

UNIVERSIDADE FEDERAL
DO RIO DE JANEIRO



INSTITUTO DE FÍSICA
LICENCIATURA EM FÍSICA

TRABALHO DE INSTRUMENTAÇÃO PARA O
ENSINO DE FÍSICA

*SUPERCONDUTIVIDADE APLICADA PARA O
ENSINO MÉDIO*

Aluno: Cristiano Monteiro da Costa

Orientadores: Prof. Dr.^a Wilma Machado Soares Santos
Prof. Dr. Adir Moysés Luiz

Dezembro de 2005



Agradecimentos

Agradeço primeiramente ao Deus de Israel que tem me sustentado desde que conheci seu amado filho. Para minha amada e querida mãe que tem colaborado com a minha formação desde seu ventre e em memória de minha avó que sempre me ajudou financeiramente com os meus estudos. A toda minha família. Pelos meus excelentes professores que conheci em toda a minha formação acadêmica, em especial aos professores Wilma Machado Soares Santos e Adir Moysés Luiz cujas colaborações foram fundamentais para a formulação e concretização deste trabalho.

Epígrafe

William Thomson (1824-1907), agraciado pela rainha da Inglaterra com o título de Lord Kelvin (barão Kelvin of Largs), afirmava:

“Se uma área do conhecimento não pode ser expressa em números, este conjunto de conhecimento não passam de meros conhecimentos. Tal conjunto de conhecimentos não pode ser considerado uma Ciência”.

Resumo

Neste trabalho, objetivamos contribuir para uma melhor compreensão de alguns temas de Física Moderna. Queremos mostrar que a supercondutividade pode se utilizada com uma poderosa ferramenta pedagógica para ajudar no processo de formação dos nossos alunos.

Apresentamos um texto sobre a supercondutividade e suas aplicações, para tentar solucionar problemas que estão relacionados com o grande abismo que existe entre os conceitos abstratos e as experiências diárias dos alunos.

Sendo assim, apresentamos alguns experimentos de fácil demonstração em sala de aula que pode diminuir este abismo existente no ensino de Física.

ÍNDICE

1 – Introdução	1
2 – Evolução Histórica da Supercondutividade	04
2.1 – Descoberta da Supercondutividade	07
3 – Aspectos Teóricos da Supercondutividade	11
3.1 – Quantização macroscópica do fluxo magnético	12
3.2 – Diamagnetismo ideal e efeito Meissner	13
3.3 – Resistência nula e corrente persistente	18
3.4 – Faixa de energia proibida	19
3.5 – Teorias para Explicações Supercondutividade	20
3.5.1 – Teoria de London	21
3.5.2 – Teoria de Ginzburg-Landau	23
3.5.3 – Teoria BCS	25
4 – Algumas Aplicações da Supercondutividade	32
4.1 – Aplicações em Grande Escala	32
4.1.1 – Fios Supercondutores	33
4.1.2 – Transmissão de Potência	34
4.1.3 – Eletroímãs Supercondutores	35
4.1.4 - Armazenamento de Energia	35
4.1.5 - Levitação Magnética	37
4.2 - Aplicações em Pequena Escala	40
4.2.1 - Junções Josephson	41
4.2.2 - Componentes para Microondas	44
4.2.3 - Osciladores	45
4.2.4 - Amplificadores	46
4.2.5 - Chaves Eletrônicas	47
4.2.6 - Outras Aplicações de Pequenos Dispositivos	51
5 – Sugestões de experiências sobre Supercondutores	53
5.1 – Introdução	53
5.2 - Levitação Magnética	53
5.2.1 – Levitação estável	53
5.2.2 – Levitação Magnética instável – Ímã longe do supercondutor	56
5.3 - Resistência Nula	57
5.3.1 – Uso de uma bobina supercondutora	57
5.3.2 – Uso de um cilindro supercondutor maciço	60
5.4 - Efeito Josephson	61
6 – Conclusões	63
Referências	64

1 – Introdução

A supercondutividade tem se mostrado como um fenômeno físico de grande importância científica e de inúmeras aplicações tecnológicas. Hoje este assunto só é estudado minuciosamente por alunos de pós-graduação, ficando assim muitas vezes esquecido nos cursos de licenciatura em Física e de outras ciências exatas.

Este trabalho resulta de uma pesquisa realizada sobre uma forma de ensinar conceitos de supercondutividade para os alunos do curso de licenciatura em Física na disciplina de Física Moderna II, no 2º semestre de 2003, no Instituto de Física da Universidade Federal do Rio de Janeiro. Os alunos desta disciplina mostraram certas dificuldades para compreender alguns tópicos de Física Moderna decorrente de um grande abismo que existe entre os conceitos abstratos e as experiências diárias do aluno.

A supercondutividade é um tópico de Física Moderna de difícil visualização para os alunos tendo em vista que a maior parte de suas aplicações não podem ser facilmente percebidas no dia-a-dia, pois os efeitos da supercondutividade só podem ser observados em temperaturas muito baixas, da ordem do nitrogênio líquido, ou seja, 77,4 K. Dessa forma tais efeitos são visto com frequência somente em laboratórios de baixas temperaturas ou em hospitais.

Temos como público alvo os alunos de licenciatura em Física e professores de Ensino Médio que não tiveram este tópico em sua formação. Este trabalho poderá auxiliá-los a elucidar este tema quando forem lecionar para seus alunos do Ensino Médio ao abordarem temas como Eletricidade, Magnetismo e Tópicos de Física Moderna. Neste sentido, seguimos

a orientação das propostas contidas nos Parâmetros Curriculares Nacionais do MEC, (PCNs)

– Física [1], que recomendam:

[...] As modalidades exclusivamente pré-universitárias e exclusivamente profissionalizantes no Ensino Médio precisam ser superadas, de forma a garantir a pretendida universalidade desse nível de ensino, que igualmente complete quem encerre no Ensino Médio sua formação escolar e quem se dirige a outras etapas de escolarização. Para o Ensino Médio meramente propedêutico atual, disciplinas científicas, como a Física, têm omitido os desenvolvimentos realizados durante o século XX e tratam de maneira enciclopédica e excessivamente dedutiva os conteúdos tradicionais. [...] Trata-se, isso sim, de prover os alunos de condições para desenvolver uma visão de mundo atualizada, o que inclui uma compreensão mínima das técnicas e dos princípios científicos em que se baseiam.

