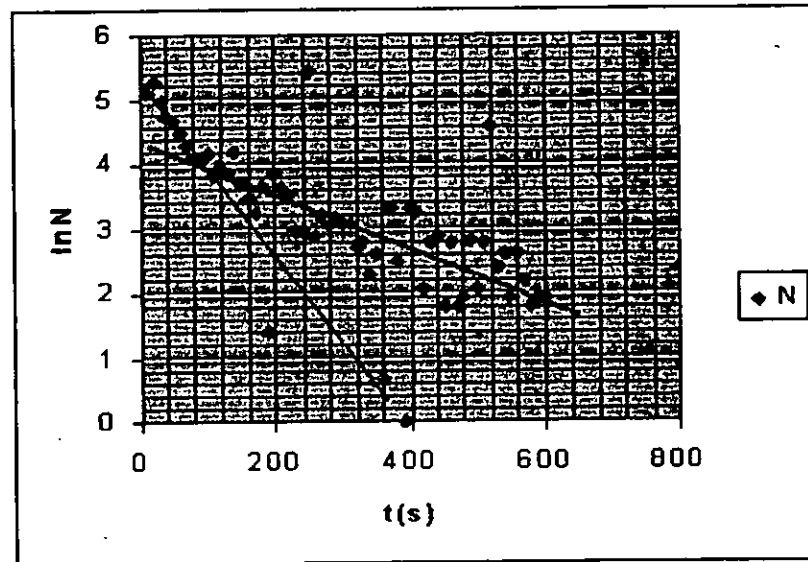


Fig. 10: Taxa de impulsos \dot{N} como função do tempo t no caso de activação a saturação (30 minutos).

No caso de activação para saturação as razões de contagem de impulso dos dois isótopos em tempo $t = 0$ são uma medida da captura efectiva da área de secção transversal. Desde que a intensidade da radiação do neutrão j , o número total de nuclídios de prata I e a probabilidade de detectar dois raios beta serem desconhecidas não é possível determinar a secção transversal de captura em termos absolutos. A secção transversal efectiva pode ser determinada a partir das actividades, tendo em conta a relativa abundância dos isótopo [10].

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_{107}}{\sigma_{109}} &= \frac{\dot{N}_{108}(t=0) \cdot 48,17\%}{\dot{N}_{110}(t=0) \cdot 51,83\%} \\ &= \frac{55 \cdot 48,17\%}{221 \cdot 51,83\%} = \underline{0,23} \end{aligned}$$

Em cujo erro foi de $\varepsilon = 39,5\%$ em relação ao valor teórico.

3.3. ESPECTROSCOPIA γ

3.3.1. Raios γ

Os raios γ são radiações electromagnéticas que são quantizadas nos fótons. A energia de um fóton é dada por [7]

$$E_\gamma = h\nu \quad (34)$$

onde h é a constante de Planck, $6,625 \times 10^{-27}$ erg-seg e ν a frequência da radiação.

A radiação γ associada com o decaimento radioactivo ou reacções nucleares resulta da desintegração do núcleo resultante com excesso de energia. Neste processo a energia de transição nuclear é emitida como um quantum discreto, análogo ao do raio X emitido na transição do electrão. Assim para uma dada transição cada raio γ é emitido com a mesma energia. Esta propriedade faz com que a radiação γ seja útil para identificar radionúclidos específicos, especialmente na presença de outros radionúclidos. Esta identificação de vários núclidos pela característica das suas energias γ tem sido um método importante nas análises da radioactivação.

A tabela 1 mostra que os raios γ interagem com a matéria não só diferentemente dos electrões mais também em três significantes maneiras.

Partícula	Matéria		Interacção	
		Núcleos	Desprezível	Ressonância nuclear (ex. Efeito Mossbauer)
Fotão (γ)	Electrões orbitais	Desprezível	Dispersão de Compton	Efeito fotoeléctrico
	Campo	Desprezível	Desprezível	Produção de par para $E_\gamma > 1,02$ MeV

Tabela 1: Interacção do fotão com a matéria.

O efeito fotoeléctrico, um processo de absorção em que o raio γ expelle um electrão duma orbita atómica e desaparece por transferir toda sua energia no processo.

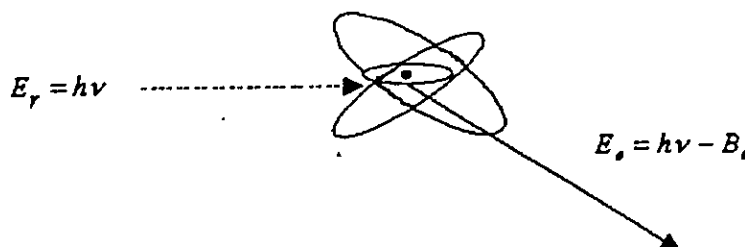


Fig. 11

O fóton incidente interage com um átomo para expelir um electrão (primeiramente da camada K) cuja a energia é $E_e = E_\gamma - B_e$. O recuo do átomo para conservar o momento. O processo atómico da emissão de electrões de Auger que caracteriza os raios X ao preencher as lacunas da camada interior, completam o evento.

2. O efeito Compton, um processo de difusão inelástica em que o fóton expelle um electrão mas escapa com energia degradada.

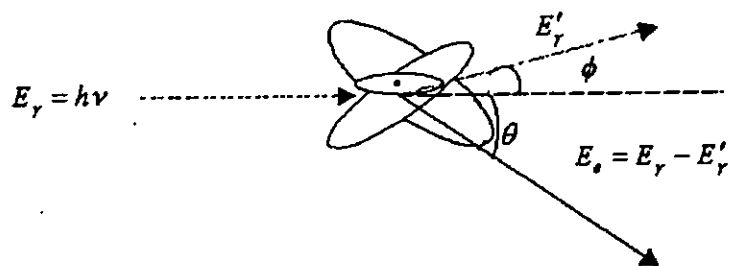


Fig. 12

O fóton incidente expelle um electrão do átomo e difunde-se através dum ângulo ϕ com energia degradada E'_γ . O electrão Compton é expelido num ângulo θ com energia $E_e = E_\gamma - E'_\gamma$, perdendo uma pequena energia de ligação do electrão.

