



VI Escola do CBPF

Rio de Janeiro, 17 a 28 de Julho de 2006



Tópicos Experimentais em Física Moderna*

Organização:

Geraldo Cernicchiaro

Colaboradores:

Alexandre M. de Souza

Carla Bonifazi

Edivaldo M. Santos

Edivaldo S. Filho

Erick Ortiz

Henrique Saitovitch

Jandira Oliveira

Leida Abraçado

Nilton S. Medeiros

Paulo R. J. Silva

Rafael Bernardi

Ricardo Herbert

Thiago Aramaki

Valter Lima Jr.

CBPF-MCT

07/2006

* Trabalho apresentado no curso de Métodos Experimentais Ministrado na IV Escola do CBPF, realizada no CBPF, Rio de Janeiro de 17 a 28 de julho de 2006.

INDICE

INTRODUÇÃO	3
L1. SUPERCONDUTIVIDADE	4
1.1 - INTRODUÇÃO	4
1.1.1 - Criogenia	4
1.1.2 - Efeito Seebeck e os termopares.....	5
1.1.3 - Supercondutividade.....	6
1.1.4 - Precauções.....	7
1.2 - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	8
1.2.1 - Observação do efeito Meissner.....	8
1.2.2 - Estimativa da temperatura crítica usando o efeito Meissner	8
1.3 - REFERÊNCIAS	10
L2. VELOCIDADE DA LUZ.....	11
2.1 - INTRODUÇÃO	11
2.2 - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	12
2.2.1 - Medida da Velocidade da Luz.....	12
2.3 - REFERÊNCIAS	13
L3. EXPERIMENTO DE MAGNETO-ÓPTICA	14
3.1 - INTRODUÇÃO	14
3.1.1 - Origem física dos efeitos magneto-ópticos	14
3.1.2 - Polarização	15
3.2 - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL:	18
3.3 - REFERÊNCIAS	19
L4. EFEITO FOTO-ELÉTRICO	20
4.1 - INTRODUÇÃO	20
4.1.1 Teoria Quântica de Planck	20
4.1.2 O Efeito Fotoelétrico.....	21
4.1.3 O Modelo Ondulatório da Luz vs. O Modelo Quântico.....	22
4.2 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	22
4.2.1 Potencial de freamento vs intensidade luminosa.	23
4.2.2 Potencial de freamento vs. frequência.	24
4.2.3 Análise.....	25
4.3 REFERÊNCIAS.....	25
L5. RESSONÂNCIA NUCLEAR MAGNÉTICA.....	26
5.1 - INTRODUÇÃO	26
5.1.1 - O Fenômeno da Ressonância.....	27
5.1.2 - Como observar a Ressonância Magnética Nuclear.....	28
5.1.3 - A Técnica de RMN Pulsada	30
5.2 - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	31
5.3 - REFERÊNCIAS	31

L6. RELAÇÃO CARGA/MASSA DO ELÉTRON.....	33
6.1 – INTRODUÇÃO	33
6.1.1 – O ELÉTRON.....	34
6.1.2 – CONCEITOS BÁSICOS.....	35
6.1.3 - ANÁLISE DA MEDIDA DE E/M.....	36
6.2 - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	38
6.2.1 – CONFIGURAÇÃO EXPERIMENTAL	38
6.2.2 - ARRANJO EXPERIMENTAL.....	40
6.3 – REFERÊNCIAS	41
L7. RESSONÂNCIA PARAMAGNÉTICA ELETRÔNICA	42
7.1 - INTRODUÇÃO	42
7.2 – APARATO EXPERIMENTAL	44
7.3 - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	45
7.3 - REFERENCIAS	45
L8. DETECÇÃO DE RADIAÇÃO GAMA	46
8.1 - INTRODUÇÃO	46
8.2 - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	48
8.3 - REFERENCIAS	50

Introdução

A educação é um processo permanente de estudo e reflexão. Esta sentença se mostra ainda mais verdadeira quando se trata do ensino de Física, que já no nível médio deve permitir aos estudantes pensar e interpretar o mundo que os cerca e as evoluções tecnológicas. Grande parte dos fenômenos cotidianos e das radicais transformações tecnológicas contemporâneas só pode ser compreendida a partir de conceitos básicos da Física Moderna. No mundo atual, o exercício da cidadania passa cada vez mais pelo conhecimento, compreensão e domínio de novas tecnologias, materiais e dispositivos.

A Física Moderna implica um novo modo de pensar, no qual o mundo se apresenta muitas vezes de maneira contra-intuitiva e como uma rede complexa e interdependente de fenômenos. Alguns professores acabam encontrando dificuldades para acompanhar estas transformações, principalmente, frente ao isolamento, à escassez de material didático e de oportunidades de se manter em formação continuada. O objetivo deste curso é fornecer alguns elementos mínimos que lhe permitam participar da aventura de alguns experimentos que foram paradigmáticos e fundamentais para a construção da Física do século XX.

O esforço do CBPF é no sentido de disseminar em todos os níveis a cultura científica no país e atrair mais jovens para a pesquisa e para carreira científica. Para isto é necessário investir nos principais agentes deste processo, os professores.

Este texto foi concebido inicialmente para servir de material de referência ao curso de Tópicos Experimentais em Física Moderna, ministrado na VI Escola do CBPF realizada em julho de 2006, e voltado para professores de segundo grau. Devido ao grande número de inscritos no curso e posteriormente interessados que nos procuraram, decidimos disponibilizar o material no formato de uma Nota Técnica do CBPF. Optou-se por uma abordagem bastante empírica, esperamos que isto seja pretexto para futuros intercâmbios, contatos, e nos colocamos a disposição para quem deseja se aprofundar no assunto (geraldo.cernicchiaro@pesquisador.cnpq.br). Alguns experimentos como os de Ressonância Nuclear Magnética (RMN) e Ressonância Paramagnética Eletrônica (EPR), Detecção de Radiação Gama e Magneto-Óptica foram realizados em laboratórios de pesquisa do CBPF.

Gostaríamos de agradecer a presença dos participantes, dos alunos da pós-graduação do CBPF co-autores e co-responsáveis pelos textos e, em particular, aos professores Henrique Saitovitch e Paulo R. J. Silva por ministrarem, por cortesia, o experimento com radiação gama.

Geraldo Cernicchiaro

L1. Supercondutividade

Este texto visa esclarecer alguns conceitos básicos de supercondutividade e outros tópicos importantes, diretamente relacionados ao experimento que será realizado em laboratório. A criogenia é um dos assuntos a ser discutido: sem ela todo o estudo relacionado à física de baixas temperaturas seria impensável! A supercondutividade está intimamente relacionada a este campo de estudos, como veremos brevemente na introdução histórica relacionada a este tema. Já a compreensão do efeito Seebeck, que relaciona a presença de uma diferença de potencial elétrico a um gradiente de temperatura, é importante na medida em que um termopar, sensor de temperatura cujo funcionamento está baseado no efeito termoelétrico, será utilizado na estimativa da temperatura crítica a partir da medida de efeito Meissner.

1.1 - Introdução

Em linhas gerais, o fenômeno da supercondutividade está ligado a um estado da matéria em que, abaixo de uma certa Temperatura Crítica, T_c , Corrente Crítica, I_c , e Campo Magnético Crítico, B_c , certos materiais apresentam resistividade elétrica nula (1911, ONNES).

Uma das características mais importantes deste estado da matéria é que estes materiais se mostram *diamagnetos perfeitos*. Supercondutores, submetidos a campos magnéticos relativamente baixos, apresentam em seu interior campo nulo. Este efeito, conhecido como Efeito Meissner, permite caracterizar a transição do estado normal ao estado supercondutor.

Nesse experimento será observado o fenômeno da levitação magnética e, utilizando um termopar, estimaremos a temperatura de transição entre o estado supercondutor e o normal.

1.1.1 - Criogenia

A liquefação do ar atmosférico e a separação de seus componentes por destilação fracionada propiciaram, no início deste século, a origem de uma nova tecnologia denominada criogenia (geração de frio). Essa área abarca a produção e utilização do frio muito intenso, na faixa de temperatura de 100 graus Celsius abaixo de zero. Na Tabela 1 temos uma relação dos gases criogênicos mais comumente utilizados.

Os gases criogênicos mais utilizados são o nitrogênio e o gás carbônico, vendidos comercialmente. O nitrogênio é usado rotineiramente em conservação de tecidos, embriões, esperma, óvulos etc., e o gás carbônico, em carocinhas de sorvetes, na conservação de alimentos em acampamentos etc., com o nome comercial de gelo-seco.

O primeiro gás a ser liquefeito foi o oxigênio, em 1877, por Cailletet e Pictet. O dispositivo criado por eles serviu de inspiração para Sir James Dewar que liquefez

hidrogênio em 1898 e Kamerlingh Onnes que liquefez Hélio em 1908, o que o permitiu descobrir a supercondutividade em 1911.

Tabela 1 - Gases criogênicos e respectivas temperaturas de ebulição [1]

Nome	Temperatura de ebulição	
	°C	K
Hélio	-268,936	4,216
Neônio	-246,05	27,10
Nitrogênio	-195,8	77,4
Argônio	-185,86	87,29
Oxigênio	-182,962	90,188
Criptônio	-152,30	120,85
Xenônio	-107,0	166,1
Dióxido de Carbono – Sólido (sublima)	-78,5	194,6
Líquido (a 527 kPA)	-56,6	216,6

Em laboratórios é muito comum encontrar tanques ou dispositivos chamados Dewar, frascos que oferecem isolamento térmico quase perfeito onde geralmente nitrogênio líquido é armazenado. Ele geralmente é feito de vidro ou metal e utiliza o princípio da dupla camada, ou seja, um frasco menor dentro de um outro maior, ambas seladas na mesma abertura. No espaço estreito entre elas quase não há ar, o que impede a condução e convecção do calor. O dewar para hélio líquido é ligeiramente diferente na medida em que normalmente se inclui mais uma camada que é preenchida com nitrogênio líquido com o objetivo de pré-congelar o dispositivo e diminuir as perdas causadas pela evaporação do hélio.

1.1.2 - Efeito Seebeck e os termopares

Seebeck descobriu a existência de correntes termoelétricas enquanto observava efeitos eletromagnéticos associados com circuitos de bismuto/cobre e bismuto/antimônio. Seus experimentos mostraram que, quando as junções de dois metais distintos formando um circuito fechado são expostas a temperaturas diferentes, uma força eletromotriz (f.e.m.) térmica é gerada, induzindo o aparecimento de uma corrente elétrica contínua nessa malha.

O efeito Seebeck está relacionado à conversão de energia térmica em energia elétrica com o aparecimento de uma corrente elétrica na malha. A tensão Seebeck se refere à f.e.m. térmica em uma condição na qual a corrente elétrica seja nula, ou em outras palavras, que o circuito esteja em malha aberta. A polaridade e a magnitude da tensão Seebeck dependem tanto das temperaturas das junções quanto dos metais com os quais o termopar é construído.

Um termopar é um transdutor formado simplesmente por dois pedaços de fios de diferentes metais ou ligas, unidos eletricamente apenas em suas extremidades formando duas junções, que apresenta uma corrente elétrica no circuito termoelétrico formado, quando essas junções são submetidas a diferentes temperaturas. Uma dessas junções é denominada junção de medição e é submetida à temperatura que se deseja

medir. A outra é denominada junção de referência e é aplicada a uma temperatura conhecida (temperatura de referência), normalmente um banho de gelo.

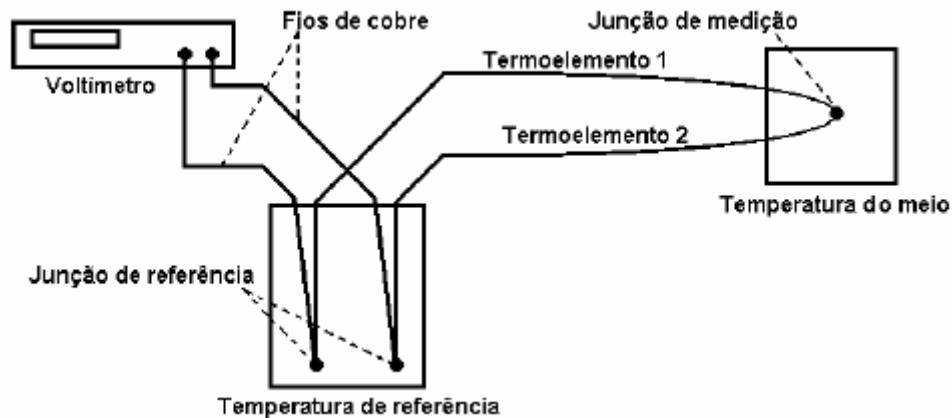


Fig. 2.1 - Modelo usual de medição com termopar [2].

1.1.3 - Supercondutividade

Na virada do século, o cientista holandês Heike Kamerlingh Onnes conseguiu liquefazer o hélio. Em 1911, ao submeter o mercúrio à temperatura do hélio líquido, foi observado que sua resistência à passagem da corrente elétrica era nula. Onnes deu a esse fenômeno o nome de supercondutividade e, por esta descoberta, recebeu o Prêmio Nobel de Física de 1913. Descobriu também que a supercondutividade pode ser interrompida pelo aquecimento acima de determinada temperatura, pela passagem de uma corrente elétrica e pela aplicação de um campo magnético, e deu a denominação de críticos a esses parâmetros:

- corrente crítica
- temperatura crítica
- campo magnético crítico

A supercondutividade passou a ser tratada como um novo estado da matéria a partir do momento em que os físicos alemães W. Meissner e R. Ochsenfeld descobriram este fenômeno, em 1933. Uma das características mais importantes deste estado da matéria é que estes materiais se mostram *diamagnetos perfeitos*. Supercondutores, submetidos a campos magnéticos relativamente baixos, apresentam em seu interior campo nulo.

As principais teorias por trás deste fenômeno são a de Ginzburg-Landau (1950) e a BCS (Bardeen, Cooper e Schrieffer, 1957). A primeira teoria baseia-se em descrições matemáticas dos efeitos observados em laboratório (teoria fenomenológica) e ela explica as propriedades termodinâmicas da transição do estado normal para o supercondutor. A teoria prevê a existência de um campo crítico termodinâmico como função da temperatura ($H_c(T)$).

Já a segunda teoria explica a origem da supercondutividade dando fundamento às teorias anteriores. A teoria de Bardeen mostrava que um elétron muda de comportamento em decorrência da sua interação com a rede de íons do material. Posteriormente, Cooper demonstrou que sob certas condições o gás de Fermi

(formado por elétrons livres) torna-se instável possibilitando a formação de pares de elétrons ligados (pares de Cooper). De forma sucinta, o que ocorre é a interação de um elétron com a rede o que provoca uma perturbação. A rede perturbada interage com outro elétron, de maneira que ocorre uma atração efetiva entre os dois. Esta atração supera a repulsão coulombiana e os dois elétrons formam um estado ligado, que possui spin total nulo, denominado par de Cooper. Mais precisamente, um elétron se deslocando pelo material, distorce ligeiramente a rede, que por sua vez, gera uma concentração transiente de carga positiva efetiva. Outro elétron que estiver próximo poderá ser atraído formando assim um par com o primeiro. No estado supercondutor, os pares de Cooper estão correlacionados, atuando em conjunto. Dessa forma, não há dissipação de energia por efeito Joule ao passarmos uma corrente elétrica por um supercondutor, pois não existem colisões entre os elétrons e a rede, caracterizando a resistividade nula. Esta teoria não funciona em supercondutores de alta temperatura, que ainda carecem de uma explicação de sua origem microscópica.