Além disso, existe consenso, em nível nacional, quanto à necessidade de introduzir, já no ensino médio, conteúdos de Física Contemporânea no currículo. Como se sabe, atualmente, a Física ensinada nas escolas, no máximo, aborda o conteúdo realizado até o início do nosso século. São inúmeras as razões para a introdução de tópicos contemporâneos na escola média. Dentre elas podemos citar:

- despertar a curiosidade dos alunos e ajudá-los a reconhecer a Física como um empreendimento humano e, portanto, mais próximo a eles;
- os alunos não tem contato com o excitante universo da pesquisa atual em Física, pois não vêem nenhuma Física além de 1900. Esta situação é inaceitável em um século no qual idéias revolucionárias mudaram a ciência completamente;
- é do maior interesse atrair jovens para a carreira científica. Serão eles os futuros pesquisadores e professores de Física.

Tendo em vista a relevância deste assunto, consideramos que os estudantes devem compreender os conceitos físicos associados à supercondutividade, a partir da descoberta da liquefação do hélio e da supercondutividade, a sua evolução histórica suas propriedades fundamentais, suas principais teorias e aplicações e as junções Josephson. Assim, com este

trabalho desejamos auxiliar e ajudar alunos e professores do Ensino Médio a compreenderem a importância das aplicações da supercondutividade.

No capítulo 2 apresentamos de maneira sucinta a evolução histórica da supercondutividade desde a sua descoberta até os dias de hoje. No capítulo 3 serão abordados os principais aspectos teóricos da supercondutividade, apresentando as teorias de London, a de Ginzburg-Landau e a BCS. No capítulo 4 vamos apresentar as principais aplicações e usos da supercondutividade. No capítulo 5 apresentaremos algumas sugestões de experiências possíveis e viáveis de ser apresentadas em sala de aula no Ensino Médio e finalmente no capítulo 6 apresentaremos as conclusões do nosso trabalho.

2 – Evolução Histórica da Supercondutividade

A supercondutividade é um fenômeno físico que possibilitou diversas das mais recentes aplicações científicas e tecnológicas. Apesar dos equipamentos que utilizam supercondutores serem considerados muitas vezes de última geração, a supercondutividade já é conhecida pelos cientistas há quase um século. Para que se possa entender melhor este fenômeno físico é preciso fazer um pequeno resumo no tempo e voltar uns cem anos na História. Ponto de partida da nossa viagem 1911, a descoberta da supercondutividade.

1911 – Descoberta da supercondutividade foi feita pelo cientista holandês Heike Kamerlingh Onnes em seu laboratório na Universidade Leiden. A descoberta de Onnes só foi possível devido à outra grande contribuição deste cientista, que foi a liquefação do hélio. Pesquisando a resistividade elétrica do mercúrio, percebeu que este material perdia de forma completa e abrupta a sua resistividade ao ser resfriado abaixo de -269°C (4K). Ele denominou de “supercondutividade” essa propriedade do estado de resistência zero. Em 1913, Onnes recebeu o prêmio Nobel de Física.

1933 – Os físicos alemães W. Meissner e R. Ochsenfeld descobrem o fenômeno hoje conhecido como Efeito Meissner. A supercondutividade passa a ser encarada como um novo estado da matéria.

1934 – O físico inglês F. London fórmula uma teoria sobre as propriedades eletrodinâmicas dos supercondutores: equações de London são condições que complementam as equações de

Maxwell. O modelo proposto é de dois fluidos (elétrons normais – superelétrons). A teoria descreve o fenômeno mais não o “explica” a ocorrência da supercondutividade.

1950 – Os físicos soviéticos V. L. Ginzburg e L. D. Landau desenvolveram a chamada teoria fenomenológica (às vezes chamada macroscópica) para explicar as propriedades termodinâmicas da transição do estado normal para o supercondutor. Embora originalmente fenomenológica, a teoria provou ser exata e muito poderosa. Até hoje, a descrição de óxidos supercondutores de altas temperaturas críticas é possível com o uso deste formalismo. Tanto a teoria de London como esta última serviram para estabelecer relações entre diferentes fenômenos. No, entanto, ambas são descrições matemáticas dos efeitos observados em laboratório, isto é, teorias fenomenológicas, incapazes de explicar o fenômeno como consequência das leis fundamentais da Física.

1957 – A teoria microscópica da supercondutividade é formulada por Bardeen, Cooper e Schrieffer (teoria BCS). É uma teoria elegante, mas matematicamente apresentada em um nível elementar. A teoria BCS explica a origem da supercondutividade, dando fundamentos às teorias de London, Ginzburg e Landau. Em 1972, seus formuladores ganharam o Prêmio Nobel de Física. A teoria explicou os fatos observados à época. Atualmente os supercondutores com altas temperaturas críticas ainda esperam por uma teoria que explique a natureza de sua origem microscópica.

1962 – O físico inglês B. D. Josephson prediz, baseado na teoria BCS, que dois materiais supercondutores em contato (junção) devem apresentar propriedades particulares. Tais

fenômenos, hoje conhecidos como efeito Josephson, foram comprovados posteriormente em laboratórios e permitiram mostrar consequências da física quântica em escala macroscópica. Em 1973, Josephson recebeu o Prêmio Nobel de Física.

1973 – O físico norte-americano B. Matthias descobre o composto Nb_3Ge , com uma temperatura crítica de 23 K.

1986 – Os físicos alemães K. A. Muller e J. G. Bednorz demonstram que o material constituído pelo sistema La-Ba-Cu-O se torna supercondutor a 30 K.

1987 – Um grupo de físicos americanos liderados por Paul Chu e Maw-Kuen Wu descobrem o sistema Y-Ba-Cu-O com temperatura crítica de 93 K.

1988 – Comprova-se a supercondutividade a 110 K no sistema Bi-Ca-Sr-Cu-O. Verifica-se supercondutividade a 125 K no sistema Tl-Ca-Ba-Cu-O.

1993 – Descoberta a supercondutividade do sistema Hg-Ba-Ca-Cu-O, com temperatura crítica de aproximadamente 135 K.

1997 – Até a presente data não há aceitação pela comunidade científica de uma única teoria que explique o fenómeno da supercondutividade em altas temperaturas. Mas a busca da supercondutividade a temperaturas mais elevadas ainda continua [2].

2.1 – Descoberta da Supercondutividade

Quando Heike Kamerlingh Onnes assumiu o cargo de chefe do departamento de Física Experimental da Universidade de Leiden, na Holanda, em 1905, tornou seu departamento em Leiden no centro mundial de pesquisas de baixas temperaturas. Desenvolvendo equipamentos que exigiam muita técnica e extrema competência para obter o resultados que ele almejava. Labutar com Onnes era uma grande honra, e assim foi possível para ele contar com a participação de profissionais com os mais altos gabaritos da época, que quando não eram convidados para trabalhar na Universidade de Leiden, eram formados pela própria instituição.