3. Produção de par, um processo de absorção em que o fóton desaparece ao criar um par de electrão e positrão.

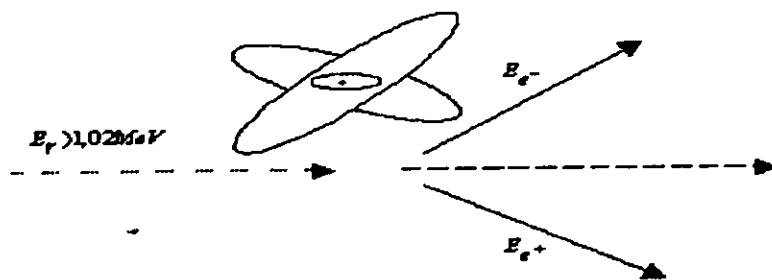


Fig. 13

O fóton, com energia maior que 1,02 MeV, deve interagir com o campo eléctrico do núcleo. O fóton é absorvido para criar um par cuja a energia total é $E_\gamma - 1,02$ MeV. O positrão, antes de repousar aniquila-se com um electrão criando dois fótons de 0,51 MeV de energia cada um.

As diferenças nas interações entre os raios γ e as partículas carregadas resultam no facto de que as partículas carregadas perdem a sua energia em pequenas porções discretas (~ 34 eV por cada par de ião produzido), onde um raio γ pode perder a maior ou toda sua energia num simples evento. Mesmo para um feixe colimado de um raios γ mono-energético uma simples colisão por qualquer dos fotões ao atravessar um absorvidor ou espessura dx remove-se do feixe. A taxa de fotões removidos do feixe (dI) por qualquer dos três processos é proporcional a taxa incidente (I), o coeficiente de absorção linear (μ_l), e a espessura (dx) [7]:

$$-dI = \mu_l I dx \quad (35)$$

integrando obtem-se [7]

$$I = I_0 e^{-\mu_l x} \quad (36)$$

Assim um raio γ monoenergético é absorvido exponencialmente na matéria sem máximo definido. Isto, é um contraste com a absorção de electrões que aproximadamente seguem uma absorção exponencial mas as suas energias diminuem lentamente e atingem um intervalo máximo.

É conveniente expressar os coeficiente de absorção dos raios γ como coeficientes de absorção de massa μ_m (em cm^2/g) para o qual [7]

$$\mu_m = \frac{\mu_l}{\rho} \quad (37)$$

onde ρ é a densidade do absorvidor.

Já que os raios γ dum dada energia não tem um intervalo definido e são absorvidos exponencialmente, a definição do valor da semilargura X torna-se mais significante para energias dum dado fotão do que para electrões. Assim [7]

$$X = \frac{\ln 2}{\mu_l} = \frac{0,693}{\rho \mu_m} \quad (38)$$

o valor da semilargura tem a mesma utilidade para resolver as curvas de absorção de energia dos raios γ , como o valor do período de semidesintegração $T_{1/2}$ para resolver as curvas de decaimento.

Já que há três mecanismos para absorção (ou dispersão) de fotões, o coeficiente de absorção reflecte a soma de todos três processos; nomeadamente [7],

$$\mu = \mu_{fe} + \mu_c + \mu_{pp} \quad (39)$$

onde os coeficientes parciais são dos efeitos fotoelectrico, Compton, produção de par, respectivamente.

3.3.2. Eficiência do sistema de detecção

A qualidade de um sistema de detecção de cintilação é determinado por diversos parâmetros:

1. A eficiência de detecção
2. A resolução da câmara do tubo fotomultiplicador, etc.

A eficiência de detecção dum detector de cintilação (isto é, a razão da taxa de contagem pela taxa de desintegração dum radionúclido fonte) depende do tamanho e da forma do cristal e da forma geométrica da fonte.

A resolução de um sistema de detecção é uma medida da habilidade do sistema detector de produzir um valor simples de altura de pulsos para uma radiação monoenergética totalmente absorvida no detector. A resolução ou largura da linha em percentagem $W_{1/2}$ é definida como sendo a largura do pico da energia total na metade do pico máximo [7].

$$W_{1/2} = \frac{\Delta E}{E_{\phi}} \times 100\%$$

onde E_{ϕ} é o valor da energia total dos raios γ (altura máxima do pulso) e ΔE é o intervalo (altura do pulso) da energia para largura completa na metade do valor máximo do pico.

Os valores de ΔE e E_{ϕ} podem ser expressos em energia ou em voltagem desde que a fracção do raio γ incidente que é totalmente absorvido num dado tamanho do detector decresce com a energia dos raios γ , a resolução também altera a energia dos raios γ . Assim o valor da resolução de um detector deve ser dado para uma energia particular dos raios γ . Os raios γ de 0,662 MeV de Cs^{137} - 30 anos são geralmente usados para medir a resolução do detector de cintilação NaI (TI). Os valores para Cs^{137} variam geralmente num intervalo de 7 - 9 % para detectores de cristal de má qualidade e de 10 - 12 % para detectores de cristal de boa qualidade.

3.3.3. Descrição do Equipamento

O detector de cintilação (cristal de iodeto de sódio activado com 1% de iodeto de tálio) foi usado para medir as radiações γ provenientes dos emissores β de alta energia, ele é acoplado a fonte de tensão contínua altamente estabilizada, com divisões de tensão reproduzíveis graças ao potenciometro de 10 canais com escala.

Processo de detecção:

Quando a radiação γ incide sobre um cristal de NaI (TI), a energia transmitida excita o átomo de iodeto de tálio e eleva-o a um estado energético superior; quando este átomo regressa ao estado electrónico fundamental, a energia é reemitida sob a forma de um impulso luminoso localizado no ultravioleta, o qual é rapidamente absorvido pelo átomo de tálio e reemitido com luz de fluorescência, a 4100 Å.

O discriminador é acoplado ao detector, ele só permite a passagem dos impulsos acima de certa amplitude, e elimina aqueles cuja amplitude é inferior a esse limite. Este dispositivo é vantajoso na eliminação da radiação parasita e ruído do amplificador.

Com a largura da janela definida os impulsos cuja amplitude sejam superior à soma da linha – base com a largura da janela são também rejeitados, e somente os impulsos que se confinem entre aqueles limites passam às fases de contagem.

O analisador pesquisa lentamente a distribuição dos impulsos, com uma largura de janela de alguns volts. À medida que a janela “varre” a região espectral até determinados volts, definidos, encontra numerosos impulsos de amplitude apropriada para atravessarem a janela de aceitação e serem registados. Quando a janela completa o seu percurso, até à energia zero, obtém-se o gráfico total da distribuição dos impulsos.