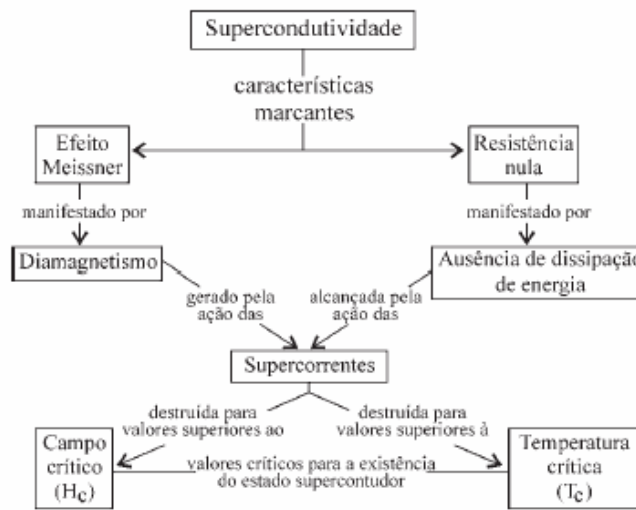


Fig. 2.2 - Diagrama resumindo as principais características da supercondutividade [3].

1.1.4 - Precauções

A aplicação de baixas temperaturas é uma realidade industrial e uma necessidade acadêmica. Atualmente, líquidos criogênicos (hélio e nitrogênio líquidos, principalmente) começam a ser rotina em conservação de órgãos, aplicações que envolvam supercondutores, aparelhos de ressonância magnética, supercomputadores, etc. Nos laboratórios de pesquisa, estas técnicas são fundamentais para medidas em baixas temperaturas, operação de bobinas supercondutoras e dos mais sofisticados dispositivos de medidas (ex. SQUIDS). Apesar de não serem substâncias tóxicas, certo cuidado deve ser tomado para evitar acidentes: o efeito do líquido sobre a pele é semelhante ao de uma queimadura; como o líquido está em evaporação permanente quando à temperatura ambiente, deve-se evitar mantê-lo em recipientes fechados (devido à pressão o recipiente corre o risco de explodir); devido às baixas temperaturas, evitar derramar o líquido sobre superfícies pouco resistentes, pois corre-se o risco de deteriorá-las.

1.2 - Procedimento experimental

O experimento contém duas pastilhas (discos cerâmicos) de supercondutores ($\text{Yba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$) e dois ímãs de samário-cobalto, no formato de um cubo e de um cilindro. Durante o experimento utilizaremos um voltímetro e um recipiente com nitrogênio líquido. Uma das pastilhas está acoplada termicamente a um termopar: no caso, é usado em termopar de Cobre-Constantan; sua calibração indica -0.16 mV a temperatura ambiente (298 K) e 6.43 mV a 77K. Poderemos inferir a temperatura no dispositivo medindo a tensão do termopar, via voltímetro, e convertendo o valor desta tensão em graus Kelvin (Tabela 1).

1.2.1 - Observação do efeito Meissner

- a) Usando a pinça de plástico deposite delicadamente a pastilha supercondutora sobre o recipiente de vidro.
- b) Com atenção, derrame o nitrogênio líquido de maneira que ele cubra o supercondutor.
- c) Espere que o nitrogênio pare de ferver.
- d) Deposite o ímã sobre o supercondutor.
- e) Observe e discuta o resultado.

1.2.2 - Estimativa da temperatura crítica usando o efeito Meissner

- a) Cuidadosamente, conecte os fios do termopar a um voltímetro em uma escala com 0.01 milivolt.
- b) Resfrie o dispositivo por imersão no nitrogênio líquido. Espere que o líquido pare de ferver. O voltímetro deve mostrar uma leitura de 6.43 milivolt, correspondendo à temperatura de liquefação do nitrogênio (77K).
- c) Retire o dispositivo do nitrogênio líquido e deposite sobre uma superfície plana, não condutora de calor, de maneira que o supercondutor (disco escuro) fique voltado para cima.
- d) Delicadamente, deposite o ímã cilíndrico de samário-cobalto sobre o centro do disco supercondutor de maneira que ele flutue, devido ao efeito Meissner.
- e) Verifique a que temperatura (leitura do voltímetro) o ímã deixa de flutuar. Esta temperatura deve corresponder à Temperatura Crítica, T_c , do supercondutor.

Tabela 2 - Conversão do termopar: Tensão (milivolt) vs. Temperatura (Kelvin)

⁰ K	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
60	7.60	7.53	7.46	7.40	7.33	7.26	7.19	7.12	7.05	6.99
70	6.92	6.85	6.78	6.71	6.64	6.56	6.49	6.42	6.37	6.33
80	6.29	6.25	6.21	6.17	6.13	6.09	6.05	6.01	5.97	5.93
90	5.90	5.86	5.83	5.79	5.75	5.72	5.68	5.64	5.60	5.56
100	5.52	5.48	5.44	5.41	5.37	5.34	5.30	5.27	5.23	5.20
110	5.16	5.13	5.09	5.06	5.02	4.99	4.95	4.91	4.88	4.84
120	4.81	4.77	4.74	4.70	4.67	4.63	4.60	4.56	4.53	4.49
130	4.46	4.42	4.39	4.35	4.32	4.28	4.25	4.21	4.18	4.14
140	4.11	4.07	4.04	4.00	3.97	3.93	3.90	3.86	3.83	3.79
150	3.76	3.73	3.69	3.66	3.63	3.60	3.56	3.53	3.50	3.47
160	3.43	3.40	3.37	3.34	3.30	3.27	3.24	3.21	3.18	3.15
170	3.12	3.09	3.06	3.03	3.00	2.97	2.94	2.91	2.88	2.85
180	2.82	2.79	2.76	2.73	2.70	2.67	2.64	2.61	2.58	2.53
190	2.52	2.49	2.46	2.43	2.40	2.37	2.34	2.31	2.29	2.26
200	2.23	2.20	2.17	2.14	2.11	2.08	2.05	2.02	1.99	1.96
210	1.93	1.90	1.87	1.84	1.81	1.78	1.75	1.72	1.69	1.66
220	1.64	1.61	1.59	1.56	1.54	1.51	1.49	1.46	1.44	1.41
230	1.39	1.36	1.34	1.31	1.29	1.26	1.24	1.21	1.19	1.16
240	1.14	1.11	1.09	1.07	1.04	1.02	0.99	0.97	0.94	0.92
250	0.89	0.87	0.84	0.82	0.79	0.77	0.74	0.72	0.69	0.67
260	0.65	0.62	0.60	0.58	0.55	0.53	0.50	0.48	0.45	0.42
270	0.40	0.38	0.36	0.34	0.32	0.30	0.28	0.26	0.24	0.22
280	0.20	0.18	0.16	0.14	0.12	0.10	0.08	0.06	0.04	0.02
290	0.00	-0.02	-0.04	-0.06	-0.08	-0.10	-0.12	-0.14	-0.16	-0.18
300	-0.20	-0.22	-0.24	-0.26	-0.28	-0.30	-0.32	-0.34	-0.36	-0.38

1.3 - Referências

- [1] Criogenia e condutividade – Química Nova na escola, G. A. L. Ferreira, G. S. Mól, R. R. da Silva, no 3 maio 1996.
- [2] Termometria termoelétrica, cap 4., PUC-Rio – Certificação digital no 0016225/CA
- [3] Roteiro para a experiência de levitação de um ímã repelido por um supercondutor no Ensino de Física; F. S. da Rocha e H. A. Fraquelli; Revista Brasileira de Ensino de Física, 26(1) (2004) 11-18.

L2. Velocidade da Luz

O objetivo deste trabalho é obter a medida da velocidade da luz utilizando a diferença de fase de um feixe de laser modulado em amplitude.

2.1 - Introdução

O fenômeno luminoso sempre despertou o fascínio de filósofos, cientistas e homens preocupados em compreender o funcionamento da natureza. Os filósofos gregos Pitágoras, Demócrito, Empédocles, Platão, Aristóteles, e outros, desenvolveram várias teorias sobre a natureza da luz.

Achados arqueológicos e registros históricos indicam que dispositivos ópticos como espelhos metálicos e lentes são utilizados empiricamente, desde a antiguidade. Na idade média o progresso da óptica foi modesto até o fim do século XVI, quando foi inventado o microscópio, em 1590, por Zacharias Janssen e o telescópio, em 1608, por Hans Lippershey [1]. O século XVII foi muito produtivo não apenas no aspecto tecnológico, mas também no campo experimental e teórico com Johannes Kepler (1571-1630), Willebrord Snell (1591-1626), Pierre de Fermat (1601-1665), Robert Hooke (1635-1703) e outros. Todavia, Isaac Newton (1642-1727), com seu trabalho “filosofia experimental”, deu um grande impulso no entendimento da óptica.

A primeira tentativa de medir a velocidade da luz foi bastante rudimentar, só foi possível determinar que a luz viajava muito rápido. O experimento consistia em dois observadores munidos de lanternas, e situados a uma grande distância um do outro, mas ainda em contato visual. No instante em que um dos observadores recebia o sinal luminoso de seu colega, ele descobria sua lanterna, enviando um sinal de retorno. A velocidade poderia ser obtida pela razão entre o dobro da distância e a diferença de tempo medida entre a emissão do sinal e a recepção da resposta. O enorme erro na medida manual do intervalo de tempo, e a indeterminação do tempo de reação humano impossibilitavam um resultado numérico confiável.

O dinamarquês Olé Christensen Romer (1644-1710), conseguiu um primeiro valor para a velocidade da luz através de observações astronômicas. Romer fez um estudo cuidadoso dos eclipses da lua de Júpiter, Io, quando esta passa na sombra de Júpiter. Em 9 de novembro de 1676, previu que o eclipse da lua Io, iria terminar cerca de 10 minutos mais tarde do que o esperado a partir de previsões anteriores que se baseavam numa propagação instantânea da luz. O eclipse ocorreu como Romer esperava. Com este método ele pôde determinar que a velocidade da luz estaria em torno de 2.3×10^8 m/s e 2.4×10^8 m/s. Um excelente valor para o século XVII.

A primeira medida da velocidade da luz sobre a Terra foi feita em 1849, nos arredores de Paris, por Armand Hippolyte Louis Fizeau (1819-1896). O dispositivo que utilizou consistia numa roda dentada em alta rotação e num espelho distante (a 8633 metros). Um pulso passava entre os dentes da roda, era refletido pelo espelho. Ao regressar o pulso tanto podia passar pela roda e ser detectado, ou ser obstruído ao incidir em um de seus dentes. Fizeau obteve a velocidade de $3,153 \times 10^8$ m/s.

James Clerk Maxwell (1831-1879), na segunda metade do século XIX, completou e sistematizou a teoria eletromagnética. Através dela, Maxwell obteve a velocidade de propagação da luz em termos das propriedades elétricas e magnéticas do meio [2], cujo resultado foi igual ao determinado experimentalmente.

2.2 - Procedimento Experimental

- a) O experimento deve ser realizado num ambiente com pelo menos 15m de extensão.
- b) Coloque a caixa detetora/controladora ao lado do laser, de modo que os fotodetetores apontem no sentido de propagação da luz emitida pelo laser. (Posteriormente, talvez seja necessário girar a caixa ligeiramente, para garantir que os feixes de luz, após reflexão no divisor e no espelho, estejam direcionados corretamente para os orifícios contendo os fotodiodos).
- c) O divisor de feixe – vidro parcialmente refletor – deve ser posicionado a aproximadamente 10 cm da abertura de saída da luz do laser.
- d) Ligue o emissor de luz laser. O feixe emitido, ao incidir no divisor de feixe, é subdividido em dois feixes luminosos: um deles, o feixe refletido, deve ser direcionado para o orifício, na caixa detetora, que corresponde ao fotodetetor do canal 2.

Observação: ajuste a posição do suporte do divisor de feixe de forma a apontar corretamente o feixe refletido para o orifício mencionado.

- e) O feixe transmitido, por sua vez, viaja até o espelho distante, que deve ser posicionado de modo a garantir o retorno desse feixe à caixa detetora, onde deve incidir corretamente no orifício associado ao fotodetetor do canal 1.

- f) O feixe transmitido através do divisor e refletido no espelho distante terá, ao retornar para a caixa detetora, um diâmetro consideravelmente maior que o feixe refletido no divisor. Coloque uma das lentes convergentes na trajetória do feixe transmitido, cerca de 7,5 cm antes de sua entrada no respectivo orifício da caixa detetora. Deslize a lente para frente e para trás, até que o feixe esteja focalizado no interior do buraco contendo o fotodetetor #2.

Na figura 2.1 temos o esquema do experimento.

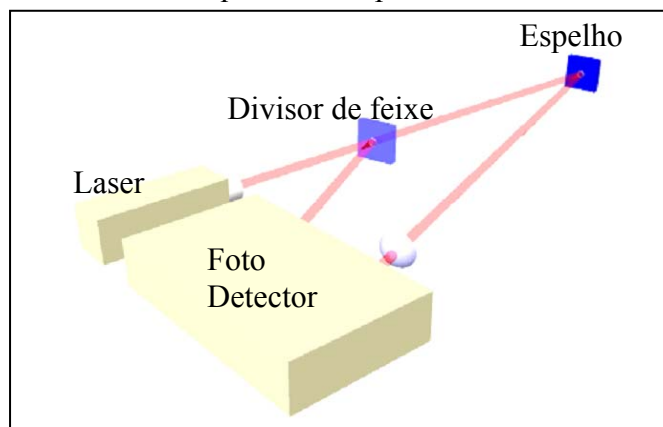


Figura 2.1 – Esquema do experimento

2.2.1 - Medida da Velocidade da Luz

- a) Meça a diferença de tempo (t) entre um pico da onda transmitida e o pico imediatamente anterior da onda refletida.

Na figura 2.2a temos um gráfico de tensão X tempo, obtidas de um osciloscópio, das ondas refletida e transmitida. Na figura 2.2b temos uma ampliação

da parte central do gráfico, onde a distância (no eixo horizontal) entre as ondas é a diferença de tempo entre elas.

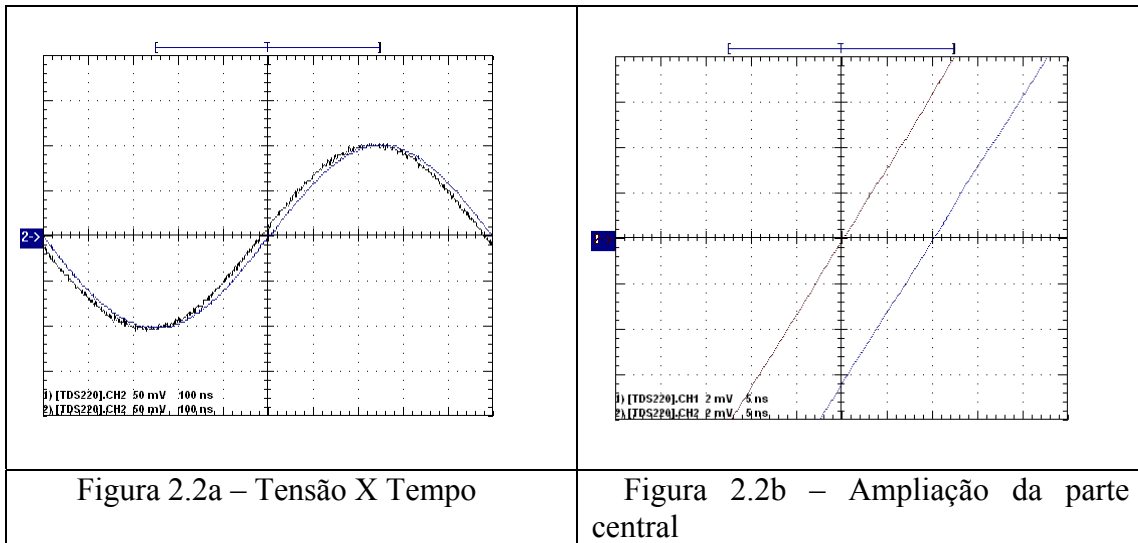


Figura 2.2 – Ondas refletida e transmitida

- b) Meça a distância do divisor de feixe ao espelho e multiplique-a por dois para achar a distância total (d) que o feixe #1 viaja a mais que o feixe #2.
- c) A constante física fundamental c (velocidade da luz, valor esperado 299792458 m/s.) é, então, obtida através de:

d = _____

t = _____

c = d / t = _____

2.3 - Referências

[1] Yenne, Bill - 100 Invenções que mudaram a História do Mundo - Prestígio editorial – Rio de Janeiro.
[2] Hecht, Eugene – Óptica - Fundação Calouste Gulbenkian – Lisboa.