Figura 1: Heike Kamerlingh Onnes [3]

Onnes tinha uma proposta de trabalho em priorizar a necessidade de medidas acuradas, porém, os péssimos equipamentos utilizados na época dificultavam a obtenção dos resultados obtidos. O ponto principal do sucesso das pesquisas de Onnes nos laboratórios da Universidade de Leiden foi à criação de uma escola de instrumentação, que formava os seus próprios técnicos e os pesquisadores fornecendo a estes a base para tornar viável as pesquisas científicas.

A Física Experimental recebeu novas dimensões depois de Kamerlingh Onnes. Isto porque ele tinha como principal objetivo a importância dos resultados quantitativos experimentais realizados muitas vezes. De acordo com a referência [4], destacamos a seguinte passagem que exprime claramente como era o trabalho de Onnes:

“ ..., as contribuições de Kamerlingh Onnes foram muito além das duas descobertas de época. Ele foi o originador de um novo estilo de fazer ciência, o primeiro a reconhecer a importância do suporte técnico em larga escala, e seu laboratório e assistentes foram similares aos projetos de “ciência grande” de hoje em dia. O sucesso do laboratório foi o resultado da importância dada à infra-estrutura, combinada com o rigoroso programa científico que foi firmemente baseado em discernimentos teóricos, todos que transcenderam seu controverso ditado: “ Door meten tot weten” (Das medições ao conhecimento)”.

Apresentamos abaixo um parágrafo que ressalta a passagem que destaca a data que se obteve pela primeira vez a liquefação do hélio, que foi o dia 10 de julho de 1908, descrita por Onnes em um dos seus trabalhos do seguinte modo:

“ Foi o momento maravilhoso quando o líquido, que parecia imaterial, foi visto pela primeira vez. Ele não tinha sido observado quando ele escoava dentro do recipiente, sua presença pode ser detectada somente quando o recipiente estava cheio. Sua superfície mostrou-se perfeitamente definida como o limite de uma faca contra a parede do recipiente. Eu estava muito contente quando pude mostrar o hélio liquefeito para o meu amigo Van Der Waals, cuja teoria tem sido guia na liquefação do começo ao fim ”.



Figura 2: Van Der Waals [3]

Devido ao conhecimento acumulado pelos os outros cientistas durante anos, a sua dedicação de quase trinta anos até chegar a seu objetivo (desde da criação do laboratório até a obtenção do hélio líquido), a capacitação de pessoas para manusear os trabalhos como o desenvolvimento dos equipamentos e a coleta dos dados coerentes, e principalmente o conhecimento teórico que serviu como base para seus objetivos experimentais. Este fato vem a confirmar que o bom físico é aquele que consegue balancear dois elementos, a teoria vinculada à prática, e esta seria a maneira desejada para se ensinar Física para os alunos.

Ao analisar o artigo de Onnes [5] sobre a supercondutividade, tem-se a clara idéia que a sua descoberta ocorreu devido a uma análise crítica dos resultados experimentais, baseada em uma precisa busca pelo comportamento elétrico dos condutores, quando estes a uma temperatura próxima ao zero absoluto. A descoberta do hélio líquido foi encarada com muita alegria pelos cientistas do laboratório de Leiden, enquanto que a descoberta da supercondutividade foi friamente apresentada ao mundo, não recebendo por parte dos cientistas a devida importância que tem este fenômeno físico. Nem mesmo quando Onnes recebeu o prêmio Nobel em 1913, estava mencionada diretamente a descoberta da

supercondutividade, somente falava-se da descoberta da liquefação do hélio e sobre suas pesquisas sobre as propriedades dos materiais a baixas temperaturas.

Onnes caracterizou a supercondutividade como a queda da resistividade elétrica do mercúrio para zero quando a sua temperatura possuía valores inferiores a 4,2 K. Este valor de temperatura, na qual ocorre a transição do estado condutor para o supercondutor, é conhecido pelo nome de temperatura crítica do supercondutor ou T_c de forma abreviada.

3 – Aspectos Teóricos da Supercondutividade

A seguir apresentaremos algumas propriedades e característica dos supercondutores. Que descrevem alguns efeitos e conceitos relacionados com o fenômeno da supercondutividade como, por exemplo, a quantização macroscópica do fluxo magnético, o diamagnetismo ideal e o efeito Meissner, a resistência nula e corrente persistente e a faixa de energia proibida ("energy gap").

Antes de definir o que é a supercondutividade é conveniente lembrar alguns conceitos de Termodinâmica sobre *transições de fase* (ou *mudanças de fase*). Denomina-se *fase* de uma substância um particular estado de equilíbrio da substância caracterizado por um conjunto de propriedades físicas uniformes que a distinguem de outros estados de equilíbrio (ou fases) da mesma substância. Por exemplo, a água pode se apresentar numa fase sólida (gelo) ou numa fase líquida (água líquida). Dizemos que a $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ e 1 atm de pressão ocorre uma transição de fase reversível líquido - sólido desta substância. Em outras palavras, numa dada temperatura $T = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$ a fase sólida pode coexistir em equilíbrio térmico com a fase líquida da água. Na fase sólida (ou estado sólido) da mesma substância podem surgir diferentes fases. Por exemplo, o ferro (sólido) pode se apresentar numa fase ferromagnética (abaixo de uma dada temperatura crítica) ou então numa fase paramagnética (acima desta temperatura crítica). Outro exemplo o mercúrio (sólido) pode se apresentar numa *fase supercondutora* (abaixo de uma temperatura crítica igual a 4,2 K) ou então numa *fase condutora* (acima desta temperatura crítica).

Vamos agora passar a descrever os seguintes efeitos e conceitos relacionados com o fenômeno da supercondutividade: quantização macroscópica do fluxo magnético,

diamagnetismo ideal e efeito Meissner, resistência nula e corrente persistente, faixa de energia proibida ("energy gap") [6].