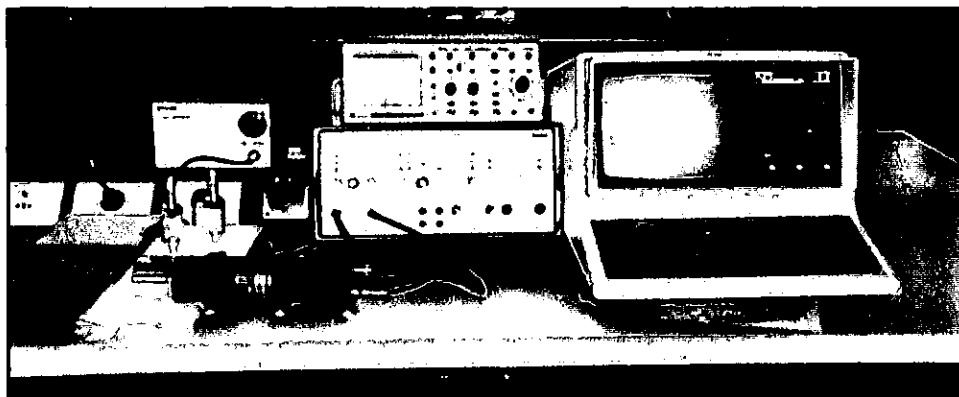


Fig. 14: Montagem experimental para espectroscopia gama.

3.3.4. Realização

1. Posicionou-se a fonte de ^{137}Cs directamente no plano do detector γ para calibrar o sistema.
2. Com o auxilio do osciloscópio ajustou-se a voltagem do detector na unidade de operação para o detector γ de forma a obter-se uma amplitude total adequada, neste caso foi de 8 cm.

Em seguida ajustou-se o analisador de altura de impulsos usando os seguintes parâmetros: janela: 200 mV

“Base”: 10,00 s. div.

Amplificação: “fine”: máximo

: “coarse”: 2

3. Calibrou-se o sistema usando os seguintes passos:
 - a) digito ON para acumular a informação
 - b) passados 15 s, digitou-se OFF para o fim da acumulação
 - c) digitou-se “Function Lock” e calibrou-se o sistema com a ajuda dos dígitos +/-; SPAN; e MPOS para o comando dos cursores. Digitou-se em seguida LE e RI para atribuir as energias 477 keV – limite da dispersão de Compton e 662 keV para o foto pico, respectivamente.
4. Feitas as leituras digitou-se “Funct. Lock” e em seguida Er para abortar.
5. Posicionaram-se as fontes de ^{22}Na , ^{14}C , ^{90}Sr e ^{60}Co para o cálculo da eficiência.
6. Finalmente posicionaram-se duas fontes desconhecidas para sua identificação.

3.3.4. Resultados

1. Cálculo da resolução do sistema

Usando o espectro de ^{137}Cs , o intervalo da energia obtido foi:

$$\Delta E = 681,681 \text{ keV} - 640,351 \text{ keV} = 41,33 \text{ keV}$$

e energia do pico do raio γ , $E_{\phi} = 662 \text{ keV}$

$$\text{A resolução do sistema obtido foi de } W_{1/2} = \frac{\Delta E}{E_{\phi}} \times 100\% = 6,24\%$$

2. Cálculo da eficiência do detector

Do certificado temos que a actividade do ^{137}Cs é de $4,52 \times 10^4 \text{ Bq}$ com período de semi desintegração de 30,0 anos.

$$\text{A constante de desintegração característica será: } T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \Rightarrow \lambda = 0,023 \text{ a}^{-1}$$

Como a actividade A está relacionada com N pela equação: $A = \lambda N$, onde a quantidade observada ou medida foi $N_0 = 6,198 \times 10^{13}$ desint., então a quantidade observada durante o intervalo 01/04/96 - 20/03/2000, que equivale à $t = 4,43$ anos será: $N = N_0 e^{-\lambda t} \Rightarrow N = 5,598 \times 10^{13}$ desint.

A quantidade medida pelo espectrometro montado durante o tempo de 45 minutos foi de $M = 1,127 \times 10^7$ desint.

A eficiência do detector dá: $\varepsilon = \frac{M}{N} \times 100\% = 29,0 \times 10^{-5} \%$

Para o ^{22}Na obteve-se:

$$A = 3,9 \times 10^4 \text{ Bq}$$

$$\lambda = 0,265 \text{ a}^{-1}$$

$$T_{1/2} = 2,62 \text{ a}$$

$$N_0 = 4,641 \times 10^{12} \text{ desint.}$$

$$t = 4,43 \text{ a}$$

$$N = 1,435 \times 10^{12} \text{ desint.}$$

$$M = 6585709 \text{ desint.}$$

$$\varepsilon = 4,590 \times 10^{-4} \%$$

E para o ^{60}Co :

$$A = 7,4 \times 10^2 \text{ Bq}$$

$$\lambda = 0,132 \text{ a}^{-1}$$

$$T_{1/2} = 5,263 \text{ a}$$

$$N_0 = 1,768 \times 10^{13} \text{ desint.}$$

$$t = 4,43 \text{ a}$$

$$N = 9,852 \times 10^{12} \text{ desint.}$$

$$M = 369860 \text{ desint.}$$

$$\varepsilon = 3,754 \times 10^{-5} \%$$

Fonte	$\varepsilon (10^{-4} \%)$	$E \text{ (keV)}$
^{22}Na	4,590	511
^{60}Co	37,54	1173
^{137}Cs	290	662

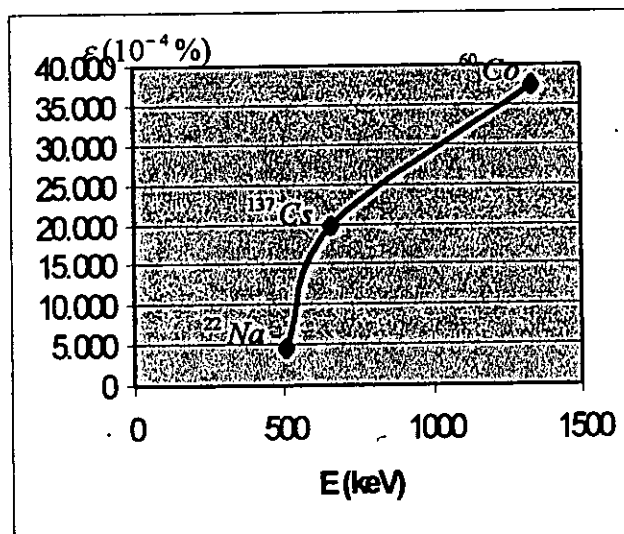


Fig. 15: Curva da eficiência do detector de NaI (TI) com uma resolução de 6,24 %; $\varepsilon (10^{-4} \%) \times E$ (keV).