L3. Experimento de Magneto-Óptica

Este experimento tem por objetivo demonstrar interações entre o magnetismo e a ótica. Através do magnetômetro magneto-ótico do CBPF, obteremos uma curva de histerese utilizando o fenômeno conhecido por efeito Kerr.

3.1 - Introdução

Os efeitos magneto-óticos foram descobertos quando os físicos procuravam relacionar a luz com várias outras forças. Primeiramente, estudos foram feitos visando a interação da luz com campos elétricos. Em 1825, resultados negativos apareceram quando John Herschel examinou a propagação de um feixe de luz polarizada ao longo do eixo de uma hélice que conduzia corrente elétrica. A busca inicial de Michael Faraday estava focada na relação entre luz e eletricidade, e em 1845, ele escreveu em seu diário de laboratório, o fracasso em encontrar uma mudança de polarização da luz que incidia sobre um líquido que sofria um processo de eletrólise. Foi somente quando ele substituiu magnetismo pelas forças elétricas, no dia 13 de Setembro deste mesmo ano, usando um eletromagneto com núcleo de ferro, foi que ele descobriu o efeito magneto óptico. Após sucessivos testes com eletromagnetos mais fortes, ele constatou que o efeito do magneto era rotacionar o plano de polarização da luz transmitida por um ângulo que dependia da força do magneto. O efeito magneto-ótico, conhecido por efeito Kerr, foi descoberto em 1877, por John Kerr, quando ele examinava a polarização da luz refletida de um pólo de um eletromagneto.

3.1.1 - Origem física dos efeitos magneto-óticos

A luz polarizada pode ser decomposta em duas polarizações circulares opostas. A absorção do material se dá diferentemente para cada uma delas, ocorrendo o fenômeno do dicroísmo circular. Quando as polarizações são recombinadas em polarização linear, o plano de polarização está rotacionado em relação ao original. A diferença de fase entre eles é chamada de birefringência circular.

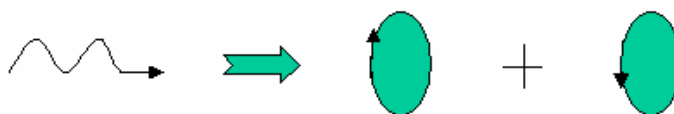


Figura 3.1 - Decomposição da luz

O efeito Kerr é a rotação do plano de polarização da luz durante a reflexão de uma amostra polarizada magneticamente. Para a maioria dos materiais a rotação é pequena (décimos de um grau) e depende da direção da magnetização assim como de sua magnitude. Este efeito pode ser utilizado na observação de domínios magnéticos. Domínios magnéticos são regiões do material nas quais os dipolos magnéticos estão orientados paralelamente uns com os outros. Quando um material ferromagnético está

em estado de desmagnetização, os vetores de magnetização em domínios diferentes possuem diferentes orientações, e a magnetização resultante é zero.

Na figura abaixo, no item (a), tem-se a distinção dos efeitos Faraday e Kerr. No item (b), desta mesma figura, tem-se as possíveis geometrias para o MOKE (Acrônimo para *Magneto-Optical Kerr Effect*).

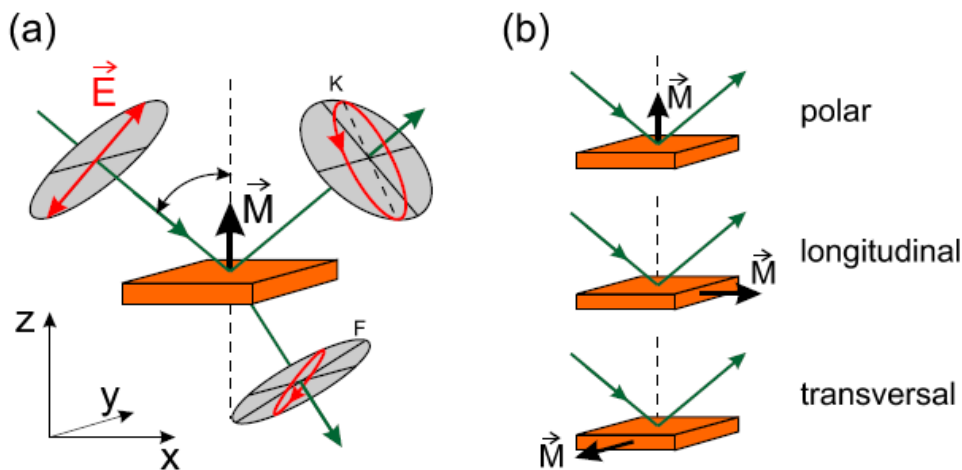
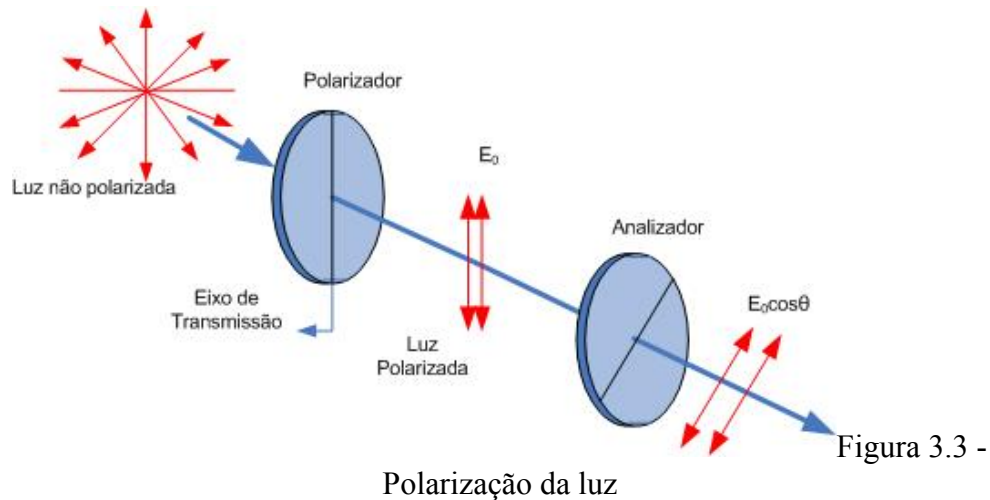


Figura 3.2 - a) Efeitos Faraday e Kerr b) Configurações do MOKE. Extraído da referência [3].

O efeito Faraday, é similar ao anterior, mas com a diferença de que a rotação do plano de polarização da luz ocorre na transmissão através de uma amostra magnetizada. A rotação é maior do que no efeito Kerr, visto que a radiação interage mais fortemente com a amostra. O ponto negativo é que a luz só é transmitida em amostras finas, com atenuação baixa, e portanto, o efeito Faraday só pode ser utilizado para estudar amostras finas.

3.1.2 - Polarização

A luz, ou de um modo geral, a onda eletromagnética, possui uma componente elétrica e uma componente magnética. Convencionou-se a direção do campo elétrico como sendo a direção da polarização. O polarizador é um dispositivo que polariza a luz.



Polarização da luz

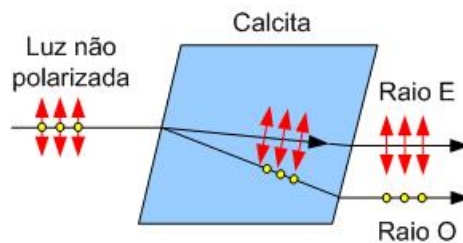


Figura 3.4 - Birrefringência

Os materiais podem ser classificados de acordo com a sua estrutura interna. Aqueles em que os átomos estão arranjados em uma ordem específica são chamados de cristalino. O NaCl, por exemplo, é chamado de sólido cristalino. Existem outros sólidos cujos átomos estão distribuídos aleatoriamente. Esses são chamados de amorfos, como o vidro por exemplo.

Quando a luz atravessa uma material amorfo, ela viaja a mesma velocidade em todas as direções, ou seja o vidro possui apenas um índice de refração. Em alguns materiais cristalinos, como o quartzo e calcita, a velocidade da luz não é a mesma em todas as direções, caracterizando portanto, dois índices de refração, e estes materiais são chamados de birrefringentes.

No experimento o feixe Laser emitido é polarizado inicialmente em 0° , através do polarizador fixo (Dispositivo que polariza o feixe de luz em um determinado ângulo - direção de variação do campo elétrico). Atingindo a amostra o feixe sofre uma reflexão seguida por uma rotação do plano de polarização, proporcionalmente a magnetização da amostra. Depois o feixe é modulado e polarizado novamente, no polarizador variável à 45° e finalmente chega ao detector (Este polarizador poderia ser fixo, no entanto, visto que ele é necessário para outras aplicações, mantivemos esta configuração, para manter uma representação fidedigna do sistema que está implementado atualmente no laboratório). O sinal detectado é encaminhado ao amplificador *lock-in* onde será feita detecção síncrona do sinal modulado, sendo a referência oriunda do próprio modulador.

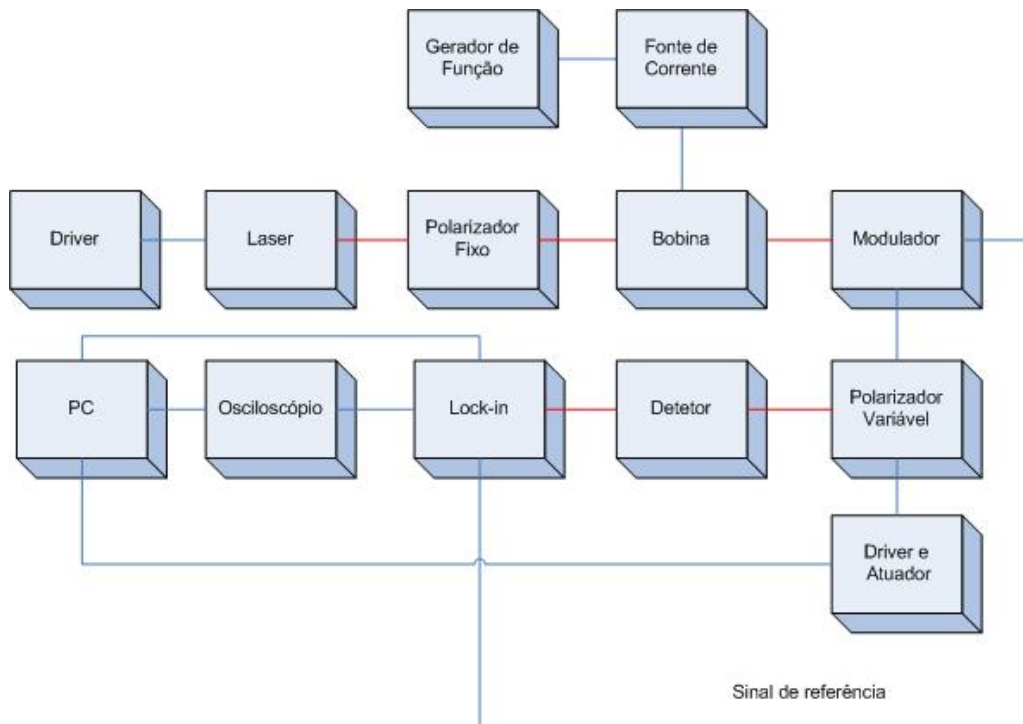


Figura 3.5 - Diagrama de blocos do magnetômetro

O gerador está conectado a fonte de corrente, através de sua entrada programável, e sua única função é fazer com que a forma de onda da corrente varie em forma de rampa, excursionando simetricamente entre valores positivos e negativos, visto que precisamos saturar o material magnético nos dois sentidos a fim de que possamos exibir a curva de histerese do material em estudo.

O modulador fotoelástico é um instrumento utilizado para modular ou variar a polarização de um feixe de luz. O princípio de operação baseia-se no fato de que uma amostra estressada mecanicamente exibe uma birrefringência em determinada frequência fixa, na faixa do ultra-som (20 KHz à 100 KHz). Ele consiste em uma barra retangular de material transparente tipo sílica fundida, conectado a um transdutor piezoelétrico. A barra vibra em sua direção longitudinal, em uma frequência determinada pelo comprimento da barra.

O osciloscópio permite a visualização do sinal proveniente do detetor (via lock-in) e a obtenção da curva de histerese. O osciloscópio em questão, possui uma interface GPIB, que permite enviar ao PC a imagem corrente de sua tela. As aplicações da magneto-óptica em armazenamento de dados, é um dos principais motivos de seu desenvolvimento.

A gravação magneto óptica possui a vantagem de poder regravar dados. Observe a figura abaixo:

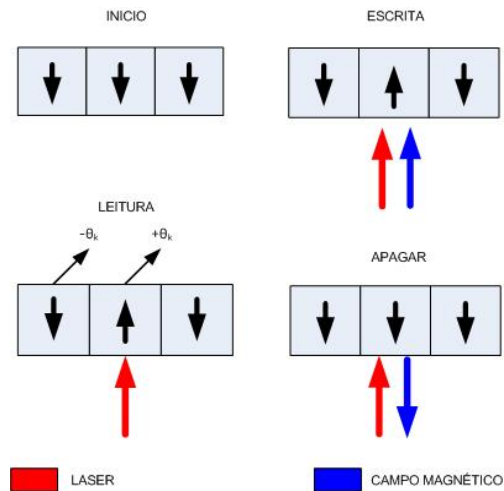


Figura 3.6 – Processo magneto-ótico de leitura e escrita

Antes do processo de gravação, o filme magnético aponta na mesma direção. A área a ser escrita, é então aquecida pelo laser a uma temperatura acima da temperatura de Curie. Então, conforme a área aquecida vai resfriando, ela é magnetizada no sentido contrário. Uma seqüência de bits vai sendo formada. O processo de leitura utiliza luz polarizada linearmente, que através do efeito Kerr identifica se a magnetização está para cima ou para baixo. (bit 1 ou 0), dependendo do sentido de rotação da polarização. Para apagar os dados, a área é aquecida com laser, na presença de um campo magnético no sentido original da magnetização.

Algumas considerações sobre o material a ser utilizado em armazenagem magneto-ótica:

- A camada magnética deve ser magneto-opicamente ativo, para que se possa utilizar o efeito Kerr, para a leitura.
- Uma anisotropia perpendicular magnética é desejável para uma melhor estabilização dos domínios.
- A temperatura de Curie deve estar entre 400-600 K, ou seja não pode ser muito alta de modo que o laser seja incapaz de aquecer o material acima desta temperatura, e nem tão baixa, para que o material não seja termicamente instável.
- Tanto a coercividade, quanto a magnetização devem ser dependentes especificamente da temperatura. Primeiramente o H_c , deve ser baixo na hora da gravação, para que a magnetização seja fácil de reverter, e que no restante do tempo seja alta para que a magnetização não reverta espontaneamente.

3.2 - Procedimento Experimental:

- a) Posicionar a amostra a ser estudada no porta amostras adequado

- b) Ligar os equipamentos necessários ao Magnetômetro (veja o diagrama de blocos acima)
- c) Ajustar a fonte de corrente de maneira que ela fique simétrica. Comece com valores de corrente baixos. (ajuste da varredura executado no gerador de função)
- d) Faça os ajustes necessários ao Lock-in. Peça ao monitor para lhe ajudar
- e) Observe no osciloscópio a forma de onda da rampa e ajuste-o afim de que a rampa fique centralizada e que mostre apenas um período da onda
- f) Faça os mesmos ajustes no osciloscópio para o sinal vindo da amostra
- g) Abra o Programa Wavestar® e observe as formas de ondas variantes no tempo e depois combine-as para obter a curva de histerese do material.
- h) Caso o material não tenha saturado, volte para o procedimento c).