3.1 – Quantização macroscópica do fluxo magnético

Vamos começar nossos estudos qualitativos da supercondutividade analisando a quantização macroscópica do fluxo magnético que é um dos fenômenos físicos mais característicos do estado supercondutor para concretizar, considere um anel supercondutor ou então uma espira supercondutora [6]. A regra da quantização macroscópica do fluxo magnético nos informa que ao longo uma curva fechada na superfície ou no seio de um supercondutor, temos:

$$Li + \phi = n\phi_0 \quad (3.1)$$

onde L é a indutância do anel supercondutor ou da espira supercondutora, i é a corrente que passa pelo percurso considerado, ϕ é o fluxo magnético externo interceptado no interior da curva fechada considerada, n é um número inteiro e ϕ_0 é o *fluxóide* (ou fluxo magnético elementar). O fluxóide ϕ_0 é dado aproximadamente por:

$$\phi_0 = h/2e = 2,068 \times 10^{-7} \text{ gauss.cm}^2 = 2,068 \times 10^{-15} \text{ T.m}^2 \quad (3.2)$$

Lembrando que Li é um fluxo interno e que ϕ é um fluxo externo, verificamos que o membro esquerdo da relação (3.1) representa o fluxo total. Portanto, a regra da quantização macroscópica do fluxo magnético pode ser formulada de forma sucinta do seguinte modo:

O fluxo magnético total no interior de uma curva fechada traçada no seio ou na superfície de um supercondutor permanece sempre constante para um dado estado quântico caracterizado pelo número inteiro n . Quando a curva fechada se encontra no seio de um supercondutor homogêneo e maciço isto é, quando no interior

da curva considerada não existe nenhum buraco nem nenhum outro tipo de material o número inteiro n só pode ser igual a zero [6].

Existe uma contrapartida clássica para a regra da quantização macroscópica do fluxo magnético (3.1). Vamos deduzir esta fórmula clássica. Considere um fluxo magnético variável incidindo sobre um supercondutor ou sobre um condutor ideal. As diferenças entre um supercondutor e um condutor ideal serão acentuadas mais adiante. De acordo com a Lei de Faraday - Lenz, podemos escrever:

$$- d\phi/dt = Ri + L(di/dt) \quad (3.3)$$

onde R é a resistência elétrica. Tanto para um supercondutor quanto para um condutor ideal temos $R = 0$. Logo, integrando a relação (3.3), obtemos:

$$Li + \phi = \text{constante} \quad (3.4)$$

Note a semelhança entre a fórmula clássica (3.4) e a fórmula quântica (3.1). A diferença essencial entre essas relações é a seguinte: pela dedução clássica (3.4) não podemos determinar o valor da constante do segundo membro da relação (3.4), ao passo que a regra da quantização macroscópica do fluxo magnético da equação (3.1), além de afirmar que o fluxo magnético deve permanecer constante, ela permite a determinação da constante do segundo membro [6].

3.2 – Diamagnetismo ideal e efeito Meissner

Por razões didáticas, vamos explicar separadamente o diamagnetismo ideal e o efeito Meissner. Contudo, conforme ficará bastante claro no decorrer da nossa exposição, o diamagnetismo ideal e o efeito Meissner resultam da mesma propriedade do estado

supercondutor. A expulsão do fluxo magnético ocorre sempre para um supercondutor maciço ao passo que para um condutor ideal nem sempre ocorre a expulsão do fluxo magnético [6].

Podemos caracterizar um supercondutor do tipo I afirmando que:

A indução magnética B é sempre igual a zero no interior de uma região simplesmente conexa pertencente a um supercondutor (isto é, numa região que não contém buracos). Se o supercondutor contém um ou mais buracos (formando regiões multiplamente conexas) o valor de B pode ser diferente de zero no interior dos buracos, mas na parte maciça do supercondutor $B = 0$ sempre [6].

Note que a condição $B = 0$ no interior da parte maciça de um supercondutor (em equilíbrio magnetostático) é semelhante à condição de que o campo elétrico E deve ser sempre nulo no interior da parte maciça de um condutor (em equilíbrio eletrostático).

Na figura 3 indicamos o corte transversal de um cilindro supercondutor maciço. No início o cilindro se encontra no estado supercondutor, isto é, ele está a uma temperatura T menor do que T_c .

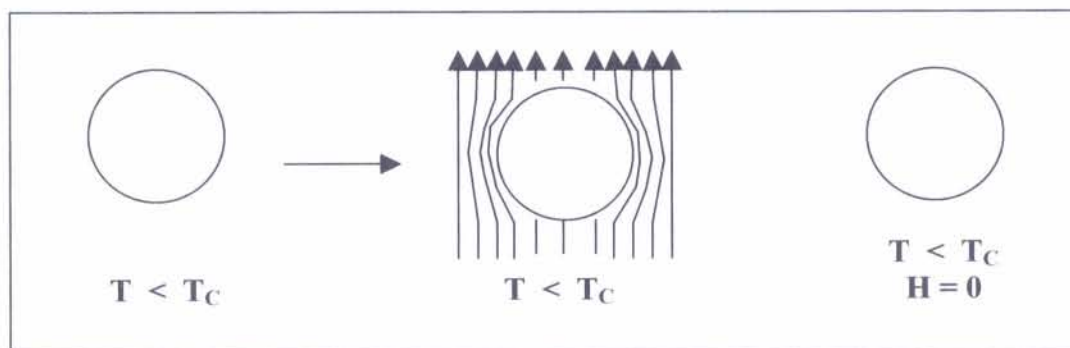


Figura 3: Diamagnetismo ideal de um cilindro supercondutor [6]

Vamos supor que inicialmente não exista nenhum campo magnético externo. Neste caso, $i = 0$ e $\phi = 0$ na equação (1), logo $n = 0$ e o cilindro supercondutor está num estado quântico fundamental. Aplicamos agora um campo magnético externo H (ver a figura 3). Neste caso, o fluxo magnético externo deixa de ser nulo; então, tanto pela relação (3.1) quanto pela equação (3.4), como o segundo membro é igual a zero, obtemos $Li = -\phi$. Onde se

conclui que o supercondutor se comporta como um material diamagnético ideal. Ou seja, ao introduzirmos o campo magnético externo, surge uma corrente superficial induzida que cria um fluxo interno Φ contrário ao fluxo externo, de tal forma que o fluxo total deve permanecer nulo, em obediência à relação (3.1). Logo, concluímos que $B = 0$ no interior do supercondutor. Da definição da indução magnética B (no Sistema Internacional SI), temos [6]:

$$B = \mu H \quad (3.5)$$

onde μ é a permeabilidade magnética do meio e H é o campo magnético externo. Embora a maior parte dos livros adote o sistema gaussiano neste trabalho usamos o sistema SI.

Do estudo das propriedades magnéticas da matéria sabemos que um material é diamagnético quando μ for menor do que a permeabilidade magnética do vácuo (μ_0). Em outras palavras, dizemos que um material é diamagnético quando a razão μ/μ_0 for menor do que um. Para um supercondutor, uma vez que $B = 0$, concluímos que $\mu = 0$, ou seja, dizemos que o supercondutor se comporta como um material diamagnético ideal porque o valor mínimo possível da razão μ/μ_0 é igual a zero [6].