3. Identificação de nuclídeos desconhecidos

Usou-se o analisador multicanal para identificar duas amostras desconhecidas pela medida da energia dos fotopicos.

Para primeira amostra valor medido: $E_\gamma = 510,636$ keV

Segunda amostra: $E_\gamma = 1167,747$ keV

Comparando com valores obtidos na literatura:

Amostra	Valor da lit. E_γ (keV)	Valor medido E_γ (keV)
Na	511	510,636
Co	1173	1167,747

Desta comparação concluiu-se que a primeira amostra é de Sódio e a segunda de Cobalto com uma margem de erro de 0,10 – 0,5 %.

CAPÍTULO IV

DESCRIÇÃO DO MATERIAL DIDACTICO PRODUZIDO

4.1. MANUAL DE ESPECTROSCÓPIA

O manual produzido tem um carácter introdutório, ele limita-se a dar uma classificação generalizada dos métodos espectroscópicos usados em diferentes regiões da radiação electromagnética, bem como uma breve descrição da instrumentação usada e do tipo de informação colhida, podendo deste modo ser usado dentro e fora da sala.

Um maior aprofundamento de conhecimento requererá do estudante uma leitura especializada, bem como aplicação prática de um certo método espectroscópico para um fim bem determinado.

Assuntos apresentados:

Capítulo I - Introdução

Descreve breve e claramente a história, desenvolvimento e contribuição da espectroscopia nos séculos XIX e XX, e as diferentes regiões da radiação electromagnética.

Capítulo II - Métodos gerais de espectroscopia

Começa por definir os sistemas isolados que lidam com as partes mais fundamentais da espectroscopia, seguindo-se os estados energéticos, equilíbrio térmico e a teoria de relaxação, terminando com a classificação das escalas energéticas, radiação e transições electromagnética, bem como uma breve descrição da instrumentação usada e do tipo de informação colhida.

Capítulo III - Região de rádio-frequência

Este capítulo inicia com a RMN começando por definir as condições elementares da ressonância, propriedades magnéticas dos núcleos, absorção e relaxação spin - rede, o comportamento de um sistema de spins em campos magnéticos, largura da linha, os métodos pulsados, a espectroscopia de Fourier, a composição experimental, terminando com aplicações desta espectroscopia, em seguida aborda a RQN definindo-a tendo em conta a RMN e por fim discute-se a RSE relacionando os princípios da RMN aos da RSE seguindo-se um esquema e explicação do espectrómetro para terminar com uma breve referência a interacções hiperfinas, fator g e tempo de relaxação.

Capítulo IV - Espectroscopia de Mössbauer

Explica as bases desta espectroscopia, bases matemáticas, princípios e aplicações incluindo o arranjo experimental e interpretação de espectros.

Capítulo V – Espectroscopia molecular de μo , IR, UV, ROMAN

Neste descreve-se a espectroscopia nestas regiões que dizem respeito aos movimentos de torção, deformação, rotação e vibração dos átomos numa molécula, os efeitos Stark e Zeeman, técnicas para a investigar os níveis energéticos seguindo-se os detalhes experimentais.

Capítulo VI - Espectroscopia atómica

Este capítulo inicia com um comparação dos espectros atómicos e molecular, seguindo uma referência ao sistema de um átomo de hidrogénio e um electrão quanto aos níveis energéticos e dos iões parecidos com o hidrogénio, terminando com as técnicas experimentais, análises e espectros devido a electrões internos.

4.2. GUIÃO PRODUZIDO

Os trabalhos laboratoriais de espectroscopia contém oito experiências, nomeadamente:

1. Ressonância de spin do electrão
2. Activação e decaimento do rádio
3. Meia vida dos isótopos radioactivos de prata
4. Estrutura fina no espectro α de ^{241}AM
5. Secção transversal para efeito fotoeléctrico e dispersão de Compton
6. Espectroscopia γ - dependência de energia na borda de Compton e o pico de retrodifusão num contador da cintilação.
7. Análise do espectro γ de Ra^{226} em equilíbrio com seus produtos de desintegração.
8. Estudo da radiação de aniquilação do positrão.
9. Os guias apresentam uma estrutura uniforme começando pelo título, conceitos relacionados, princípios, equipamentos, objectivos, montagem e procedimento e no final a teoria.

CAPÍTULO V

CONCLUSÕES e RECOMENDAÇÕES

1. Foi montado e testado o laboratório de espectroscopia.
2. Foi feita a pesquisa bibliográfica necessária e preparado material de apoio.
3. Foram determinadas as meias vidas dos isótopos de Ródio e Prata e secção transversal de captura.
4. Erros na activação neutronica:
 - a) a radioactividade proveniente do espaço não é constante com tempo o que conduz ao erro na escolha da voltagem do tubo detector.
 - b) a determinação do tempo de contagem dos impulsos instante $t = 0$ envolve um considerado erro, uma vez que o número de impulsos iniciais é perdido durante o transporte da fonte ao tubo contador e este para o bloco.
 - c) o erro obtido durante a activação no período de 4 min é devido a formação diferente dos núclidos.
 - d) o quociente procurado de 0,38 é explicado pelo facto de as energias das partículas β serem maiores no caso de ^{110}Ag do que ^{108}Ag . Isto resulta numa alta absorção das partículas β de ^{108}Ag , o valor obtido de 0,23 com um erro de 39,5 % pode ser explicado por uma série de erros já citados que nos conduzem ao resultado certo.
5. Foi determinada a eficiência de detecção e a resolução do sistema montado.
6. A fonte de neutrões deve ser colocada o mais distante dos detectores durante as experiências.
7. Para minimizar os erros deve-se providenciar uma cobertura incandescente radioactiva que providencie a actividade, que seja constante com o tempo.
8. Sendo uma das condições de irradiação o tempo de activação, este deve ser rigorosamente controlado, principalmente no caso da activação à saturação.
9. Para medir rigorosamente a actividade de uma fonte é necessário verificar a relação pico/fundo, que deve ser superior a 20.
10. Para traçar a recta no gráfico deve-se tomar em conta, principalmente para os nuclídeos de longa vida que são de medição difícil, porque as desintegrações são muito pouco frequentes, isto porque a particular pode nunca atingir o volume activo do detector ou não produzir um ião no volume sensível do detector, daí a atenção ao deduzir as rectas.