3.3 - Referências

- [1] - KNIGHT, D. Randall. Physics for Scientist and engineers.5.ed. Addison Wesley, 2003
- [2] - Qiu, Z. Q. e Bader, S. D. Surface magneto-optic Kerr effect. *Review of scientific instruments*. v. 71, n 3, 1999.
- [3] - BAUER, Andreas. Far Field and Near Field magneto optical microscopy of ultrathin films. *Freie Universität Berlin, Institut für Experimentalphysik*: Fev, 2000. Disponível em: <<http://www.physik.fu-berlin.de/~bauer/>>
- [4] - SPALDIN, Nicola. Magnetic Materials, Fundamentals and Devices applications. Cambridge: University Press, 2003

L4. Efeito Foto-Elétrico

Com este experimento objetiva-se confrontar o modelo clássico ondulatório com o modelo quântico para a luz, investigando a relação entre comprimento de onda, frequência e energia. Adicionalmente, determina-se a razão entre a constante de Planck e a carga do elétron, h/e .

4.1 - Introdução

O efeito fotoelétrico foi descoberto em 1887 pelo físico alemão Heinrich Rudolf Hertz, que observou que a incidência luz ultravioleta altera a tensão mínima na qual ocorre centelhamento entre eletrodos metálicos.

A emissão e absorção de luz foi um dos importantes objetos de investigação do físico alemão Max Planck. Quando ele tentou formular uma teoria para explicar a distribuição espectral da luz emitida com base no modelo ondulatório clássico, ele teve dificuldades consideráveis. A teoria clássica (Lei de Rayleigh-Jeans) previa que a quantidade de luz emitida por um corpo negro deveria aumentar dramaticamente à medida que o comprimento de onda diminuísse, enquanto que o experimento mostrou que a quantidade de luz emitida tendia a zero. Esta discrepância tornou-se conhecida como a catástrofe do ultravioleta.

Dados experimentais para a emissão de radiação luminosa por um corpo quente e brilhante mostraram que a intensidade máxima da luz emitida também diferia dramaticamente dos valores previstos classicamente (Lei de Wien). A fim de reconciliar a teoria com os resultados de laboratório, Planck foi forçado a desenvolver um novo modelo para a luz chamado de modelo quântico. Nesse modelo a luz é emitida em pequenos pacotes discretos ou quanta.

A relação entre as teorias clássicas e quântica para a emissão de luz pode ser investigada usando o experimento científico h/e da PASCO®. A utilização do equipamento em combinação com a Fonte de Luz de Vapor de Mercúrio PASCO (Modelo OS-9286) nos permite a determinação da razão h/e . Determina-se a constante de Planck h através da introdução da constante e , que é a carga do elétron.

4.1.1 Teoria Quântica de Planck

No final do século XIX muitos físicos pensavam que tinham explicado todos os princípios mais importantes do universo e descoberto todas as leis naturais. Mas, à medida que os cientistas continuavam seus trabalhos, inconsistências que não poderiam ser facilmente explicadas começaram a aparecer em algumas áreas de estudo.

Em 1901, Planck publicou sua lei de radiação. Nela, ele estabeleceu que um oscilador, ou outro sistema físico semelhante tem um conjunto discreto de valores possíveis (ou níveis) de energia; energia intermediária a estes valores nunca ocorre.

Planck estabeleceu também que a emissão ou absorção de radiação está associada à transição ou saltos entre dois níveis de energia. A energia perdida ou adquirida pelo oscilador é emitida ou absorvida como um quantum de energia radiante, sendo seu valor expresso pela equação:

$$E = h \cdot \nu,$$

Onde E é a energia radiante, ν é a frequência da radiação e h é uma constante fundamental da natureza. A constante h tornou-se conhecida como a constante de Planck.

Verificou-se, posteriormente, que a constante de Planck tinha um significado muito maior do que simplesmente relacionar a frequência e a energia da luz, e portanto tornou-se uma referência da visão quanto-mecânica do mundo subatômico. Em 1918, Planck foi agraciado com o prêmio Nobel pela sua Teoria Quântica da Luz.

4.1.2 O Efeito Fotoelétrico

Na emissão fotoelétrica a luz atinge um material fazendo com que elétrons sejam emitidos. O modelo ondulatório clássico previa que à medida que a intensidade da luz incidente aumentasse, a amplitude (e, dessa forma, a energia) da onda aumentaria. Isto deveria acarretar a emissão de mais fotoelétrons energéticos. O novo modelo quântico, entretanto, previa que a luz de frequência maior produziria fotoelétrons mais energéticos, de forma independente da intensidade, enquanto que o aumento desta deveria aumentar apenas o número de elétrons emitidos (ou corrente fotoelétrica).

No início deste século, vários investigadores descobriram que a energia cinética dos fotoelétrons era dependente do comprimento de onda, ou frequência, e independente da intensidade, enquanto que a magnitude da corrente fotoelétrica, ou número de elétrons, era dependente da intensidade como previsto pelo modelo quântico. Einstein aplicou a teoria de Planck e explicou o efeito fotoelétrico em termos do modelo quântico usando sua famosa equação (Eq. 1), recebendo por este trabalho o prêmio Nobel de física em 1921.

$$E = h \cdot \nu = K \cdot E_{\max} + W_0 \quad [\text{Eq. 1}]$$

Onde KE_{\max} é a energia cinética máxima dos fotoelétrons emitidos e W_0 é energia necessária para removê-los da superfície do material (a função trabalho). A energia 'E' é aquela fornecida pelo quantum de luz conhecido como fóton.

Um fóton de luz com energia $h\nu$ incide sobre um elétron no catodo de um tubo a vácuo. O elétron usa uma parte mínima (W_0) de sua energia para escapar do catodo, saindo dele com uma energia máxima KE_{\max} na forma de energia cinética. Normalmente, os elétrons emitidos alcançam o anodo do tubo e podem ser medidos como uma corrente fotoelétrica. Entretanto, aplicando-se um potencial reverso V entre o anodo e o catodo, pode-se parar a corrente fotoelétrica. Pode-se determinar KE_{\max} medindo-se o potencial reverso mínimo necessário para parar os fotoelétrons e reduzir a corrente fotoelétrica a zero. Relacionando a energia cinética ao potencial de freamento obtém-se a equação:

$$KE_{\max} = V \cdot e$$

Portanto, usando a equação de Einstein.

$$H \cdot \nu = V \cdot e + W_0$$

Esta equação, quando resolvida para V , resulta em

$$V = (h/e) \cdot \nu - (W_0 / e)$$

Se fizermos um gráfico de V versus ν para diferentes frequências de luz, obteremos um gráfico semelhante ao da figura 4.1. A interseção com o eixo Y ocorrerá em $-(W_0 / e)$, e a inclinação será h/e . Combinando a nossa determinação experimental da razão h/e com o valor atualmente aceito para $e=1,6022 \times 10^{-19}$ coulombs, podemos determinar a constante de Planck, h .

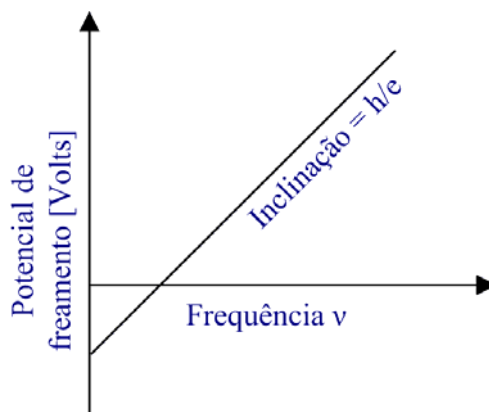


Figura 4.1 – Potencial de freamento V vs. Frequência ν .

4.1.3 O Modelo Ondulatório da Luz vs. O Modelo Quântico

De acordo com a teoria de fótons da luz, a energia cinética máxima, KE_{\max} , dos fotoelétrons depende apenas da frequência da luz incidente, e é independente da intensidade. Assim, quanto maior for a frequência da luz, maior será a sua energia. Em contrapartida, o modelo clássico de ondas da luz prevê que KE_{\max} deveria depender da intensidade da luz. Em outras palavras, quanto mais brilhante for a luz, maior a sua energia.

Este experimento investiga as duas afirmações. Na parte A, selecionam-se duas linhas espectrais diferentes e investiga-se a energia máxima dos fotoelétrons como uma função intensidade. Na parte B, selecionam-se linhas espectrais distintas e investiga-se a máxima energia dos fotoelétrons como função da frequência da luz.

4.2 Procedimento experimental

Monte o equipamento como mostrado na figura 4.2. Focalize a luz da Fonte de Luz de Vapor de Mercúrio na ranhura da máscara reflexiva branca sobre o experimento h/e . Desalinhe a Blindagem de Luz do experimento para revelar a máscara branca do fotodiodo, localizada no interior do aparato. Deslize o conjunto Lente/Rede de Difração para frente e para trás sobre as suas barras de suporte, até conseguir a imagem focalizada da abertura, centralizada no buraco da máscara do fotodiodo. Fixe o conjunto apertando o parafuso que está em sua parte superior.

Alinhe o sistema girando o Aparato h/e sobre sua base de suporte de modo que a mesma cor de luz que incide na abertura da tela de luz caia sobre a janela da

máscara do fotodiodo, sem nenhuma superposição com cores de outras linhas espectrais. Retorne a Blindagem de Luz à sua posição fechada. Confira a polaridade dos cabos do voltímetro digital e conecte-os aos terminais de saída (OUTPUT) de mesma polaridade no Aparato h/e.

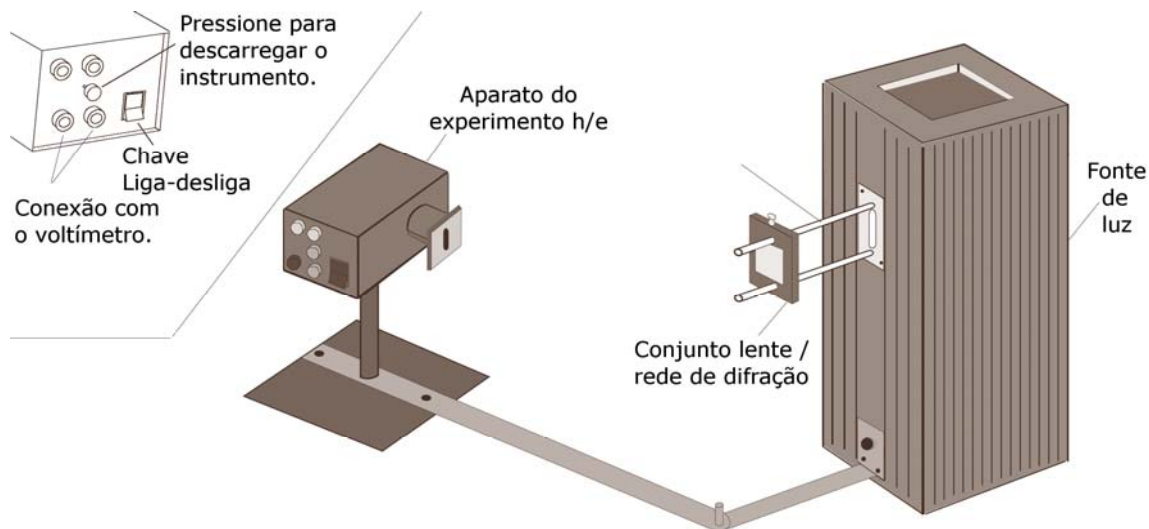


Figura 4.2 – Configuração experimental usando uma fonte luminosa de mercúrio e o aparato Pasco h/e.

4.2.1 Potencial de freamento vs intensidade luminosa.

Ajuste o aparato h/e de modo que somente uma das cores espectrais incida sobre a abertura da máscara do fotodiodo. Se você selecionar a linha espectral amarela ou verde, coloque o filtro colorido correspondente sobre a Máscara Reflexiva Branca do Aparato h/e.

Coloque o Filtro de Transmissão Variável em frente à máscara Reflexiva Branca (e sobre o filtro colorido, se ele estiver sendo usado) de modo que a luz passe através da seção marcada 100% e alcance o fotodiodo.

Pressione o botão de descarga do instrumento, solte-o, e observe aproximadamente quanto tempo é necessário para que a voltagem retorne ao valor original.

Mova o filtro de transmissão variável de modo que a próxima seção seja colocada diretamente em frente à luz incidente. Grave a nova leitura do voltímetro e o tempo aproximado para recarga após o botão de descarga ter sido pressionado e solto.

Repita o passo 3 até que você tenha testado todas as cinco seções do filtro de transmissão.

Repita o procedimento usando uma segunda cor do espectro.

Cor # 1	% Transmissão	Potencial de freamento	Tempo de carga aproximado
	100		
	80		
	60		
	40		
	20		
Cor # 2	% Transmissão	Potencial de freamento	Tempo de carga aproximado
	100		
	80		
	60		
	40		
	20		

4.2.2 Potencial de freamento vs. frequência.

a). Você pode ver facilmente cinco cores no espectro de luz do Mercúrio. Ajuste o Aparato h/e de modo que somente uma das bandas coloridas amarelas incida sobre a abertura da máscara do fotodiodo. Coloque o filtro colorido amarelo sobre a Máscara Reflexiva Branca do Aparato h/e.

b) Registre, na tabela abaixo, a voltagem lida no multímetro (potencial de freamento).

c) Repita o processo para cada cor do espectro. Certifique-se que está usando o filtro verde ao medir o espectro verde.

4.2.3 Análise

a) Descreva o efeito que a passagem de quantidades diferentes da mesma luz colorida, através do Filtro de Transmissão Variável, tem sobre o potencial de freamento e, conseqüentemente, sobre a energia máxima dos fotoelétrons, bem como sobre o tempo de carregamento após o pressionamento do botão de descargas.

b) Descreva o efeito que as diferentes cores têm sobre o potencial de freamento e, dessa forma, sobre a energia máxima dos fotoelétrons.

c) Com base nos seus resultados, discuta se este experimento dá sustentação ao modelo ondulatório ou quântico da luz.

Explique porque existe uma pequena queda no potencial de freamento medido quando a intensidade da luz diminui.

Cor da Luz	Amarela	Verde	Azul	Violeta	Ultravioleta
Potencial de Freamento					

4.3 Referências

[1] - Instruction Manual and Experiment Guide for the PASCO scientific Model AP-9368 and AP-9369. Pasco scientific. Disponível em <http://www.pasco.com>.

[2] - Instruction Sheet for the PASCO Model OS-9286A. Mercury vapor light source. Disponível em: <http://www.pasco.com>.

L5. Ressonância Nuclear Magnética

Esse experimento tem como objetivo fazer uma introdução ao fenômeno da ressonância magnética nuclear (RMN) e suas principais aplicações. Será realizada uma demonstração, utilizando um espectrômetro de RMN do CBPF.

5.1 - Introdução

No início dos anos 20, *O. Stern* e *W. Gerlach* verificaram que um feixe de átomos sujeito a um campo magnético não homogêneo é desviado de acordo com a orientação dos momentos magnéticos devido aos elétrons. Por volta de 1924, *Pauli* sugeriu a existência de núcleos magnéticos, comportando-se como pequenos ímãs. Em 1939, *Rabi*, dando seguimento às experiências de *Stern* e *Gerlach*, submeteu (em alto vácuo) um feixe de moléculas de hidrogênio, primeiro a um campo magnético não-homogêneo, e depois a um campo homogêneo, ao mesmo tempo em que aplicava radiação eletromagnética na faixa de radiofrequência (r.f.). Para certo valor de frequência bem definido, observava que o feixe molecular absorvia energia e era ligeiramente desviado (figura-5.1). Esta foi na verdade a primeira observação de ressonância magnética nuclear. Em 1945-46 foi observada a ressonância magnética nuclear em amostras líquidas e sólidas. *F. Bloch*, na Universidade de Stanford, e *E. M. Purcell*, na Universidade de Harvard, procurando medir momentos magnéticos nucleares com maior precisão, observaram sinais de absorção de r.f. na água e na parafina, respectivamente. Estes estudos conduziram à atribuição conjunta do Prêmio Nobel de Física, em 1952, a *F. Bloch* e a *E. M. Purcell*. Em 1953 foi colocado no mercado o primeiro espectrômetro de RMN, permitindo já uma elevada resolução e uma apreciável sensibilidade. Um salto qualitativo muito importante ocorreu na década de 50 com a introdução de técnicas de pulsos de r.f., ao invés de se utilizar uma variação contínua da frequência de excitação, aliadas às técnicas de análise matemática baseadas na Transformada de Fourier [1, 3]. Este método abriu caminho a uma enorme variedade de novas técnicas extremamente informativas. Destas se salientam as que permitem obter espectros de alta resolução de amostras sólidas [4], as técnicas de RMN bidimensional e as que permitem obter imagens internas de amostras intactas (partes do corpo humano, figura-5.2) a partir do fenômeno da RMN [2].