Conforme observamos na figura 3, o campo magnético externo não penetra no cilindro supercondutor. O que ocorrerá quando eliminarmos o campo magnético externo? Examinando a relação (3.1) o leitor poderá concluir facilmente que a corrente i também se anulará e o cilindro supercondutor retornará a seu estado quântico fundamental. Esta conclusão é muito importante e vamos destaca-la:

No estado de equilíbrio e na ausência de um campo magnético externo um supercondutor maciço não pode sustentar uma corrente persistente. Somente um anel supercondutor (ou um supercondutor contendo buracos) pode sustentar uma corrente persistente[6].

Se, em vez de um cilindro supercondutor você considerar um cilindro condutor ideal, pela relação (3.4), você obteria uma conclusão inteiramente análoga à conclusão obtida no caso de um cilindro supercondutor, ou seja, o cilindro condutor ideal também se comportaria na como um material diamagnético ideal. Portanto, a experiência indicada na figura 3 não serve para distinguir um condutor ideal de um supercondutor. Esta diferença só foi explicada pela primeira vez por Meissner e Ochsenfeld em 1933 [6].

O diamagnetismo ideal possibilita uma das aplicações mais importantes dos materiais supercondutores. Estas aplicações são decorrentes da levitação magnética, ou seja, a sustentação de um peso que permanece em equilíbrio (sem nenhum apoio mecânico) sob a ação de uma força magnética que anula o peso do corpo [6].

Sabemos que todo material diamagnético é repelido por um ímã (ou por um eletroímã). Como um supercondutor possui diamagnetismo ideal, a força de repulsão entre um ímã (ou um eletroímã) e um supercondutor é muito grande. Sendo assim, se você colocar um ímã sobre um supercondutor, o ímã ficará levitando sobre o supercondutor. Reciprocamente, se você colocar um supercondutor sobre um ímã, o supercondutor ficará levitando sobre o ímã. A mais espetacular aplicação prática da levitação magnética consiste no projeto da construção do trem MAGLEV (trem com levitação magnética) que se encontra em operação experimental no Japão [6].

Vamos agora descrever uma experiência feita pela primeira vez por Meissner e Ochsenfeld em 1933. Esta experiência está esquematizada na figura 4.

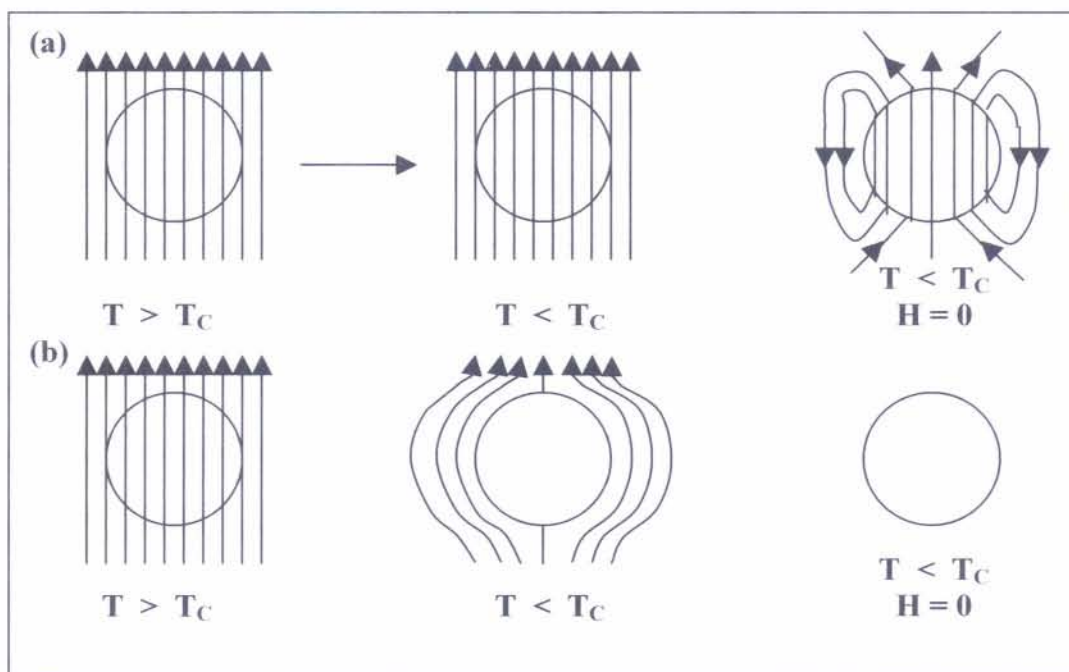


Figura 4: (a) Um condutor ideal não apresenta o efeito Meissner. Quando o campo magnético externo é eliminado, surge uma corrente induzida permanente que cria um fluxo magnético interno igual ao fluxo magnético externo. (b) Uma esfera supercondutora é submetida a um campo magnético externo; como o estado inicial T é maior do que T_C , a esfera se encontra numa fase condutora normal e o fluxo magnético penetra no interior da esfera. Quando T se torna menor do que T_C , a esfera sofre uma transição de fase e passa para a fase supercondutora, expulsando o fluxo magnético do seu interior. Depois de eliminar o campo magnético externo, não existirá mais nenhuma corrente i nem nenhum fluxo magnético [6].

Na parte (a) da figura 4 mostramos uma esfera maciça condutora submetida a um campo magnético externo H . Conforme sabemos da Eletrodinâmica Clássica, o campo magnético penetra no condutor. Suponha que o material desta esfera não sofra nenhuma transição de fase para o estado supercondutor, ou seja, suponha que o condutor considerado só possua resistência nula nas vizinhanças de 0 K. Trata-se, portanto, de um condutor ideal; logo, podemos aplicar a relação (3.4) na parte (b) da figura 4. Concluimos facilmente que o fluxo magnético deve continuar no interior da esfera condutora ideal. Como não ocorre nenhuma variação do fluxo magnético também não surge nenhuma corrente induzida (i). Logo, na relação (3.4), temos $i = 0$ e ϕ é diferente de zero. Quando eliminamos o campo

magnético externo ($H = 0$ e ϕ torna-se igual a zero), pela equação (3.4) concluiremos que surgirá uma corrente induzida (i) tal que $Li = \phi$, mantendo o segundo membro constante.

Na parte (b) da figura 4 mostramos uma esfera feita com um material supercondutor submetida a um campo magnético externo H . Como no estado inicial T é maior do que T_c a esfera se encontra no seu estado normal (fase condutora); neste caso o fluxo magnético penetra na esfera. Quando T se torna menor do que T_c a esfera passa a fase supercondutora, expulsando o fluxo magnético do interior da esfera. Quando eliminamos o campo magnético externo não existirá mais nenhuma corrente induzida nem nenhum fluxo magnético externo. A explicação do efeito Meissner pela regra da quantização do fluxo (3.1) é apenas *qualitativa*. Uma explicação *quantitativa* do efeito Meissner foi apresentada por London [7].