11. Para cada período de activação deve-se aguardar aproximadamente 5 min para permitir o amortecimento da actividade residual.
12. O tempo de transporte da amostra activada ao tubo de blindagem não deve exceder 10 s se não falsifica os resultados.
13. Uma vez que as partículas β ou a captura de neutrões é fraca a radiação deve ser medida com grande rigor.
14. Para a segurança e responsabilidade dos equipamentos estes devem ser testados no acto da entrega na presença dum especialista da firma.
15. As bases aqui apresentadas são as mínimas possíveis para a montagem e organização dum laboratório moderno.
16. A comparação dos dados experimentais e resultados teóricos mostram que o laboratório pode ser usado como base de estudo.

REFERÊNCIA BIBLIOGRAFICA

1. L. F. Curtiss, *Introduction to Neutron Physics* (Van Nostrand, Princeton, N. J. 1959)
2. D. Halliday, *Introductory Nuclear Physics* (Wiley, New York, 1955)
3. W. J. Price, *Nuclear Radiation Detection*, 2nd ed. (McGraw – Hill, New York, 1964)
4. K. Siegbahn, *Alpha, Beta and Gamma – Ray Spectroscopy* (North – Holland, Amsterdam, 1955) 2 Vol.
5. C. S. Curran and J. D. Gragg, *Counting Tubes* (Academic, New York, 1949)
6. J. B. Birks, *The Theory and Practice of Scintillation Counting* (Macmillan, New York, 1964)
7. Paul Kruger, *Principles of Activation Analysis* (John Willey, New York, 1971)
8. Ralph E. Lapp, Howard L. Andrews, *Nuclear Radiation Physics* (Prentice – Hall, U.S.A., 1963)
9. H. Willard, L. Merritt Jr., J. Dean, *Análise Instrumental* (Fundação Calouste Gulbenkian, Lisboa, 1974)
10. Phywe series of publication, *University Laboratory Experiments Physics*, Vol. 1 – 5 (Germany, 1994) 2nd ed.
11. L. P. Ekstrom and P. Andersson, *Catalogue of Gamma Rays From Radionuclides* (Department of Nuclear Physics, Lund University Sweden, 1985) second Edition
12. D. R. Browning, *Méthodes Spectroscopiques* (Masson et C^{ie}, Paris, 1974)
13. B. M. Yavorski, A. A. Detlaf, *Prontuário de Física* (Mir, Moscovo, 1980)
14. R. A. Faires and B. H. Parks, *Radioisotope, Laboratory Techniques* (London, Butterworths, 1973).

Anexo 1

Laboratório de Espectroscopia

Espectroscopia γ , Análise do espectro γ de Ra^{226} e Estudo da radiação de aniquilação do positrão

N.º Ord.	N.º do catalogo	Description	Description	N.º do Código	Ano	Firma	Pais
01	02002.55	Tripod base	Base tripé	LESP 01	1999	Phywe	Alemanha
02	02027.55	Support rod, square, l = 630 mm	Vara de suporte	LESP 02	"	"	"
03	02040.55	Right angle clamp	Grampo	LESP 03 - 04	"	"	"
04	09101.00	Gamma detector	Detector gama	LESP 05	"	"	"
05	09101.93	Operating unit f. gamma detector	Operador para o detector gama	LESP 06	"	"	"
06	12000.93	COMEX - basic unit	Unidade basica - COMEX	LESP 07	"	"	"
07	13725.93	Pulse height analyser	Analizador de altura de pulsos	LESP 08	"	"	"
08	37715.00	Universal clamp	Grampo universal	LESP 09	"	"	"
09	15221.93	Color monitor HP Ergo - SVG 14	Monitor colorido	LESP 010	1995	-	França
10	15232.93	PCHP Vectra VL 24/ 50 - 210		LESP 011	"	-	"
11	12004.00	COMEX counter plug - in unit	Ficha do contador COMEX	LESP 012	1999	Phywe	Alemanha
12	12004.01	Conn. cable, comex, nuclear spectr.	Cabo de ligação, COMEX	LESP 013	"	"	"
13	12000.20	Interface bus IEEE - 488 IBM - PC		LESP 014	"	"	"
14	17579.10	IEEE - 488 connecting cable	Cabo de ligação 488 - IEEE	LESP 015	"	"	"
15	14133.51	Softw. COMEX nuclear spectr.		LESP 016	"	"	"
16	09101.10	High - voltage connecting cable	Cabo de ligação de alta voltagem	LESP 017	"	"	"
17	07833.00	Yoke		LESP 018	"	"	"

Secção transversal para efeito fotoelétrico e dispersão de Compton

N.º Ord.	N.º do catalogo	Description	Descrição	N.º do Código	Ano	Firma	País
01	02070.00	Supporting blocks, set of 4	4 blocos de suporte	LESP 019	1999	Phywe	Alemanha
02	09053.01	Magnetng base	Base magnética	LESP 020	"	"	"
03	09053.04	Source holder	Segurador da fonte	LESP 021	"	"	"
04	09101.00	Gamma detector	Detector gama	LESP 022	"	"	"
05	09101.93	Operationg unit f. gamma detector	Operador para o detector gama	LESP 023	"	"	"
06	11416.97	xyt recorder	Registador xyt	LESP 024	"	"	"
07	11454.93	Oscilloscope, 20 MHz, 2 channels	Osciloscópio de 20 MHz	LESP 025	"	Peak Tech	"
08	13725.93	Pulse height analyser	Analizador de altura de pulsos	LESP 026	"	Phywe	"
09	09101.10	High - voltage connecting cable	Cabo de ligação de alta voltagem	LESP 027	"	"	"
10	07542.26	Adapter, BNC - plug/ socket 4 mm	Ficha BNC/ bocal de 4 mm, adaptavel	LESP 028	"	"	"

Estrutura fina do espectro α de Am²⁴¹

N.º Ord	N.º do catalogo	Descrição	Descrição	N.º do código	Ano	Firma	País
01	09100.00	Alpha detector	Detector alfa	LESP 029	1999	Phywe	Alemanha
02	09100.10	Pre - amplifier f. alpha detec.	Pré amplificador para o detector alfa	LESP 030	"	"	"