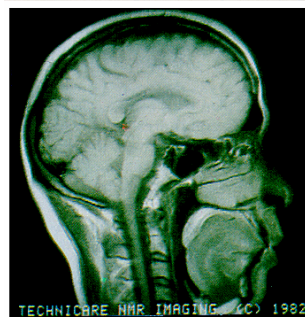
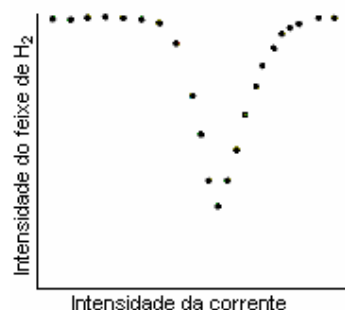


Figura-5.1: Experiência de Rabi Figura-5.2: Imagem por RMN [2]

5.1.1 - O Fenômeno da Ressonância

A ressonância é um dos fenômenos mais estudados pela física, pois aparece em quase todos os sistemas mecânicos, acústicos, ópticos, elétricos e magnéticos. Ela ocorre sempre que estímulos cuja frequência é próxima à das vibrações naturais de sistemas físicos. A exploração desse fenômeno se estende às diversas atividades e técnicas do nosso cotidiano, como por exemplo: a sintonia de um receptor de rádio, quando ajustamos o circuito oscilante do aparelho na mesma frequência da onda transmitida pela estação emissora; em instrumentos musicais de cordas, onde só as frequências naturais relacionadas a cada corda são amplificadas na caixa acústica a ponto de se tornarem audíveis. O fenômeno da ressonância manifesta-se também a nível nuclear, podendo ser de natureza elétrica, como é o caso da NQR (*Nuclear Quadrupole Resonance*), ou de natureza magnética, sendo por isso chamada de Ressonância Magnética Nuclear (RMN). Esta última deriva do fato de certos núcleos possuírem um momento angular intrínseco chamado *spin* e um momento magnético associado.

Podemos fazer uma analogia entre o movimento de um núcleo, que possui momento magnético, em um campo magnético, e o movimento de um pião de brinquedo, no campo gravitacional. As forças magnéticas produzidas por um campo magnético (\vec{B}_0) fazem com que o núcleo realize um movimento de precessão, da mesma forma que o campo gravitacional faz precessionar um pião de brinquedo, figura-5.3. O movimento de precessão do pião faz com que seu eixo desenhe um cone no espaço.

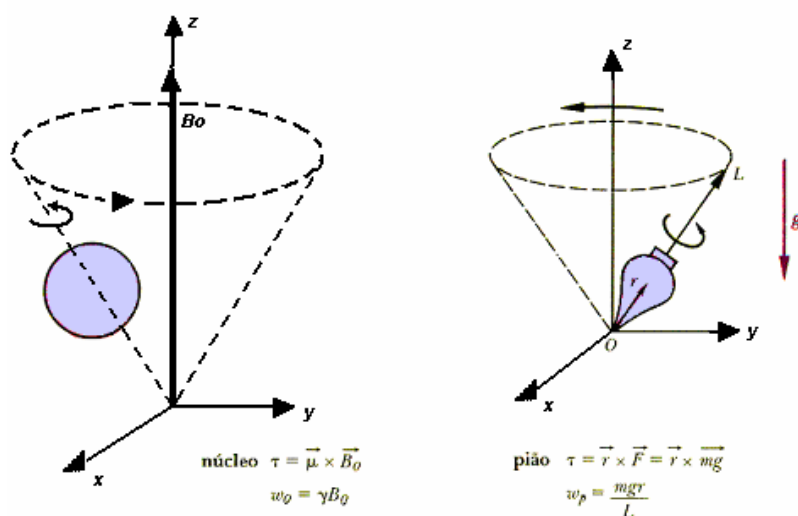


Figura-5.3 – Visão clássica do movimento de precessão do núcleo: Semelhança entre o movimento de precessão de um núcleo, que possui momento magnético ($\vec{\mu}$), em um campo magnético (\vec{B}_0), e o movimento de um pião de brinquedo, que possui um momento orbital (\vec{L}), no campo gravitacional (\vec{g}).

Para caracterizar este movimento, podemos medir quantas vezes por segundo é descrito a figura do cone, obtendo, assim, a frequência do movimento de precessão.

Esta frequência é diretamente proporcional à intensidade do campo magnético, e é denominada frequência de *Larmor* (ω_0),

$$\omega_0 = \gamma B_0 \quad (1.1)$$

Onde γ é a constante de razão giromagnética, cujo valor difere não só para cada elemento como também para cada isótopo de um mesmo elemento (ou para cada espécie nuclear), pois este depende do número de núcleos e suas espécies.

5.1.2 - Como observar a Ressonância Magnética Nuclear

Ao colocarmos uma amostra sob o efeito de um campo magnético, uma pequena fração dos núcleos nela contidos vence a agitação térmica e se orienta preferencialmente ao longo do campo estático \vec{B}_0 , criando uma magnetização \vec{M}_0 , paralela a este campo. O plano perpendicular a \vec{B}_0 não adquire qualquer magnetização macroscópica, já que os movimentos de precessão dos núcleos individuais são, em geral, independentes e não correlacionados; por isso, as diferentes projeções dos seus momentos magnéticos apontam uniformemente para todas as direções do plano. Essa situação descreve o equilíbrio termodinâmico do sistema.

Para remover a condição de equilíbrio do sistema magnetizado, aplica-se, sob a forma de pulsos, um segundo campo magnético oscilante \vec{B}_1 no plano perpendicular a \vec{B}_0 . A orientação desse novo campo deve mudar com uma frequência igual à de Larmor (ω_0). Para a maioria dos núcleos, a frequência de Larmor fica na faixa da radiofrequência (r.f.), indo de alguns MHz até frações de GHz (metais de transição), sendo que em alguns sistemas a ressonância pode ocorrer em 10 GHz (terras raras pesadas).

Uma forma de se obter o campo magnético oscilante nessa frequência pode ser alcançada ao se colocar a amostra dentro de uma bobina alimentada por um gerador de radiofrequência (instrumento capaz de varrer uma banda considerável de frequências na faixa de RF e microondas), figura-5.4. Desta forma, o gerador de radiofrequência poderá induzir, na bobina, o campo \vec{B}_1 de frequência ω_0 (frequência natural do sistema em questão, ou seja, a “amostra”). Na verdade, para se obter os pulsos de r.f. é necessário misturar o sinal senoidal, de frequência ω_0 , com uma seqüência de dois a três pulsos de forma a chavear o sinal de RF (Modulação ASK – *Amplitude Shift Keying* [5]). Para isso é necessário dispor não apenas de um sintetizador (gerador de sinais na faixa de r.f.), mas também de outros instrumentos tais como: gerador de pulsos, circuitos moduladores e demoduladores, filtros, amplificadores de potência e outros.

A orientação do campo \vec{B}_1 deve mudar com uma frequência igual à de Larmor (ω_0), de modo que a precessão da magnetização em torno do campo total ($\vec{B}_0 + \vec{B}_1$) induza um movimento em espiral, figura-5.5.

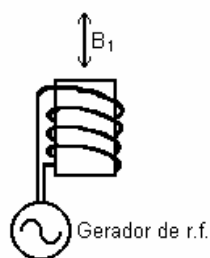


Figura-5.4 – Obtenção do campo oscilante \vec{B}_1 .

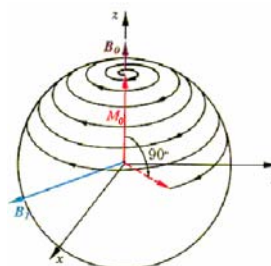


Figura-5.5 – O pulso de r.f. faz com que a ponta do vetor \vec{M}_0 percorra a trajetória mostrada na figura, com aplicação de \vec{B}_1 . [2]

Terminada a ação do pulso, a magnetização formará, com a direção de B_0 , um ângulo que dependerá da intensidade de \vec{B}_0 e do tempo de aplicação do pulso (\vec{B}_1). Para descrever o efeito desses pulsos sobre a magnetização, costuma-se falar de pulsos de $\pi/2$ e de pulsos de π , pois eles provocam respectivamente, rotação de 90° e de 180° nos núcleos individuais.

Após a aplicação de um pulso de $\pi/2$, o sistema encontra-se em uma situação de não equilíbrio. A magnetização \vec{M}_0 , que antes estava orientada preferencialmente ao longo do campo \vec{B}_0 , agora está perpendicular a este campo e por esse motivo é denominada de magnetização transversal (\vec{M}_T). Com o movimento de precessão, de frequência ω_0 (frequência de Larmor responsável pelo campo \vec{B}_1), em torno de \vec{B}_0 , é induzida na bobina uma tensão senoidal de mesma frequência ω_0 . A amplitude desta tensão senoidal, que está excitando a amostra envolvida pela bobina, é proporcional à magnetização transversal \vec{M}_T . A mesma bobina utilizada para estabelecer o campo oscilante \vec{B}_1 servirá agora para captar os sinais, que são fracos, induzidos pela \vec{M}_T e chamados “sinais de RMN”.

A magnetização transversal reduz exponencialmente à medida que o tempo passa o que faz com que a amplitude do sinal por ela induzido decaia a zero da mesma forma. O sinal resultante recebe o nome de decaimento da indução livre, ou *fid*, em inglês “*free induction decay*”. Nos sólidos magnéticos, esse tempo de relaxação é da ordem de algumas centenas de microssegundos.

Materiais magnéticos possuem em sua estrutura orientações específicas dos *spins* eletrônicos ou atômicos, de forma que o campo estático \vec{B}_0 é intrínseco a estes materiais sendo necessária apenas a aplicação dos pulsos de r.f. sintonizados na frequência de excitação da amostra em estudo. Neste caso, o procedimento descrito nos parágrafos anteriores é conhecido como “*Zero Field Pulsed NMR*” [6], ou seja, Ressonância Magnética Nuclear Pulsada com Campo Zero e é utilizado no Laboratório de Ressonância Magnética Nuclear do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF) onde são estudadas as propriedades magnéticas de materiais magnéticos.

5.1.3 - A Técnica de RMN Pulsada

A técnica de Ressonância Magnética Nuclear pulsada, na sua forma mais simples, consta da aplicação de dois pulsos de RF de alta potência e de curta duração, e da medição de um sinal transiente, vindo da amostra em análise, denominado *eco de spin* (situação ilustrada na figura-5.6).

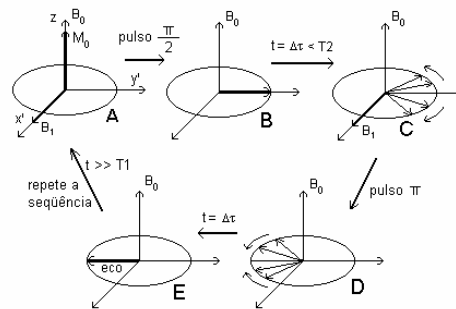
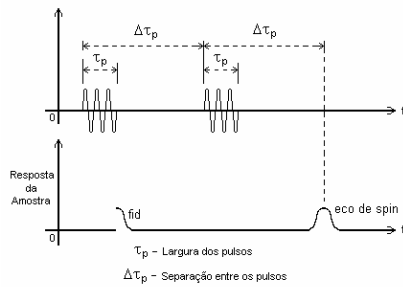


Figura-5.6 – Seqüência de pulsos típica para obtenção do *eco de spin*. Figura-5.7 – Formação do *eco de spin*

Para o estudo de materiais magnéticos metálicos, τ_p tem largura típica de $1 \mu s$ e $\Delta \tau_p$ de dezenas de μs . Na figura-5.7, podemos observar passo a passo a formação do sinal transiente de resposta da bobina (*eco de spin*).

Inicialmente o sistema está em equilíbrio termodinâmico e a magnetização é paralela ao campo estático B_0 . Na seqüência é aplicado, em “A”, o pulso de r.f. cuja frequência (ω) de B_1 é igual à frequência de Larmor (ω_0) do material em análise. Esta é a condição para que haja ressonância. A magnetização que estava alinhada com o eixo z , agora está no plano xy , apontando para a direção y ortogonal a B_0 e a B_1 . Após a aplicação do primeiro pulso, observa-se um sinal induzido na bobina (*fid*), ilustrado na figura-5.6.

O campo magnético B_0 não é completamente homogêneo, isto é, núcleos diferentes sentem campos diferentes. No referencial girante, o plano cartesiano xy gira com velocidade ω . Segundo a equação-1.1, núcleos que sentem campos diferentes giram com velocidades angulares (ω_0) diferentes. Este fato é observado em “C”, onde alguns núcleos precessionam com velocidades maiores que ω e outros com velocidades menores, causando um espalhamento em “leque” de momentos magnéticos no plano xy (transversal a B_0).

Após um tempo igual a Δt , não maior que T_2 , aplica-se um segundo pulso (denominado π); este pulso causa uma rotação de 180 graus nos elementos de magnetização que precessionam no plano xy , “D”. Devido aos núcleos continuarem sentindo o mesmo campo B_0 , eles continuam precessionando no mesmo sentido. Decorrido um tempo aproximadamente igual a $2 \Delta t$, os elementos de magnetização se refocalizam no semi-eixo $-y'$, “E”. Na bobina aparece um sinal transiente denominado *eco de spin*. Após um tempo muito maior do que T_1 , condição necessária para que o sistema esteja novamente em equilíbrio, ocorre a repetição da seqüência de pulsos.

5.2 - Procedimento Experimental

Os espectros de ressonância magnética nuclear podem ser comparados com o levantamento da curva de resposta em frequência de um circuito eletrônico, sendo que neste caso o “circuito eletrônico” é o material magnético em análise.

O espectrômetro de RMN é automatizado, inicialmente são ajustados alguns parâmetros como a seqüência de pulsos (largura $\tau(a)$ e $\tau(b)$, distância entre os pulsos Δt , *delay* e o período) e o nível de potência da r.f. (atenuação em *dB*). Em seguida é feita uma varredura em frequência, onde os dados de entrada são: frequência inicial (ν_0), frequência final ($\nu(\text{final})$) e passo ($\Delta\nu$). Para cada frequência é feita a aquisição do sinal de resposta do material. Após o experimento, é feito um ajuste na curva obtida a fim de determinar outros parâmetros importantes, como a largura em frequência da altura média, semelhante à banda passante de um circuito eletrônico do tipo passa-faixa.

AMOSTRA UTILIZADA:			
SEQÜÊNCIA DE PULSOS:			
$\tau(a) =$	μs	$\tau(b) =$	μs
		$\Delta t =$	μs
DELAY =	μs	PERÍODO =	ms
VARREDURA EM FREQUÊNCIA:			
$\nu_0 =$	MHz	$\nu(\text{final}) =$	MHz
		$\Delta\nu =$	MHz
FREQUÊNCIA DE RESSONÂNCIA (ω_0) =		MHz	
BANDA (BW) =		MHz	

5.3 - Referências

- [1] – C. Farrar, E.D. Becker, Pulse and Fourier Transform NMR, Academic Press (New York 1971).
- [2] – Panepucci, H.C., Donoso, J.P., Tannus, A., Becmann, N., Bonagamba, T.J., “Tomografia por Ressonância Magnética Nuclear : Novas Imagens do Corpo”, Ciência Hoje, v.4, n.20, p.46, 1985.
- [3] – R. R. Ernest, W. A. Anderson, “Application of Transform Spectroscopy to Magnetic Resonance”, Rev. Sci. Instrum. N° 37, p. 93, 1966.
- [4] – A.P. Guimarães, Magnetism and Magnetic Resonance in Solids, John Wiley, 1998.
- [5] – Gomes, A.T., Telecomunicações: Transmissão e Recepção (AM – FM – Sistemas Pulsados). São Paulo, Érica, 1985.