3.3 – Resistência nula e corrente persistente

A corrente que circula na superfície de um supercondutor maciço é responsável pela criação da magnetização volumétrica que possui sentido contrário ao do campo magnético H . Por esta razão, o valor de B é sempre igual a zero no interior de um supercondutor maciço (efeito Meissner). Podemos dizer que a existência do efeito Meissner implica em uma resistência nula, visto que se a resistência não fosse igual a zero, a corrente superficial deveria diminuir com o tempo e o valor de B não seria sempre igual a zero no interior do supercondutor.

A resistência nula foi a primeira propriedade macroscópica observada desde a descoberta da supercondutividade feita em 1911 por Kamerlingh Onnes. A existência da corrente persistente é verificada experimentalmente medindo-se o campo magnético externo

produzido por esta corrente. Observa-se que este campo magnético permanece sempre constante, indicando que a corrente nunca varia. Esta resistividade nula acontece devido ao emparelhamento dos elétrons (pares de Cooper) que explicaremos mais à frente. Como a resistência da bobina é igual a zero, a corrente circula permanentemente sem nenhum decaimento.

3.4 – Faixa de energia proibida

Uma das características mais importantes do estado supercondutor é a existência de uma lacuna de energia ou *faixa de energia proibida* ("energy gap"). Nos semicondutores existe uma faixa de energia proibida que separa a banda de condução da banda de valência do semicondutor considerado, ver figura 5. Existe uma analogia entre a faixa de energia proibida de um *semicondutor* e a faixa de energia proibida de um *supercondutor*. A seguir veremos quais são as principais diferenças entre a faixa de energia proibida de um semicondutor e a faixa de energia proibida de um supercondutor.

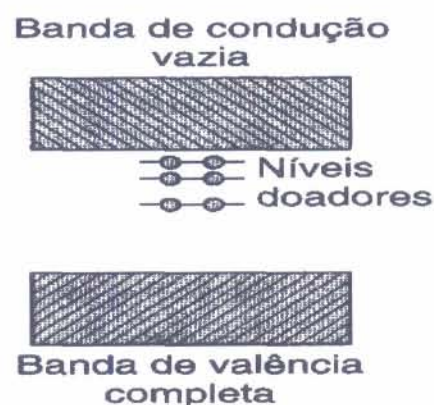


Figura 5: Estrutura de bandas de um semicondutor tipo n, como o silício dopado com arsênio. Os átomos de impurezas doadoras ocupam níveis de energia na banda proibida, logo abaixo da banda de condução. Os átomos que estão nestes níveis doam elétrons para a banda de condução [12].

A primeira diferença essencial é a seguinte: a largura E da faixa de energia proibida para um supercondutor é cerca de mil vezes menor do que a largura da faixa de energia proibida de um semicondutor. Uma ordem de grandeza típica para a largura da faixa de energia proibida de um semicondutor é dada por $E = 1 \text{ eV}$. Enquanto que uma ordem de grandeza típica para a largura da faixa de energia proibida de um supercondutor metálico é dada por $E = 1 \text{ meV}$.

A faixa de energia proibida de um semicondutor separa um estado eletrônico da banda de condução de outro estado eletrônico da banda de valência. Contudo, no caso de um supercondutor, a faixa de energia proibida separa o estado fundamental do supercondutor do estado das quasepartículas do sistema. Uma quasepartícula nada mais é do que uma partícula (no caso, um elétron) que está num estado excitado. A ruptura de um par de Cooper produz duas quasepartículas.

As evidências experimentais sobre a existência de uma faixa de energia proibida num supercondutor são fornecidas pela absorção de microondas, por medidas relacionadas com o calor específico de um supercondutor e através do efeito Josephson (iremos fazer um estudo mais profundo do efeito Josephson que será apresentado mais adiante).

3.5 – Teorias para Explicações da Supercondutividade

Neste tópico iremos apresentar de forma sucinta as principais teorias formuladas até o dia de hoje sobre a supercondutividade que são as teorias: de London, descreve a supercondutividade relacionando-a ao modelo de dois fluidos proposto por ele; a de Ginzburg-Landau que tenta descrever a supercondutividade através das propriedades

termodinâmicas de transição do estado normal para o estado supercondutor proposta por eles, em 1950. A teoria BCS aborda uma maneira totalmente microscópica da supercondutividade, já que as duas teorias acima referidas apresentam uma visão puramente macroscópica da supercondutividade.

3.5.1 – Teoria de London

Proposta em 1934, por F. London esta foi uma das primeiras teorias que contribuíram para a descrição da supercondutividade, que relacionava ao modelo de dois fluidos. Pressupondo que algumas propriedades podem ser entendidas com a simples idéia que alguns elétrons, no material, comportem-se como elétrons livres, enquanto outros elétrons exibem um comportamento totalmente anômalo (os conhecido superelétrons). Com esta idéia e trabalhando nela foi que London conseguiu descrever a eletrodinâmica dos supercondutores a partir das equações de Maxwell e com uma solução adicional que dá conta do efeito Meissner. Assim, partiu do princípio então que teria de modificar as equações conhecidas da eletrodinâmica a fim de poder descrever o efeito Meissner (é evidente que as equações de Maxwell sempre permanecem válidas). Os conhecidos elétrons normais continuam a obedecer à Lei de Ohm:

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \sigma \mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (3.5.1)$$

onde σ é a condutividade elétrica mas há, agora, os elétrons responsáveis pela supercondutividade (os superelétrons), onde London modificou a Lei. Temos a densidade

total n de elétrons, existe uma fração n_S que se comporta de maneira “anormal” e representa os superelétrons. Os superelétrons não são espalhados nem por impurezas ou vibrações na rede cristalina, portanto, não contribuem com a resistividade. Eles são acelerados livremente por um campo elétrico. Sua equação de movimento, então, é dada pela 2ª Lei de Newton:

$$m^\# (d\mathbf{V}_S / dt) = e^\# \mathbf{E} \quad (3.5.2)$$

Observe que $e^\# \mathbf{E}$ é a força resultante sobre os superelétrons (só existem forças elétricas, não há forças resistivas) e \mathbf{V}_S sua velocidade. Conhecemos, hoje, que estas superpartículas são os pares de Cooper (elétrons pareados).