03	09103.00	Container f. nuclear phys. expts.	Recipiente para experiência de física nuclear	LESP 031	"	"	"
04	11100.00	Moving coil instrument	Instrument. de bobina móvel	LESP 032	"	"	"
05	11112.93	Range multiplier, vacuum	Barómetro	LESP 033	"	"	"
06	11416.97	xyt recorder	Registador xyt	LESP 034	"	"	"
07	11454.93	Oscilloscope, 20 MHz, 2 channels	Osciloscópio de 20 MHz, 2 canais	LESP 035	1995	Peak Tech	"
08	13725.93	Pulse height analyser	Analisador de altura de pulsos	LESP 036	1999	Phywe	"
09	02668.13	T - connection NW 10	Conector NW10, tipo T	LESP 037	"	"	"
10	02668.12	Hose nipple NW 10	Dois Nipples de mangueira NW10	LESP 038	"	"	"
11	02668.04	Centring and sealing ring NW 10	Três anéis de selagem NW10	LESP 039	"	"	"
12	02668.03	Clamping ring NW 10	Três anéis de grampo NW10	LESP 040	"	"	"
13	02657.00	Adapter for vacuum pump	Adaptador para bomba de vácuo	LESP 041	"	"	"
14	39288.00	Rubler tubing, vacuum, i.d. 8 mm	Tubo de borracha, d = 8 mm	LESP 042	"	"	"
15	43631.20	Pinchcock, width 20 mm		LESP 043	"	"	"

Ressonância de spin do electrão

N.º Ord	N.º do catalogo	Description	Descrição	N.º do código	Ano	Firma	País
01	07132.00	Digital hand multimeter 2 A, LCD	Multímetro digital	LESP 044	1999	Phywe	Alemanha

02	07925.93	Charget f Ni - MH acumulador, 220 V	Carregador para acumulador de Ni - MH	LESP 045	"	GmbH & KG	"
03	09050.00	ESR resonator with field coils	Ressonador ESR com bobina	LESP 046	"	Phywe	"
04	09050.93	ESR power supply	Fonte de alimentação ESR	LESP 047	"	"	"
05	11454.93	Oscilloscope, 20 MHz, 2 channels	Oscoscópio de 20 MHz, 2 canais	LESP 048	1995	Peak Tech	"
06	13500.93	Power supply, universal	Fonte de alimentação universal	LESP 049	1999	Phywe	"
07	07542.27	Adapter, BNC - socket/ 4 mm plug pair	Bocal - BNC/ par de fichas de 4 mm, adaptável	LESP 050	"	"	"

Actividade e decaimento do rádio e Período de semi desintegração dos isótopos radioactivos de prata

N.º Ord.	N.º do catalogo	Description	Descrição	Código	Ano	Firma	País
01	03077.00	Stop clock	Relógio mecânico	LESP 051	1999	Phywe	Alemanha
02	06027.06	Short - circuit plug, whit	Quatro fichas para curto - circuitar	LESP 052	"	"	"
03	06030.23	Connection box	Caixa de ligação	LESP 053	"	"	"
04	06049.15	Clamping holder	Dois segurador do grampo	LESP 054	"	"	"
05	07159.00	High - value resistor, 50 MΩ	Resistência de 50 MΩ	LESP 055	"	"	"
06	09006.00	Counter tube, type C	Tubo contador, tipo C	LESP 056	"	"	"
07	09006.01	Adapter, BNC for tube, Type C	Adaptador para o tubo BNC, tipo C	LESP 057	"	"	"
08	09080.02	Neutron source, Ra ²²⁶ Be ²³⁹ mBq	Fonte de neutrões	LESP 058	"	"	"

09	09083.02	Rhodium cylinder 70 mm	Cilindro de ródio, 70 mm	LESP 059	"	"	"
10	09083.04	Silver cylinder 70 mm	Cilindro de prata, 70 mm	LESP 060-061	"	"	"
11	13600.93	Digital counter, 4 decades	Contador digital	LESP 062	"	"	"
12	39104.57	PEK carbon resistor 1 W 5% 4,7 mΩ	Resistência de carbono PEK, 1 W 5% 4,7 mΩ	LESP 063	"	"	"
13	39104.58	PEK carbon resistor 1 W 5% 10 mΩ	Quatro resistências de carbono PEK, 1 W 5% 10 mΩ	LESP 064	"	"	"
14	09082.00	Holder for activation specimens	Segurador para activar à amostra	LESP 065	"	"	"
15	09015.01	Counter tube screening block		LESP 066	"	"	"
16	07542.26	Adapter, BNC - plug/ socket 4 mm	Ficha/ bocal - BNC de 4 mm, adaptável	LESP 067	"	"	"
17	07542.21	Connector, T type, BNC	Conector BNC, tipo T	LESP 068	"	"	"

Estudo do laser de CO₂

N.º Ord.	N.º do catalogo	Description	Descrição	N.º do código	Ano	Firma	País
01	02751.93	Vacuum pump, two - stage	Bomba de vácuo, dois estados	LESP 069	1999	Phywe	Alemanha
02	08579.93	Powermeter 30 mW/ 10 Watt	Potenciometro, 30 mW/ 10 Watt	LESP 070	"	"	"
03	08580.00	Support for power probe	Suporte para a sonda	LESP 071	"	"	"
04	08581.00	Protecting glasses, 10,6 μm	Óculos de protecção, 10,6 μm	LESP 072	1990		Japão

05	08582.00	Cleaning set for laser	Estojo de limpeza	LESP 073	1999	Whatman Internat. Ldt	Inglaterra
06	08596.00	CO ₂ - laser tube, detachable, 8 Watt	Tubo de laser - CO ₂ de 8 watt, desmontável	LESP 074	1994	Phywe	U.S.A
07	08597.00	Modul - box for CO ₂ - laser tube	Caixa de modulo para o tubo de laser de CO ₂	LESP 075	1999	"	Alemanha
08	08598.00	Set of laser mirrors, ZnSe and Si	Conjunto de espelho de laser, ZnSe e Si	LESP 076-077	"	"	"
09	08599.00	Opt. bench on steel rail, l = 1,3 m	Banco óptico sobre o carril de aço	LESP 078	"	"	"
10	08600.93	HV - Power supply 5 kV/ 50 mA d.c.	Fonte de alimentação HV, 5 kV/ 50 mA d.c.	LESP 079	"	"	"
11	08601.00	Ballast resistor unit		LESP 080	"	"	"
12	08602.93	Cooling water unit, portable	Garrafa com água destilada	LESP 081	"	"	"
13	08603.00	Laser gas in bottle, 50 l/ 200 bar	Botija com gás de laser	LESP 082	"	"	"
14	08604.00	Press. cont. valve 200/ 3 bar	Válvula para regular a pressão	LESP 083	"	"	"
15	08605.00	Vacuum control/ buffer unit	Amortecedor/ regulador do vácuo	LESP 084	"	"	"
16	08606.00	Control panel W. support, 1 gas	Painel para o controle, com suporte	LESP 085	"	"	"
17	08607.00	He/ Ne - laser/ adjusting device	Dispositivo para regular o laser	LESP 086	"	"	"
18	08608.00	Screen/ diaphragm f. adj. CO ₂ - laser	Diafragma para ajustar o laser de CO ₂	LESP 087-088	"	"	"
19	-	-	Transformador, 12 V	LESP 089	"	"	"
20	-	-	Transformador, 2,4 V	LESP 090	"	Brand GMBH & CO	"