[6] – Chaughule R.S., Gupta L.C., “Zero Field Pulsed Spin Echo Spectrometer for the Study of Ferromagnetic Materials”. Rev. Sci. Instrum., n° 53, p. 1738, 1982.

L6. Relação Carga/Massa do elétron

Nesta experiência mediremos a relação *carga-massa* do elétron utilizando um aparelho muito semelhante àquele de J.J. Thomson. As propriedades estudadas neste experimento tais como, interação de partículas carregadas com um campo magnético ou elétrico é atualmente utilizadas em diversos equipamentos. Na vida cotidiana por exemplo, nos tubos de TV (onde é necessário o controle do feixe de elétrons) ou nos instrumentos científicos.

6.1 – Introdução

O conceito de átomo, na forma em que era aceito pelos cientistas de 1600 a 1900 baseava-se nas idéias dos filósofos gregos do século V *a.C.* Foram Leucippo de Mileto e seu discípulo Demócrito de Abdera que deram origem à filosofia atômica, introduzindo a noção de um constituinte último da matéria, que denominaram átomo (que significa, indivisível na lingual grega). Demócrito acreditava que os átomos eram uniformes, sólidos, duros, incompressíveis e indestrutíveis e que se movimentavam incessantemente no vácuo; segundo suas idéias, as diferenças de forma e tamanho dos átomos determinavam as propriedades da matéria. Estas especulações foram logo continuadas por Epicuro de Samos.

Conquanto a teoria atômica grega é significativa do ponto de vista histórico e filosófico, carece de valor científico, pois não se funda em observações da natureza, nem em medições, provas e experimentos. Para os gregos, a ciência constituía só um aspecto de seu sistema filosófico, mediante o qual procuravam uma teoria geral que explicasse o Universo. Com este fim eles usavam quase exclusivamente a matemática e o raciocínio, quando falavam da Física. Foi assim que Platão e Aristóteles atacaram a teoria atômica sobre bases filosóficas e não científicas. Aristóteles não aceitava a existência do vácuo, pois não podia conceber que os corpos caíssem com igual rapidez nele.

O Renascimento deu início à nova ciência experimental, e se pôs em dúvida os pontos de vista Aristotélicos até então dominantes. Tão logo Galileo expressou sua crença na existência do vácuo (em 1638), os cientistas começaram a estudar as propriedades do ar e do vácuo (parcial), para pôr á prova os méritos relativos da ortodoxia Aristotélica e da teoria atômica.

Foram necessários mais de 2000 anos antes que os físicos modernos compreendessem que o átomo é divisível, e que não é nem duro, nem sólido, nem imutável. No curso do século XIX se acumulou grande parte da evidência de que a matéria está composta por átomos.

À medida que se descobriram mais e mais elementos ao longo do século XIX, os cientistas começaram a se perguntar que relação existe entre as propriedades físicas dos elementos e seu peso atômico. Desta forma, durante a década de 1860 se propuseram vários esquemas. Em 1869, o químico Dmitry Ivanovich Mendeleev introduziu a Tabela Periódica, baseada nos pesos atômicos determinados a partir da teoria de Avogadro das moléculas diatômicas. Descobriu que ao se ordenar os

elementos segundo seu peso atômico, punha-se em evidência uma característica de periodicidade de suas propriedades.

A hipótese atômica se fortaleceu ainda mais devido ao sucesso da Teoria Cinética, a qual trata os gases como compostos por um número muito grande de moléculas que se deslocam no vácuo com velocidades distribuídas ao acaso, cuja magnitude média se relaciona com a temperatura. Desta forma podem-se calcular as propriedades mecânicas e térmicas dos gases em termos da massa, o tamanho e a velocidade das moléculas.

A teoria atômica da matéria estava fundamentada, naquela época, em evidências químicas e na teoria cinética dos gases. A natureza elétrica da matéria também já era bem conhecida experimentalmente. Entretanto, a conexão real entre propriedades atômicas e elétricas não era claramente conhecida. Aqueles que investigavam a passagem de eletricidade através dos gases acreditavam que seus estudos poderiam trazer desvendar o elo essencial entre estes fenômenos.

As técnicas eram geralmente as mesmas: um tubo de vidro com eletrodos de platina era gradualmente evacuado enquanto uma diferença de potencial era aplicada entre os eletrodos. À temperatura e pressão normais, os gases não conduzem eletricidade, até que a intensidade do campo elétrico é tal que se produz uma faísca. Mas, se temos um recipiente fechado e reduzimos a pressão a menos de 10 mmHg, e aplicamos alguns kV entre os eletrodos, observa-se uma descarga brilhante, com cores e padrões bem definidos. Reduzindo-se mais um pouco a pressão, a região escura em frente ao cátodo estende-se paulatinamente até que a uma pressão de uns 10^{-3} mmHg enche todo o recipiente. Não obstante, segue passando corrente elétrica. Fazendo-se um orifício no ânodo, observa-se um resplendor esverdeado na parede do tubo de vidro por trás do orifício. Os agentes que produzem este resplendor viajam em linha reta desde o orifício do ânodo (isto pode ser verificado pela sombra que produz qualquer objeto que se interpõe entre o ânodo e a parede de vidro).

Tais agentes se chamam raios catódicos. Os raios catódicos foram descobertos por Julius Plücker em 1858 e investigados por William Crookes em 1879, que descobriu que se desviavam em um campo magnético, e que a direção do desvio sugere que se tratam de partículas de carga negativa. No entanto, a verdadeira natureza dos raios catódicos foi um tema de controvérsia. Uma prova crucial consistiu em estudar o efeito sobre os mesmos de um campo elétrico. Em 1892, Heinrich Hertz levou a cabo um experimento que teve resultados negativos. Logo, J. J. Thomson considerou que isso se devia ao fato de que o vácuo não tinha sido suficientemente bom no experimento de Hertz, e decidiu repeti-lo com um vácuo melhor.

6.1.1 – O elétron

Joseph John Thomson realizou vários experimentos em 1896 e 1897 com um feixe fino de raios catódicos produzido colimando-se os raios que saem do orifício do ânodo. Comprovou que todos são desviados igualmente por um campo elétrico transversal à sua trajetória, e pelo sentido do desvio deduziu que todos têm a mesma carga negativa que indicamos com e . Estudando o desvio concluiu que, se estas partículas têm uma massa m , resulta:

$$\frac{mv^2}{e} = cte.$$

[1]

Aplicando um campo magnético ao feixe de raios catódicos observou um desvio, a partir da qual determinou a relação *carga-massa* das partículas. O valor atualizado dessa relação é:

$$\frac{e}{m} = (1.7598 \pm 0.0004) 10^8 C / g$$

[2]

Os experimentos de eletrolise permitem também calcular uma relação *carga/massa*. Se considerarmos esta relação para o elemento mais leve, ou seja, o hidrogênio, resulta:

$$\frac{Q}{M} = 9.57 10^4 C / g$$

[3]

Se compararmos a relação *carga-massa* [2] com a [3], obtemos:

$$\frac{e/m}{Q/M} = 1.84 10^3$$

[4]

Portanto, ou as partículas dos raios catódicos são muito mais leves que o átomo de hidrogênio, ou levam uma carga quase duas mil vezes maior à do íon de hidrogênio. Esta última hipótese pareceu tão pouco lógica que Thomson propôs que tanto as partículas dos raios catódicos quanto o íon de hidrogênio levam cargas de igual valor absoluto e que as partículas dos raios catódicos, que denominou elétrons, são muito mais leves que os átomos.

6.1.2 – Conceitos Básicos

O método utilizado nesta experiência para a medição da relação *carga/massa* do elétron é simples. O método é similar àquele usado por J.J. Thomson em 1897. Um feixe de elétrons é acelerado através de um potencial conhecido, tal que a velocidade dos elétrons é conhecida. Um par de bobinas de Helmholtz produz um campo magnético uniforme e mensurável em ângulos ortogonais à direção do feixe de elétrons. Este campo magnético deflete o feixe de elétrons em trajetórias circulares. Ao medir o potencial acelerador (V), a corrente nas bobinas de Helmholtz (I) e o raio da trajetória circular do feixe de elétrons (r), a relação e/m é facilmente calculada:

$$\frac{e}{m} = \frac{2V}{B^2 r^2}$$

[5]

6.1.3 - Análise da medida de e/m

A força magnética F_m que atua numa partícula carregada de carga q movendo-se com velocidade v num campo magnético B é dada pela equação:

$$F_m = qv \times B$$

[6]

onde F_m , v e B são vetores e “ \times ” é o produto vetorial. Como na experiência o feixe de elétrons é perpendicular ao campo magnético, a equação [6] pode ser escrita na forma escalar como:

$$F_m = evB$$

[7]

onde e é a carga dos elétrons.

Dado que os elétrons estão movendo-se num círculo, eles devem experimentar uma força centrípeta de magnitude:

$$F_c = \frac{mv^2}{r}$$

[8]

onde m é a massa do elétron, v é a velocidade, e r é o raio do movimento circular. Como a única força que atua nos elétrons é causada pelo campo magnético, então $F_m = F_c$, tal que as equações [7] e [8] podem ser igualadas para dar:

$$evB = \frac{mv^2}{r}$$

[9]

ou isolando e/m :

$$\frac{e}{m} = \frac{v}{Br}$$

[10]

Portanto, para determinar e/m , basta conhecer a velocidade dos elétrons, o campo magnético produzido pelas bobinas de Helmholtz e o raio do feixe de elétrons. Os elétrons são acelerados através do potencial V , ganhando energia cinética igual a sua carga vezes o potencial acelerador. Portanto,

$$eV = \frac{1}{2} m v^2$$

[11]

Assim, a velocidade dos elétrons é:

$$v = \sqrt{\frac{2eV}{m}}$$

[12]

O campo magnético produzido próximo dos eixos do par de bobinas de Helmholtz é dado pela equação:

$$B = \frac{N \mu_0 I}{(5/4)^{3/4} a}$$

[13]

onde N é o número de voltas em cada bobina de Helmholtz (para a experiência = 130), μ_0 é a constante de permeabilidade magnética ($= 4 \pi 10^{-7} \text{ N A}^{-2}$), I é a corrente que passa através das bobinas de Helmholtz, e a é o raio das bobinas de Helmholtz (para a experiência = 0.15 m).

Uma dedução desta fórmula pode ser encontrada na maioria de livros textos introdutórios de eletricidade e magnetismo.

Introduzindo-se as equações [12] e [13] na equação [10] obtemos a formula final para e/m :

$$\frac{e}{m} = \frac{2V(5/4)^3 a^2}{(N\mu_0 I r)^2}$$

[14]

Finalmente, substituindo-se os valores já conhecidos para a experiência, a equação [14] se reduz a:

$$\frac{e}{m} = cte \frac{2V}{I^2 r^2}$$

[15]

se V , I e r forem medidos em unidades do sistema internacional (SI), isto é, Volts, Amperes e metros, respectivamente. A cte ($= (5/4)^3 a^2 / N^2 \mu_0^2$) pode ser calculada com as informações apresentadas anteriormente.

6.2 - Procedimento Experimental

6.2.1 – Configuração Experimental

O aparelho utilizado no experimento é uma variante do utilizado por J.J. Thomson em 1897 e está esquematizado na figura 6.1. O dispositivo é formado por uma ampola de vidro esférica selada que contém gás Hélio a uma pressão de 10^{-2} mmHg, e contém um canhão de elétrons que se mostra na figura 6.2. Os elétrons são produzidos por emissão termoiônica em um filamento percorrido por uma corrente elétrica. O filamento encontra-se entre um par de eletrodos, um sendo o cátodo e o outro o ânodo. O filamento é aquecido e emite elétrons. Os elétrons são acelerados pelo potencial aplicado entre o cátodo e o ânodo. A grade é mantida positiva com relação ao cátodo e negativa com relação ao ânodo. Isto facilita a focalização do feixe de elétrons. O feixe de elétrons deixa uma trilha visível no tubo, porque alguns dos elétrons colidem com átomos de Hélio, que são excitados e então irradiam luz visível.

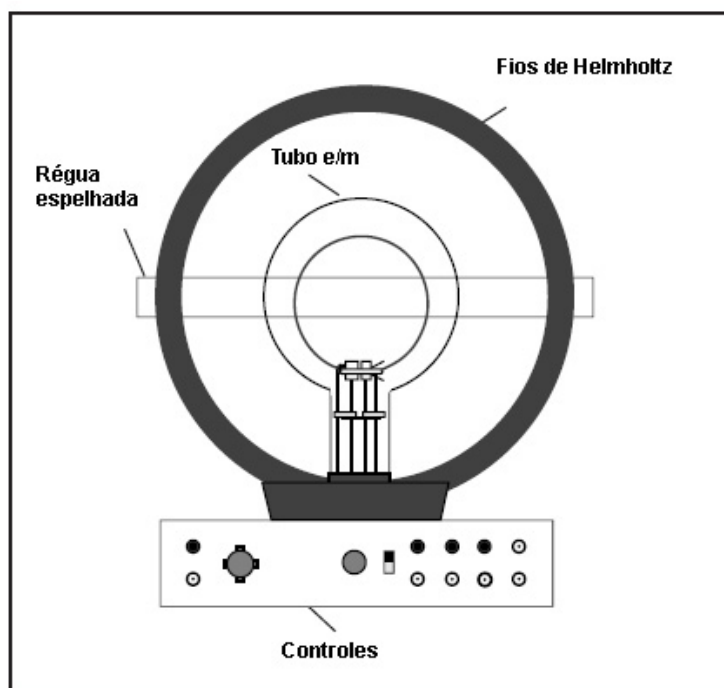


Figura 6.1: Arranjo experimental utilizado para a determinação da relação carga-massa. Extraído da referência [3].

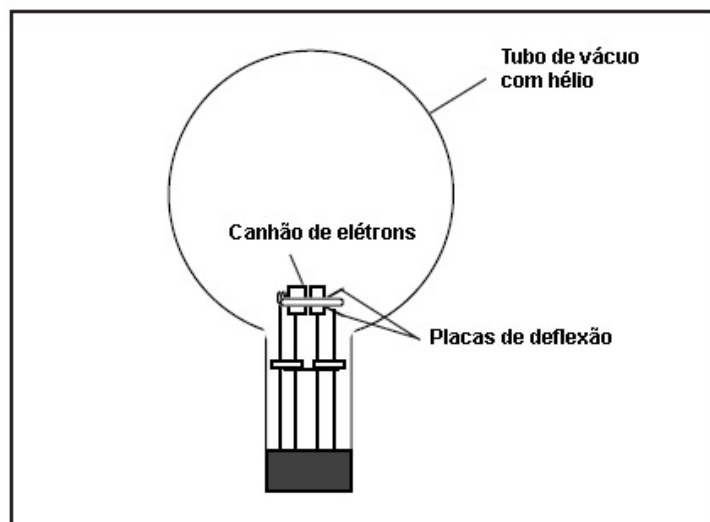


Figura- 6.2: Tubo *e/m* preenchido com gás hélio. Extraído da referência [3].

Atenção: A voltagem do aquecedor do canhão de elétrons NÃO DEVE exceder 6.3 volts. Voltagens mais altas queimarão o filamento e destruirão o tubo *e/m*.

Um conjunto de bobinas de Helmholtz (Conjunto de duas bobinas cujos raios são iguais às suas separações, fornecendo assim um campo magnético bastante uniforme) criam um campo magnético aproximadamente uniforme num volume relativamente grande da ampola. As bobinas de Helmholtz (do experimento) têm raios e separação de 15 cm. Cada bobina tem 130 voltas. O campo magnético (B) produzido pelas bobinas é proporcional à corrente através destas (I) vezes 7.8010^{-4} Tesla/Ampere [$B(\text{Tesla}) = 7.80 \cdot 10^{-4} I$]. Se os elétrons saírem perpendicularmente a este campo, suas trajetórias serão circulares, mas se a velocidade inicial fizer um ângulo com o campo, sua trajetórias serão helicoidais, como pode ser verificado girando a ampola um pouco (Uma qualidade singular da ampola é que o seu suporte gira, permitindo que o feixe de elétrons seja orientado em qualquer ângulo (de 0 a 90 graus) com relação ao campo magnético das bobinas de Helmholtz.).