Para os quais $m^\# = 2m_e$, $e^\# = 2e$. Onde m_e é a massa do elétron, e é a carga do elétron. Se existir n_S superelétrons por unidade de volume se movendo com velocidade \mathbf{V}_S , há, então, uma densidade de corrente elétrica associada:

$$\mathbf{j}_s = n_S e^\# \mathbf{V}_S \quad (3.5.3)$$

Podemos compreender esta expressão considerando um fio de comprimento l e uma seção reta A onde passa $Ne^\#$ de carga total em um tempo t .

Derivando em relação ao tempo a equação (3.5.3), temos:

$$d\mathbf{j}_s / dt = n_S e^\# (d\mathbf{V}_S / dt) \quad (3.5.4)$$

Comparando as equações (3.5.2) e (3.5.4), chega-se à 1ª equação de London:

$$d\mathbf{j}_s / dt = (n_S e^{\#2} / m^{\#}) \mathbf{E} \quad \text{1}^{\text{a}} \text{ equação de London} \quad (3.5.5)$$

A equação de London descreve a propriedade de **resistividade nula** de um supercondutor: não existe campo elétrico no metal a menos que haja corrente variável no tempo. Esta equação foi obtida sem o uso de forças dissipativas.

Combinando o resultado (3.5.5) com as equações de Maxwell, London obteve (3.5.6):

$$B = B_a e^{-x/\lambda_L} \quad (3.5.6)$$

Onde λ_L , é o comprimento de penetração de London.

A solução (3.5.6) indica que o campo magnético é atenuado numa fina camada de espessura λ_L na superfície do material, caindo a zero no interior do material.

3.5.2 – Teoria de Ginzburg - Landau

Esta teoria foi elaborada pelos físicos soviéticos L. D. Landau e V. L. Ginzburg em 1950. Esta teoria foi formulada para tentar explicar as propriedades termodinâmicas da transição do estado normal para o estado supercondutor. Como na teoria de London esta também é uma teoria fenomenológica macroscópica. Podemos afirmar que já é um grande avanço em relação à teoria de London, já que para descrever o fenômeno ela usa fundamentos da mecânica quântica no efeito de um campo magnético (ao contrário da teoria de London, que é puramente clássica). Esta teoria envolve um tratamento matemático muito sofisticado e trabalhoso, portanto aqui não será abordado em favor de uma explanação mais qualitativa.

A primeira suposição da teoria de Ginzburg-Landau refere-se a uma idéia intuitiva de que um supercondutor contém uma densidade de “superelétrons” n_S e uma densidade de elétrons normais $n - n_S$, onde n é a densidade total de elétrons do metal. O comportamento dos superelétrons pode ser descrito por uma **função de onda efetiva** Ψ que tem a seguinte interpretação física: $|\Psi|^2 = n_S$. Além disso, $\Psi \neq 0$ no estado supercondutor, mas é igual a zero no estado normal. Assim, Ψ é o **parâmetro de ordem** da transição, existindo abaixo da temperatura crítica T_c e indo a zero acima de T_c . Ou seja,

$$\begin{aligned}\Psi &= 0 \text{ se } T > T_c \\ \Psi &\neq 0 \text{ se } T < T_c\end{aligned}\tag{3.6}$$

É, então, assumido que a descrição termodinâmica do sistema pode ser feita expandindo a energia livre do estado supercondutor em potências de $|\Psi|^2$ e que próximo a T_c é suficiente reter somente os primeiros termos desta expansão.

O principal problema na abordagem de Ginzburg-Landau é encontrar funções $\Psi(x, y, z)$ e $\mathbf{A}(x, y, z)$ (\mathbf{A} é o potencial vetor) que fazem com que a energia livre total da amostra seja mínima (princípio físico de minimização de energia). Assim, Ginzburg-Landau minimizaram a energia livre com respeito a Ψ e \mathbf{A} . Através destas duas minimizações, chega-se às chamadas **equações de Ginzburg-Landau**, que não serão aqui apresentadas por envolverem um complexo trabalho matemático. Sendo assim, apresentaremos apenas as consequências destas equações que estão associadas ao campo magnético crítico (H_c), ao comprimento de penetração (λ_L) e o comprimento de coerência (ξ).

Esta teoria prevê a existência de um campo crítico termodinâmico como função da temperatura ($H_c(T)$) acima do qual o material passa do estado supercondutor para o estado

normal (um campo magnético capaz de destruir a supercondutividade). Na figura 6 mostramos o comportamento do campo magnético crítico da função $H_c(T)$.

$$H_c = H_0[1 - (T / T_c)^2] \quad (3.7)$$

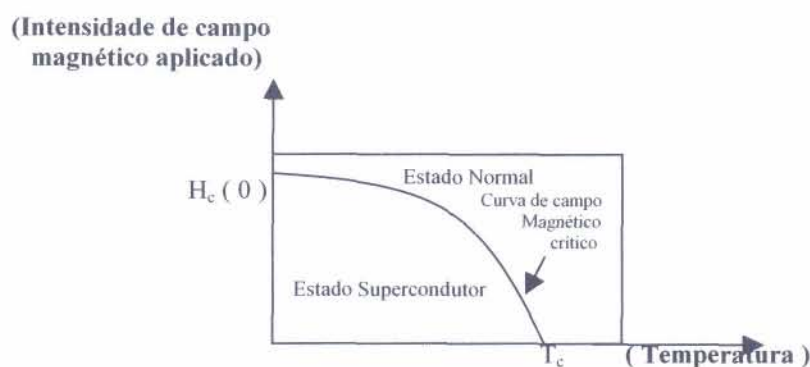


Figura 6: Diagrama de fase de um supercondutor [2]

A teoria de Ginzburg-Landau prevê a existência de uma outra grandeza fundamental relacionada à supercondutividade (juntamente com λ_L e H_c) que é o comprimento de coerência ξ .

O comprimento de coerência ξ representa o comprimento ao longo do qual o parâmetro de ordem Ψ varia (mede a escala de variação espacial de Ψ).

3.5.3 – Teoria BCS

Até agora as duas teorias que vimos, tratavam somente de uma visão macroscópica da supercondutividade. A misteriosa propriedade de alguns elétrons, os chamados superelétrons, de poderem se mover no material sem sofrer nenhum tipo de resistência, ao contrário do que

acontecia com elétrons normais. Levantaram-se discussões sobre o comportamento coletivo dos superelétrons pelas leis do eletromagnetismo e da termodinâmica.

Agora vamos tentar, aprofundar o assunto a partir de uma visão microscópica do fenômeno, tentando explicar por princípios físicos como aparece esta propriedade dos chamados “superelétrons”. Vale lembrar que estamos querendo mostrar uma teoria microscópica da supercondutividade apenas qualitativa, pois esta teoria é extremamente complexa e requer conhecimento avançado de Mecânica Quântica, o que está fora do nosso objetivo. Já que nosso trabalho pretende apenas esquematizar alguns princípios físicos envolvidos.