21	-	-	Transformador, 24 V	LESP 091	"	OEM	Taiwan
----	---	---	---------------------	----------	---	-----	--------

Estudo do laser Nd - YAG

N.º Ord.	N.º do catalogo	Description	Descrição	N.º do código	Ano	Firma	Pais
01	07034.00	Multirange meter with amplifier	Multimetro com amplif.	LESP 092	1999	Phywe	Alemanha
02	08590.93	Basic set optical pumping		LESP 093	"	"	"
03	08591.01	Nd - YAG laser cavity mirror/ holder	Cavidade de espelho laser Nd - YAG/ segurador	LESP 094	"	"	"
04	08591.02	Laser cav. mirror frequ. doubling	Duplicador da frequência da cavidade do espelho laser	LESP 095	"	"	"
05	08593.00	Frequ. doubling crystal in holder	Cristal de duplicação de frequ. no segurador	LESP 096	"	"	"
06	08594.00	Filter plate, short pass type	Prato de filtro	LESP 097	"	"	"
07	08595.00	Sensor f. measurement. of beam power	Medição da frequ. do sensor de potência da radiação	LESP 098	"	"	"
08	11454.93	Oscilloscope, 20 MHz, 2 canais	Osciloscópio de 20 MHz, 2 canais	LESP 099	"	Peak Tech	"
09	07542.11	Screened cable, BNC, 1750 mm (3)	Três cabos encoberto, BNC, 1750 mm	LESP 0100	"	Phywe	"

Equipamento de reserva

N.º Ord.	N.º do catalogo	Description	Descrição	N.º do código	Ano	Firma	Pais
01	09005.00	Counter tube, type B	Tubo contador, tipo B	LESP 0101	1999	Phywe	Alemanha

02	09028.00	Geiger - Muller counting unit	Contador de Geiger - Muller	LESP 0102	"	"	"
03	09050.00	ESR resonator with field coils	Ressonador ESR com bobina	LESP 0103	"	"	"
04	09050.93	ESR power supply	Fonte de alimentação ESR	LESP 0104	"	"	"
05	09100.00	Alpha detector	Detector alfa	LESP 0105 0106	"	"	"
06	09101.00	Gamma detector	Detector gama	LESP 0107	"	"	"
07	09101.93	Operating unit f. gamma detector	Operador para detector gama	LESP 0108	"	"	"
08	12100.93	COBRA - interface 2	COBRA - interface 2	LESP 0109 0110	"	"	"
09	12100.01	PC COBRA - data cable RS232, 2 m	Dois cabos RS232 de 2 m	LESP 0111	"	"	"
10	14250.51	Softw. COBRA xyt - recorder, 4 CH	-	LESP 0112	"	"	"
11			Transformador	LESP 0113	"	"	"
12	41305.5 E	Photodiode, S1722/ 02, 190 - 1100 nm (10 unit)	Dez fotodiodos, S1722/ 02, 190 - 1100 nm	LESP 0114	"	"	"

Fontes

N.º Ord.	N.º do catalogo	Description	Description	Unid.	N.º do código	Ano	Firma	País
01	09096.01	Source Cs ¹³⁷ , 37 kBq	Fonte de Cs ¹³⁷ , 37kBq	01	LESP 0115	1999	Amersham	Alemanha
02	09047.54	Radioactive source, Co ⁶⁰ , 74 kBq	Fonte radioactiva de Co ⁶⁰ , 74 kBq	01	LESP 0116	"	"	"

03	09047.52	Radioactive source, Na ²² , 74 kBq	Fonte radioactiva de Na ²² , 74 kBq	01	LESP 0117	"	"	"
04	09044.32	Source Ra ²²⁶ , 60 kBq	Fonte de Ra ²²⁶ , 60 kBq	01	LESP 0118	"	"	"
05	09090.03	Source Am ²⁴¹ , 3,4 kBq	Fonte de Am ²⁴¹ , 3,4 kBq	01	LESP 0119	"	"	"
06	09041.00	Source Ra ²²⁶ , 3 kBq	Fonte de Ra ²²⁶ , 3 kBq	01	LESP 0120	"	"	"
07	41304.5E	Am ²⁴¹ alpha reference source	Am ²⁴¹ fonte de referência alfa	02	LESP 0121	"	"	"
08	41304.6E	Ra ²²⁶ alpha demonstr. Source	Ra ²²⁶ fonte de demonstração alfa	02	LESP 0122	"	"	"
09	41304.7E	Po ²¹⁰ alpha reference source	Po ²¹⁰ fonte de referência alfa	02	LESP 0123	"	"	"
10	41304.8E	Sr ⁹⁰ beta reference source	Sr ⁹⁰ fonte de referência beta	02	LESP 0124	"	"	"
11	41304.9E	C ¹⁴ beta reference source	C ¹⁴ fonte de referência beta	02	LESP 0125	"	"	"
12	41305.0E	Mixed nuclides gamma reference		01	LESP 0126	"	"	"
13	41305.1E	Na ²² gamma reference source	Na ²² fonte de referência gama	02	LESP 0127	"	"	"
14	41305.2E	Cs ¹³⁷ gamma reference source	Cs ¹³⁷ fonte de referência gama	02	LESP 0128	"	"	"
15	41305.3E	Eu ¹⁵² gamma reference source	Eu ¹⁵² fonte de referência gama	02	LESP 0129	"	"	"
16	41305.4E	Co ⁵⁷ gamma for Mossbauer	Co ⁵⁷ gama para Mossbauer	02	LESP 0130	"	"	"