O arranjo experimental oferece a possibilidade de controle de duas variáveis: o potencial V entre os eletrodos (valores entre 150 a 300 volts CC) que define a velocidade dos elétrons e é monitorado por um voltímetro; e a corrente elétrica I através das bobinas de Helmholtz (valores de 6 a 9 volts CC -- cristas devem ser menores que 1%), que define o campo magnético no interior da ampola, monitorada por um amperímetro. Então, para cada par de valores (V , I) existe uma trajetória circular cujo raio r pode ser medido. A medição do raio pode ser feita utilizando a escala espelhada que é fixada atrás da bobina posterior. Ela é iluminada por luzes que automaticamente se iluminam quando o aquecedor do canhão de elétrons é acionado. Ao alinhar o feixe de elétrons com sua imagem na escala espelhada, pode-se medir o raio do caminho do feixe sem erro de paralaxe.

6.2.2 - Arranjo Experimental

- a) Se você trabalhar numa sala iluminada, coloque o capuz sobre o aparato *e/m*.
- b) Mude a chave seletora para cima, para a posição de MEDIDA de *e/m*.
- c) Coloque o botão de ajuste de corrente das bobinas de Helmholtz na posição desligado (**OFF**).
- d) Conecte suas fontes de tensão e medidores no painel frontal do aparato *e/m*, como mostra a figura 6.3.

e) Ajuste as fontes de tensão nos seguintes níveis:

AQUECEDOR:	6.3 Volts CA ou CC
ELETRODOS:	150 a 300 Volts CC
BOBINAS DE HELMHOLTZ:	6-9 Volts CC

f) Lentamente vire o botão de ajuste de corrente nas bobinas de Helmholtz no sentido dos ponteiros do relógio. Observe o amperímetro e cuide para que a corrente não exceda 2A.

g) Espere vários minutos para que o cátodo aqueça. Quando isto acontecer, você verá o feixe de elétrons emergir do canhão de elétrons e ele se curvará pelo campo das bobinas de Helmholtz. Certifique-se que o feixe de elétrons está paralelo as bobinas de Helmholtz. Se isso não ocorre, gire o tubo até que isto ocorra. Não retire o tubo do seu suporte. À medida que você gira o tubo, o suporte girará. Cuidadosamente leia a corrente para as bobinas de Helmholtz no amperímetro e a voltagem de aceleração de seu voltímetro. Anote os valores na tabela.

h) Cuidadosamente meça o raio do feixe de elétrons. Olhe através do tubo o feixe de elétrons. Evite erros de paralaxe, mova a sua cabeça para alinhar o feixe de elétrons com a reflexão do feixe que você pode ver na escala espelhada. Meça o raio do feixe tal como você o vê em ambos os lados da escala, então faça a média dos resultados. Anote os resultados abaixo.

Corrente para as bobinas de Helmholtz I(A)	Voltagem de aceleração V (volts)	Raio do feixe de elétrons r(m)	<i>e/m</i> (C/g)
--	----------------------------------	--------------------------------	------------------

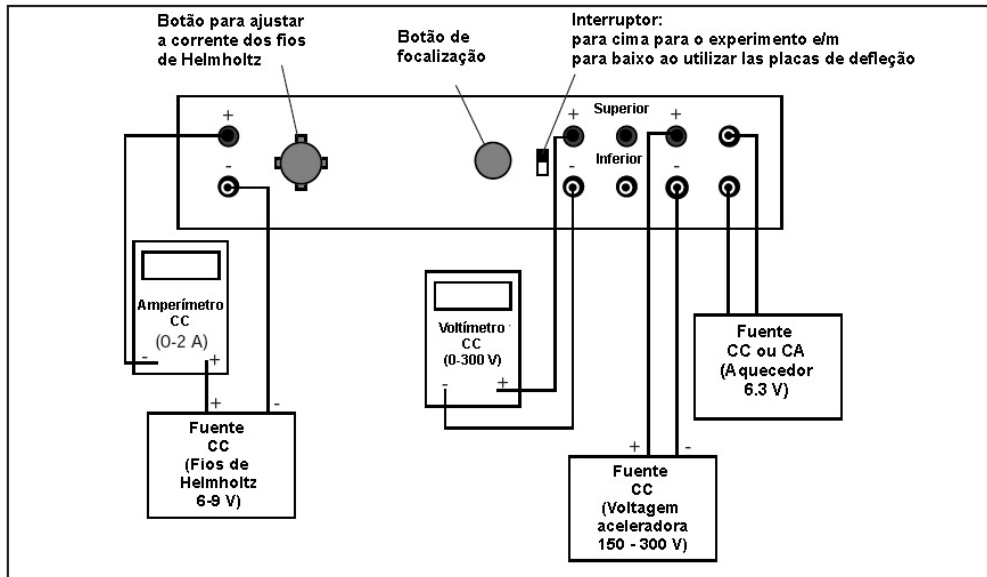


Figura 6.3: Conexões para o experimento de e/m . Extraído da referência [3].

6.3 – Referências

- [1] - R. Eisberg, R. Resnick, *Física Quântica*, Ed. Campus, Rio de Janeiro, 1979.
- [2] - J.R. Reitz, F.J. Milford, R.W. Christy, *Fundamentos da Teoria Eletromagnética*, Ed. Campus, 1982.
- [3] - *Instruction Manual and Experiment Guide for the PASCO scientific Model SE-9638.*, PASCO Scientific, Roseville (1987).

L7. Ressonância Paramagnética Eletrônica

Ressonância Magnética é uma técnica que permite determinar propriedades de uma substância através da relação da energia absorvida com a frequência, caracterizada como sendo uma espectroscopia. Esta técnica surgiu devido à necessidade de se explicar os resultados até então impensados na experiência de Stern-Gerlach na década de 1920. Em 1953 foram produzidos os primeiros espectrômetros distribuídos no mercado. Atualmente esta técnica está bastante difundida, e é utilizada desde caracterização de novos materiais e estudos de estrutura molecular até análises clínicas na medicina.

7.1 - Introdução

A maioria das moléculas estáveis é mantida unida por ligações nas quais os spins eletrônicos aparecem aos pares. Nesta situação, seus momentos magnéticos intrínsecos cancelam-se, não havendo interação entre os spins dos elétrons e um campo magnético externo. No entanto, alguns átomos e moléculas contêm um ou mais elétrons com spins não pareados que podem interagir com um campo magnético aplicado. As substâncias com elétrons não pareados, podem ser encontradas na natureza, ou serem produzidas artificialmente. Como exemplos de substâncias naturais, temos as moléculas de NO, O₂ e NO₂, e os íons de metais de transição e seus complexos, como Fe⁺³, Va⁺⁴ e [Fe(CN)₆]³⁻. A espectroscopia de Ressonância Paramagnética Eletrônica (RPE) ou Ressonância de Spin Eletrônico (RSE) é um método físico, baseado na absorção de microondas por spins eletrônicos desemparelhados em um campo magnético. Na ausência de um campo magnético os spins estão alinhados ao acaso. Quando submetidos a um campo magnético, entretanto, tendem a se orientar paralela ou antiparalelamente ao campo aplicado. A espectroscopia de RPE mede a energia absorvida para reverter à orientação do spin de um elétron não pareado.

O operador para o momento angular de spin é escrito como S. A quantidade observável é o quadrado do momento angular, em essência, a energia cinética rotacional, e a magnitude desse momento angular é dada pela raiz quadrada dos autovalores de S², ou seja [S(S+1)]^{1/2}. Os autovalores para a projeção do momento angular em alguma direção específica são os M_S. Os valores permitidos variando em múltiplos inteiros de -S até +S. Para um elétron, S = 1/2 e Os valores de M_S são -1/2 e +1/2.

A manifestação física mais óbvia do spin do elétron é o fato de que o elétron tem momento magnético. Para nossos propósitos, é suficiente reconhecer que o momento magnético é diretamente proporcional ao momento angular, de forma que temos, para o operador momento magnético:

$$\mu_e = -g_e \beta S \quad (1)$$

O sinal negativo indica que, para um elétron, o momento magnético é antiparalelo ao spin. O fator g_e β é a razão giromagnética, formada de dois fatores.

Um deles é β , o magneton de Bohr, que é o momento magnético que se espera para uma unidade de momento angular quântico, dado por:

$$\beta = eh/4\pi m_e \tag{2}$$

onde e e m_e são a carga e massa do elétron, e seu valor é $9,2741 \times 10^{-24} \text{ Am}^2 (\text{JT}^{-1})$, o fator g_e , chamado de fator-g do elétron livre, tem valor 2,0023. Poder-se dizer que g_e é o fator de correção para o momento magnético anômalo do elétron. A energia de uma partícula com momento magnético μ , em um campo magnético externo B , é:

$$E = -\mu \cdot B \tag{3}$$

Para um sistema quântico substituímos μ pelo operador apropriado (equação (1)), de forma a obter a hamiltoniana para um elétron livre em um campo magnético:

$$H = g_e \beta S \cdot B \tag{4}$$

Se o campo magnético define a direção do eixo z , o produto escalar se simplifica e a hamiltoniana toma-se:

$$H = g_e \beta S_z B_0 \tag{5}$$

onde B_0 é a magnitude de B . O operador à direita da equação (5) é S_z , então os autovalores da hamiltoniana são simplesmente múltiplos dos autovalores desse operador:

$$E = g_e \beta B_0 M_S \tag{6}$$

M_S tem dois estados que são degenerados quando o campo B_0 for nulo. A separação entre os níveis de energia em função de B_0 está ilustrada na figura 7.1.

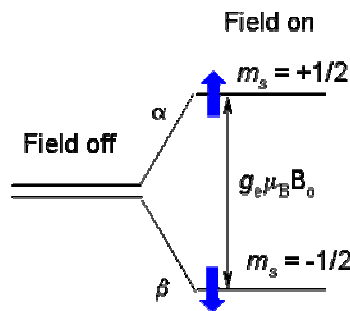


Fig.7.1 – Níveis de energia para o spin eletrônico ($S=1/2$) em um campo magnético aplicado B_0 .

O estado de menor energia tem $M_S = -1/2$, de forma que o spin é antiparalelo ao campo, mas o momento magnético é paralelo a este. Podemos combinar a separação entre esses dois níveis de energia com um quantum de radiação através da condição de frequência de Bohr:

$$\Delta E = h\nu = g_e \beta B_0 \quad (7)$$

para obter a condição básica de ressonância para um elétron livre.

A absorção de microondas por materiais ferro(i)magnéticos na presença de um campo é chamada Ressonância Ferro(i)magnética (RFM) que, em princípio, é similar à RPE onde o momento magnético total do ferro(i)magneto interage com o campo aplicado. A intensidade do sinal de RFM é maior que a de RPE no mesmo campo, devido às relações entre as magnetizações das duas espécies de materiais. É importante destacar a dependência da RFM com a forma do material e sua orientação devido à contribuição do campo de desmagnetização.

7.2 – Aparato Experimental

Um experimento de RPE é realizado mantendo-se a frequência da radiação eletromagnética constante e variando-se o campo magnético aplicado, ou seja, varia-se a separação entre os níveis de energia até que haja a igualdade entre a diferença energética entre esses níveis e o quantum de radiação.

Um espectrômetro de RPE é basicamente formado de uma fonte de radiação eletromagnética de frequência estável e de duas bobinas de Helmholtz que geram um campo magnético que pode ser lentamente variado ao longo de uma determinada faixa, para se registrar um espectro. Os elementos básicos de um espectrômetro convencional são mostrados na figura 7.2. A radiação de microondas é gerada por um klystron e enviada à amostra, passando através de um dispositivo chamado guia de microondas. A função do guia é fazer com que o detector só receba a radiação refletida de volta da cavidade (onde está a amostra). A quantidade de potência que chega à amostra é controlada por um atenuador. A amostra é colocada em uma cavidade ressonante cujas dimensões casam com o comprimento de onda da radiação incidente de tal forma que esta entra em ressonância, gerando um padrão de ondas estacionárias. A frequência exata na qual a cavidade entra em ressonância depende das propriedades elétricas da amostra, então o equipamento permite também que a frequência do klystron possa ser levemente variada. A radiação passa do guia de onda para a cavidade através de um pequeno orifício, chamado íris, cujo tamanho também pode ser variado. Através de um ajuste apropriado da íris e da frequência da radiação uma condição de ressonância perfeita pode ser obtida, toda a energia das microondas que entra na cavidade é armazenada nela, sendo dissipada na forma de calor, e nenhuma potência é refletida de volta. Quando o campo magnético é variado de forma a levar os elétrons da amostra à ressonância, parte da radiação presente na cavidade é absorvida pela amostra, provocando uma alteração no casamento da cavidade com o guia de onda, de forma que parte da potência de radiação é refletida de volta e enviada, através do guia, para o detector, que converte essa radiação refletida em uma corrente elétrica mensurável. Amostras para RPE podem ser líquidos, sólidos ou soluções. São necessárias pequenas quantidades apenas; os tubos porta-amostras geralmente têm diâmetro de alguns milímetros.

7.3 - Procedimento Experimental

Usando um espectrômetro vamos obter um espectro de RPE de uma amostra colocada num tubo porta-amostra de quartzo. A figura 7.3 a seguir mostra um diagrama de blocos do espectrômetro da Bruker, que será utilizado em nosso experimento. A fonte de radiação eletromagnética e o detector estão em uma caixa denominada 'ponte de microondas' (bridge). A amostra será colocada na cavidade ressonante. As bobinas de Helmholtz, em torno dessa cavidade, irão variar a intensidade do campo linearmente de 0 a 10.000 Gauss. Finalmente, o sistema tem uma eletrônica de controle e um computador, que será usado tanto para coordenar o sistema durante a aquisição de um espectro como para a análise dos dados adquiridos. Após a medida vamos identificar todos os parâmetros do espectro de RPE utilizados para caracterizar uma amostra.

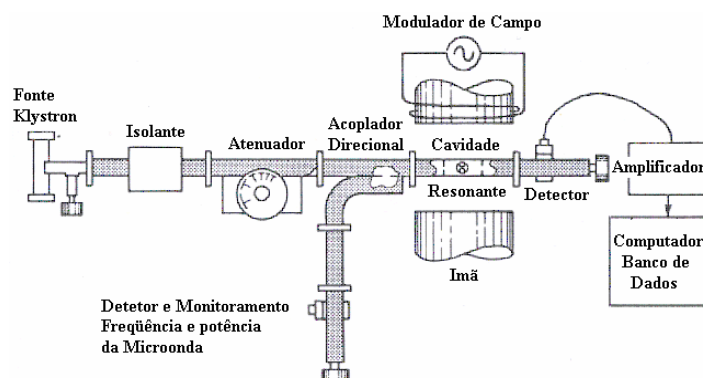


Fig.7.2 – Componentes principais de um espectrômetro convencional.

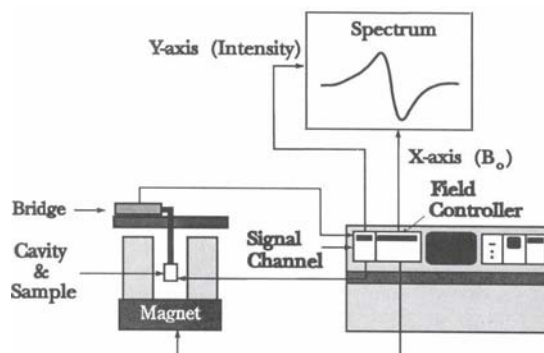


Fig.7.3 – Esquema do espectrômetro da Bruker usado no experimento.

7.3 - Referencias

- [1] – C. P. Poole Jr., “Electron Spin Resonance”, John Wiley & Sons (1983).
- [2] – Vonsovskii S.V., “Ferromagnetic Resonance”, Pergamon Press, New York (1966).