Fios e cabos

N.º Ord.	N.º do catalogo	Description	Description	Unid.	N.º do código	Ano	Firma	País
01	07542.11	Screened cables BNC, 1750 mm	Cabo encoberto, BNC, 1750 mm	09	LESP 0131	1999	Phywe	Alemanha
02	07542.10	Screened cables BNC, 1300 mm	Cabo encoberto, BNC, 1300 mm	05	LESP 0132	"	"	"
03	07362.01	Connecting cord, 750 mm, red	Fio de ligação, 750 mm, vermelho	04	LESP 0133	"	"	"
04	07362.04	Connecting cord, 750 mm, blue	Fio de ligação, 750 mm, azul	04	LESP 0134	"	"	"
05	07360.05	Connecting cord, 250 mm, black	Fio de ligação, 250 mm, preto	03	LESP 0135	"	"	"
06	07361.04	Connecting cord, 500 mm, blue	Fio de ligação, 500 mm, azul	02	LESP 0136	"	"	"
07	07361.01	Connecting cord, 500 mm, red	Fio de ligação, 500 mm, vermelho	01	LESP 0137	"	"	"
08	07361.12	Connecting cord, 500 mm, brown	Fio de ligação, 500 mm, castanho	01	LESP 0138	"	"	"
09	07359.01	Connecting cord, 100 mm, red	Fio de ligação, 100 mm, vermelho	01	LESP 0139	"	"	"
10	07359.04	Connecting cord, 100 mm, blue	Fio de ligação, 100 mm, azul	01	LESP 0140	"	"	"
11	07360.01	Connecting cord, 250 mm, red	Fio de ligação, 250 mm, vermelho	01	LESP 0141	"	"	"

Anexo 2

Tabela 1

R_2 (M Ω)	4,7	10,0	14,7	20,0	24,7	30,0	34,7	40,0	44,7
$U_c = U_0 \frac{R_2}{R_1 + R_2}$ (V)	250,0	340,1	378,9	404,9	420,1	432,3	440,4	447,4	452,4
N_0 (s ⁻¹)	8	10	10	11	11	11	11	13	14
$N_t = \frac{N_0}{1 - N_0 \cdot \tau}$ (s ⁻¹)	8	10	10	11	11	11	11	13	14

$$N_t = 3 / 10 \text{ s}; \tau = 100 \mu\text{s}$$

Tabela 2

t (s)	N	ΔN	$\Delta \dot{N}$ (s ⁻¹)
10	262	259	266
20	543	540	305
30	792	789	286
40	994	991	243
50	1166	1163	216
60	1318	1315	198
70	1439	1436	163
80	1553	1550	157
90	1633	1630	113
100	1722	1719	129
110	1797	1794	110
120	1869	1866	108
130	1918	1915	75
140	1968	1965	77
150	2031	2028	98
160	2072	2069	65
170	2111	2108	62
180	2130	2127	31
190	2163	2160	53
200	2189	2186	43
210	2209	2206	32
220	2246	2243	62
230	2269	2266	38
240	2286	2283	28

Tabela 3

t (s)	N	ΔN	$\Delta \dot{N}$ (s ⁻¹)
10	49	46	46
20	94	92	46
30	128	127	35
40	153	152	25
50	178	178	26
60	194	195	17
70	205	206	11
80	218	220	14
90	226	228	8
100	238	241	13
110	244	247	6
120	254	258	11
130	261	265	7
140	274	279	14
150	276	281	2
160	285	290	9
170	292	298	8
180	301	307	9
190	308	315	8
200	314	321	6

Tabela 4

t (s)	N	ΔN	$\Delta \dot{N}$ (s ⁻¹)
10	169	169	169
20	353	366	197
30	492	514	148
40	595	629	115
50	689	737	108
60	766	826	89
70	828	899	73
80	880	961	62
90	929	1020	59

100	982	1085	65
110	1019	1131	46
120	1061	1183	52
130	1099	1231	48
140	1151	1297	66
150	1183	1338	41
160	1208	1370	32
170	1229	1396	26
180	1259	1435	39
190	1278	1461	26
200	1314	1509	48
210	1343	1547	38
220	1369	1581	34
230	1383	1601	20
240	1398	1621	20
250	1421	1652	31
260	1434	1670	18
270	1452	1695	25
280	1469	1716	21
290	1485	1740	24
300	1501	1762	22
310	1517	1784	22
320	1528	1799	15
330	1540	1816	17
340	1547	1826	10
350	1557	1840	14
360	1566	1842	2
370	1578	1869	27
380	1586	1881	12
390	1593	1882	1
400	1606	1909	27
410	1624	1935	26
420	1630	1943	8
430	1641	1959	16
440	1654	1977	18
450	1658	1983	6

460	1669	1999	16
470	1673	2005	6
480	1678	2012	7
490	1690	2029	17
500	1695	2037	8
510	1706	2053	16
520	1773	2151	98
530	1781	2162	11
540	1790	2176	14
550	1795	2183	7
560	1804	2197	14
570	1810	2206	9
580	1814	2212	6
590	1819	2219	7
600	1824	2226	7

Errata

Pag. 11

$$g = 1,97 \pm 0,03$$

Pag. 31

^{137}Cs

$$A_M = 1,127 \cdot 10^7 / 45 \text{ min} = 4174,07/\text{s}; \quad M = 4174,07 \text{ anos} / 0,023 \text{ s} = 5,72 \cdot 10^{12} \text{ des}$$

^{22}Na

$$A_M = 6585709 / 45 \text{ min} = 2439,15/\text{s}; \quad M = 2,90 \cdot 10^{11} \text{ des}$$

^{60}Co

$$A_M = 369860 / 45 \text{ min} = 136,985/\text{s}; \quad M = 3,27 \cdot 10^{10} \text{ des}$$

Fonte	ε %	E (keV)
^{22}Na	20,3	511
^{60}Co	33,2	1173
^{137}Cs	10,2	662

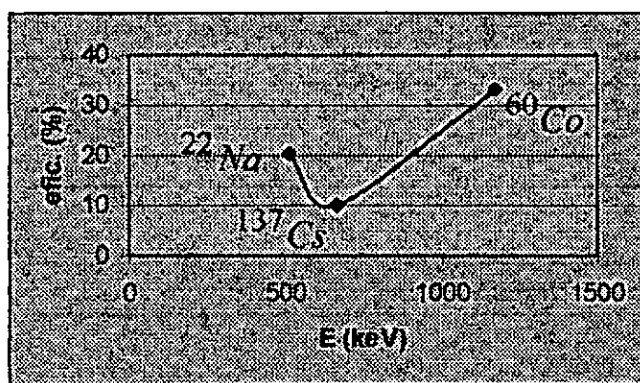


Fig. 15: Curva da eficiência do detector de NaI (TI) com uma resolução de 6,24 %; ε (%) \times E (keV).