L8. Detecção de radiação gama

A radioatividade, no que se refere à radiação- γ nuclear, descoberta há pouco mais de um século, com marcante participação na construção da Física moderna, foi e continua sendo instrumento nas pesquisas de várias Instituições brasileiras, incluindo o CBPF. Nesta Instituição, o Laboratório de Correlação Angular (LCA/CBPF) vem realizando trabalhos de pesquisa na área Interações Hiperfinas (IH), a partir de experimentos da espectroscopia Correlação Angular Tempo-Diferencial Perturbada (CATDP), uma espectroscopia nuclear utilizada para caracterizar propriedades de sólidos.

8.1 - Introdução

O final do séc. XIX assistiu ao descobrimento da radioatividade. Tal como sucedeu a outras descobertas, também esta teve caráter acidental: segundo seu relato, o físico francês A.H. Becquerel havia deixado em uma gaveta, durante algum tempo, junto com várias chapas fotográficas ainda intactas, uma coleção de minerais que vinha utilizando em experimentos de fluorescência. Ao tentar utilizar uma das chapas verificou quando da revelação que, assim como todas as outras, já estava velada sem que tivessem sido abertas e/ou expostas à luz. Buscando a(s) causa(s) deste ‘contratempo’, concluiu que o responsável seria um fragmento de minério de urânio que estava naquela gaveta e que emitia algum tipo de radiação capaz de atravessar o espesso cartão de embrulho das chapas fotográficas e, então, impressioná-las. Para estudar a natureza da radiação que acabara de descobrir, Becquerel preparou uma experiência bastante simples: no interior de uma cavidade escavada em um bloco de chumbo, colocou um pequeno fragmento de minério de urânio, de modo que apenas um estreito feixe de radiação emergisse do orifício. Acima do bloco de chumbo instalou um ímã de tal forma que a direção do campo magnético fosse perpendicular à direção do feixe de radiação emergente; e acima do ímã, como anteparo ao feixe emergente já interagido com o ímã e com o objetivo de registrar os seus impactos, uma chapa fotográfica. Conforme as indicações das impressões na chapa fotográfica, ao passar pelos pólos do ímã o feixe de radiação inicial desdobrou-se em três outros feixes, denunciando a natureza de suas cargas elétricas de acordo com o desvio que sofreram ao passar pelos pólos do ímã: um deles composto por partículas carregadas positivamente e que foram denominadas partículas- α (mais tarde reconhecidas como núcleos atômicos do elemento químico He), outro formado por partículas carregadas negativamente, partículas- β (mais tarde reconhecidas como elétrons) e o terceiro, composto de radiação eletromagnética, e daí sem carga elétrica, que recebeu o nome de radiação- γ .

Passado pouco tempo após estas primeiras constatações, já eram anunciados certos efeitos em tecidos orgânicos expostos à nova radiação e a conclusão de que atuava na destruição de células tumorais; e um dos elementos radioativos então recém descobertos em compostos de Urânio, Ra (o segundo foi o Po), foi aproveitado como elemento “traçador” em reações químicas.

A partir da descoberta da radioatividade induzida em meados da década 30/séc. XX, seguida de seus desenvolvimentos subseqüentes com a

descoberta, a partir da ativação por reações nucleares, de grande número de novos isótopos, foi definitivamente reconhecida a vantagem, e daí a sua aplicação, do uso de elementos radioativos em variadas áreas científico/tecnológicas: em Botânica, para o estudo de transporte de fluidos através de raízes de plantas e em processos químicos associados à fotossíntese; em Química, na demonstração de que em certas substâncias fenômenos de adsorção ocorrem a partir de troca iônica “íons da solução/íons do adsorbente”; em Engenharia, por causa das pequenas dimensões de fontes com radiação adequadamente intensa, para avaliar e registrar danos estruturais em estruturas massivas inacessíveis a outros tipos de equipamentos; em Medicina, no tratamento de tumores e como “traçadores” em testes de avaliação clínica; e, em grande escala, nas usinas termo-nucleares para produção de energia elétrica.

Dentro do contexto da ciência básica foram inúmeras a utilização das três radiações α , β , γ - em experimentos para avaliar propriedades da matéria; entre outras, foi reconhecido que a perda de energia de um de seus componentes, radiação- γ , na sua propagação pela matéria é devida a três efeitos, quais sejam, ‘fotoelétrico’, ‘Compton’ e ‘formação de pares elétron-pósitron’. Assim, ainda em 1922, o físico Arthur H. Compton, para explicar os resultados dos seus experimentos, assumiu que a radiação- γ , na sua passagem pela matéria, pode ser associada a um corpúsculo com massa e momentum, como ocorre com partículas materiais: neste caso, esta radiação com frequência ν , velocidade de onda c , ao incidir em um elétron livre, ou fracamente ligado, transfere energia a este elétron que se afasta com velocidade v e em uma direção fazendo um ângulo Φ com a direção da radiação impactante que, a partir desta ocorrência, passa a ter uma energia menor do que a da radiação original, e daí frequência $\nu' < \nu$ e com nova direção de propagação fazendo um ângulo Θ com a direção original. Esta constatação foi fundamental para a construção da moderna Física quântica uma vez que corroborou experimentalmente, pela primeira vez, a hipótese corpuscular de A. Einstein para a radiação eletromagnética (fóton), anunciada em 1905, e que representou um dos grandes triunfos desta teoria. Já na década '50/séc XX foram desenvolvidas espectroscopias baseadas nas radiações- γ nucleares, dentre as quais podemos citar a Correlação Angular (CA) e a Espectroscopia Mössbauer (EM), ambas presentes no Brasil em várias Instituições de pesquisa, aí incluído o Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas. No que se refere à primeira, quando do seu início interessava exclusivamente ao físico nuclear, uma vez que proporcionava um eficiente método para a determinação de importantes propriedades de estados nucleares excitados, tais como ‘spin’ e momentos magnéticos, e assim contribuindo para a construção/configuração de modelos nucleares. Quanto a EM, baseada em efeito de ressonância de estados energéticos nucleares, envolve fontes emissoras de radiação- γ permitindo a observação de linhas de radiação- γ muito estreitas, ou seja, com uma resolução energética inacessível até o descobrimento deste efeito.

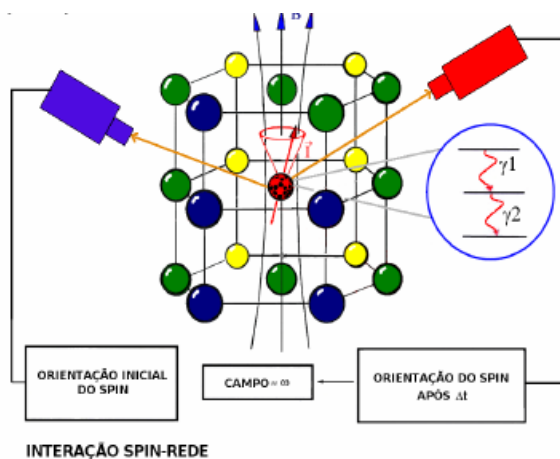


Fig. 8.1: Representação da Interação Hiperfina

Passada a fase inicial centrada na Física Nuclear, estas espectroscopias viram suas atuações experimental e teórica estendidas para a Física da Matéria Condensada através dos estudos das Interações Hiperfinas (IH), como são denominadas as interações entre os momentos nucleares –de quadrupolo elétrico e dipolo magnético– dos isótopos-sonda adequados aos parâmetros espectroscópicos das CA e EM, com os campos eletromagnéticos das suas vizinhanças na rede cristalina onde estejam imersos. Vale ressaltar que estes isótopos-sonda possuem, caracteristicamente, baixas atividades específicas e tempos de vida relativamente curtos, e associados à doses de radiação que permitem seu uso e controle a partir de Normas de segurança acessíveis aos Laboratórios de pesquisas (a radioatividade nem sempre se manifesta como uma vilã, como quando associada à artefatos bélicos). A supervisão e aplicação destas Normas é realizada pelo IRD/CNEN. A partir dos registros das IH torna-se possível conhecer: campos magnéticos hiperfinos, densidades eletrônicas, transições de fase, dinâmica de lacunas em estruturas cristalinas, estados de oxidação etc; todos parâmetros importantes para o conhecimento sobre sistemas físicos.

Átomos cujos núcleos decaem emitindo radiações- γ são conhecidos como radiativos. Essa liberação da energia pode se dar em várias etapas configurando uma “cascata nuclear”, ou seja, o núcleo vai emitindo radiações- γ , até atingir o seu estado-base estável. Essas radiações, invisíveis e sem carga elétrica, são detectadas e então “transfiguradas”, por intermédio de equipamento adequado, em pulsos eletrônicos que podem ser devidamente conformados e registrados.

8.2 - Procedimento Experimental

A CATDP está baseada na técnica de coincidências entre duas radiações- γ a partir de seu registro realizado por instrumentação eletrônica adequada. Ao detectarmos uma radiação- γ em vários pontos equidistantes em torno de uma fonte constituída por isótopo emissor constatamos, desconsiderando desvios menores, que a intensidade é a mesma para todos os pontos medidos equidistantemente em torno da fonte; ou seja, a intensidade aparece como isotrópica. No entanto, esta constatação é enganadora. Em verdade a probabilidade de emissão, em uma determinada direção, de uma radiação- γ por um núcleo radiativo depende do ângulo formado pela direção de emissão com a orientação do momento angular total, I , do núcleo emissor. A mesma

intensidade medida em qualquer ponto deve-se a que em uma fonte emissora o número de núcleos é suficientemente grande para que todas as orientações sejam igualmente prováveis. No entanto se for possível detectar apenas aquelas radiações- γ provenientes de um conjunto de núcleos com orientação bem definida, poder-se-ia constatar que as intensidades medidas são anisotrópicas, ou seja, dependem da posição em que são medidas com relação a fonte emissora. E isto é possível realizar através de medidas de coincidências γ - γ . Para tanto é escolhida uma cascata de decaimento nuclear com a primeira radiação- γ da cascata (correspondente ao estado inicial do núcleo excitado), γ_1 , detectada em uma determinada direção, definida pela reta fonte-detector; se esta primeira radiação foi detectada é porque o I, quando da sua emissão pelo núcleo emissor, possuía uma certa orientação com relação a direção desta emissão; a detecção desta radiação- γ_1 configura esta orientação; por razão da conservação do I o núcleo adquire, antes da emissão da segunda radiação da cascata nuclear (correspondente a seu nível intermediário), uma nova orientação; e esta segunda radiação da cascata nuclear, γ_2 , já terá uma probabilidade de emissão em uma direção que irá depender desta nova orientação. Uma vez que γ_2 seja detectada em coincidência com γ_1 , o que garante que sejam provenientes de um mesmo núcleo – e isto é possível de realizar através de circuitos eletrônicos adequados para registro de coincidências- pode-se constatar que a taxa de coincidências γ_1 - γ_2 assim medida é anisotrópica, ou seja, depende do ângulo formado pelos detectores das duas radiações. Este efeito é conhecido como *correlação angular*. Ainda com relação a *correlação angular*, vamos focar a sua modalidade *tempo-diferencial*: tomando como base uma cascata de decaimento nuclear com um nível intermediário com tempo de vida suficientemente longo (10ns a 1000ns), ao medirmos as taxas de coincidências γ_1 - γ_2 iremos constatar que esta taxa vai diminuindo na medida em que γ_2 for sendo emitido com atrasos crescentes em relação a γ_1 configurando uma curva de decaimento exponencial que representa o decaimento do nível intermediário da cascata nuclear do isótopo emissor e através da qual se determina o tempo de vida deste nível. No entanto, o alinhamento dos estados nucleares (ou seja, dos níveis inicial e intermediário da cascata nuclear) pode ser influenciado ou “perturbado” a partir da interação do momento magnético nuclear associado ao I com o(s) campo(s) extra-nuclear(es), sempre que este isótopo estiver fazendo parte do sistema físico que se pretende analisar. E uma vez que a detecção da radiação emitida pelo nível excitado inicial da cascata nuclear serve para “escolher” um sub-conjunto de núcleos alinhados é o nível intermediário, através da orientação do I antes de emitir sua radiação, é que vai explicitar a perturbação através de interação magnética (quaisquer outros tipos de interação porventura existentes não serão levados em conta) quando do registro da taxa de coincidências γ_1 - γ_2 . Daí a modalidade perturbada (CATDP). Para a realização dos experimentos CATDP é necessário introduzir, química e/ou metalurgicamente, na rede cristalina da amostra em estudo um isótopo-sonda, átomos com núcleos instáveis emissores de radiação- γ . Os isótopos-sonda, todos iguais entre si, são introduzidos em grande número, aproximadamente 10^{11} (cem bilhões!) por amostra em estudo. Apesar de ser um número “estonteante”, ainda assim é várias ordens de grandeza menor do que o número de átomos da amostra em que são imersos, justamente para não interferir nas propriedades que são o motivo de interesse. Estes isótopos-sonda irão funcionar como “espiões” enviando para o exterior, justamente através das radiações- γ que emitem, informações sobre o que estiver acontecendo na sua vizinhança. Neste processo o núcleo emite o excesso de energia tornando-se, então, estável.

A CATDP exige a detecção de duas radiações- γ em continuidade e pertencentes a um mesmo núcleo. Para atender esta coerência na informação experimental, são utilizados circuitos eletrônicos de coincidência com alta resolução temporal ($\sim 10^{-9}$ seg).

O conteúdo destas “informações” referem-se às interações, denominadas Interações Hiperfinas (IH), que ocorrem entre os momentos nucleares do isótopo-sonda -de quadrupolo elétrico (configuração da distribuição das cargas intra-nucleares) e dipolo magnético (configuração magnética intra-nuclear)- com os campos eletromagnéticos existentes na sua vizinhança próxima. A perturbação originária nas IH aparece como uma oscilação na curva de decaimento exponencial do nível intermediário do isótopo-sonda. Os parâmetros característicos referentes às IH são as frequências de interação quadrupolar (ν_Q) e magnética (ν_M), e o parâmetro de assimetria (η).

Em conclusão, todo o experimento CATDP, como atualmente realizados no LCA/CBPF, inicia com a detecção das radiações- γ , daí passa ao registro da distribuição temporal do número de coincidências γ - γ na curva de decaimento exponencial do nível intermediário da cascata nuclear de um isótopo-sonda, o que permite a extração das frequências de interação quadrupolar elétrica e/ou dipolar magnética.

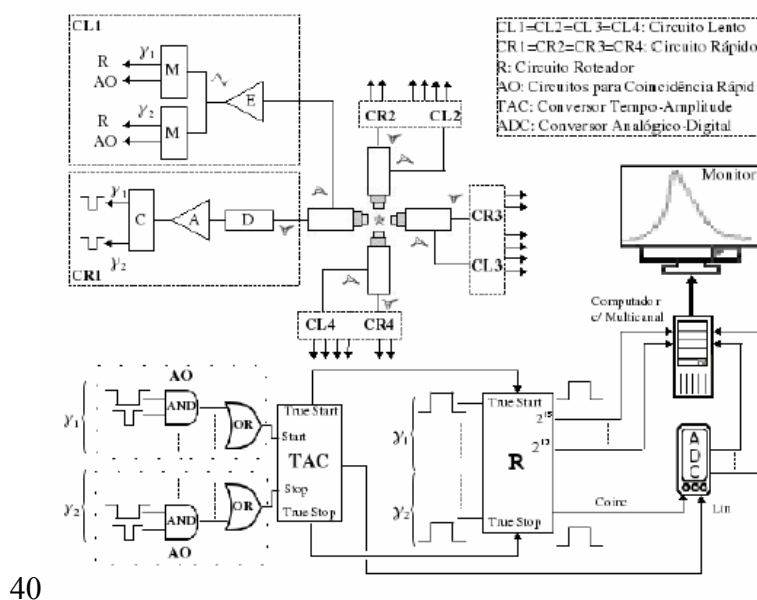


Fig. 8.2: Diagrama de blocos

8.3 - Referencias

[1] - Grupo de Correlação Angular (GCA/CBPF), *Estudos de Interações Hiperfinas em Sistemas Físicos*, <http://www.cbpf.br/GrupPesq/CorrelAng.html>, 29 Mai 2001.