Para melhor entendemos a supercondutividade vamos mostrar o que ocorre microscopicamente quando abaixamos a temperatura do metal e este passa para o estado supercondutor. Em relação aos elétrons livres no metal viu-se, que formam um gás em volta da rede cristalina, sendo espalhados quando se deparam com desvios da periodicidade perfeita: vibrações térmicas, impurezas e imperfeições. Quando isso ocorre diz-se que os elétrons **interagem** com a rede e fala-se em **interação elétrons-rede**. Esta interação é que vai determinar a resistência de um material. Já que sabemos que quando um elétron é espalhado tanto o momento quanto a energia deve ser conservada, um modo de vibração de rede deve ser excitado no processo de espalhamento. Este movimento de vibração é quantizado e fala-se, então, em emissão (ou absorção) de um fônon. Então sabemos que um fóton é uma partícula resultante da quantização de uma onda eletromagnética, um fônon pode ser considerado uma partícula resultante da quantização de uma onda sonora oriunda das vibrações de uma rede cristalina (esta rede cristalina pode ser observada na figura 7). Então

esta interação na rede cristalina entre o elétron e o fônon é chamada de **interação elétron-fônon** [6].



Figura 7: Rede Cristalina

Um estudo mais profundo da supercondutividade em relação ao que acontecia microscopicamente foi dado primeiramente por Fröhlich, em 1950. Fröhlich demonstrou que a interação elétron-fônon poderia ocasionar uma ligação entre dois elétrons. Esta foi uma grande contribuição para o estudo microscópico da supercondutividade, isso porque, logo depois da sua hipótese pioneira, Bardeen desenvolveu uma teoria parecida, mostrando que o elétron muda seu comportamento em decorrência da sua interação entre dois fônons da rede cristalina. Antes da hipótese de Fröhlich e de Bardeen, imaginava que a interação dos entre dois elétrons deveria ser sempre repulsiva (em virtude da repulsão coulombiana). Uma atração parece estar contradizendo um conceito fundamental da eletricidade: duas cargas de mesmo sinal se repelem, e, portanto, dois elétrons com carga negativa, deveriam repelir-se. Mais isso só se comprova para duas cargas no vácuo e o estudo da interação elétron-fônon mostrou que tal interação pode resultar em uma interação atrativa entre dois elétrons no interior de uma rede cristalina [6].

Depois disso, foi elaborada a teoria BCS, com o passo dado por Cooper ao demonstrar que, sob certas condições, o gás de Fermi (formado pelos elétrons normais) torna-se instável

possibilitando a formação de pares de elétrons ligados (em homenagem a ele conhecido hoje como **pares de Cooper**). A teoria BCS recebeu uma grande contribuição final com o famoso trabalho de seus três autores: Bardeen, Cooper e Schrieffer. É possível entender qualitativamente como pode ocorrer **atração entre dois elétrons**.

Suponhamos dois elétrons viajando pela rede cristalina constituída por íons positivos. Como estes íons não são rigidamente ligados à rede, pode ocorrer uma ligeira distorção da mesma (os íons se deslocam de sua posição de equilíbrio) provocada pela atração coulombiana entre os dois elétrons e os íons situados nas suas vizinhanças imediatas. Sendo assim, a densidade das cargas positivas próximas aos elétrons torna-se maior do que a densidade das cargas positivas mais afastadas. Esta variação de densidade é instável e a rede cristalina deverá sofrer um processo de relaxação emitindo um **fônon** com uma frequência característica deste processo de relaxação. Se os elétrons se “cruzarem” num intervalo de tempo menor do que o intervalo de tempo deste processo de relaxação (por serem partículas pesadas, os íons possuem uma inércia maior do que os elétrons, demorando um certo tempo para retornar à posição original) eles “verão” uma rede distorcida. Deste modo, eles serão atraídos para a região onde existe um excesso de polarização das cargas positivas: esta atração poderá superar a repulsão coulombiana entre os elétrons, produzindo, portanto, uma **atração** efetiva entre os elétrons (ver a figura 8) [6].

Então se trata, portanto, de uma interação mediada pelo deslocamento da rede cristalina e retardada no tempo, mas suficiente para formar pares de elétrons (pares de Cooper). Quando tais forças dominam a cinética dos elétrons, o material é supercondutor. A distância entre os dois elétrons que formam os pares de Cooper é da ordem do comprimento de coerência ξ . Seu valor é de 16000 Å para o alumínio puro e 380 Å para o nióbio puro, por

exemplo. Da Mecânica Quântica, pode-se mostrar que os elétrons que formam o par tem momentos lineares opostos de tal forma que o momento total do par é zero. Pela relação de de Broglie ($p = h / \lambda$), como p é nulo, a onda associada tem comprimento de onda infinito (fisicamente, o comprimento de onda é do tamanho da amostra). **Isto indica que a supercondutividade é um fenômeno quântico em escala macroscópica.**

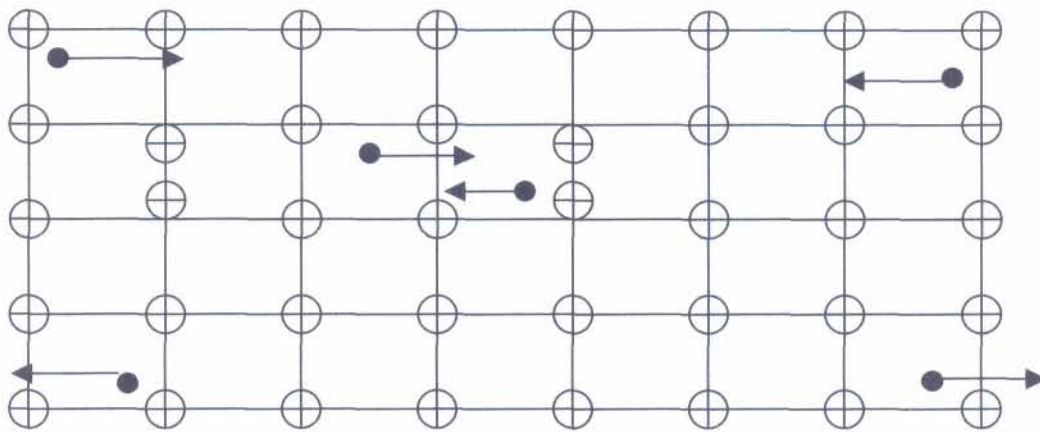


Figura 8: atração entre dois elétrons pela distorção da rede cristalina

Esta interação entre o elétron e o fônon é capaz de juntar dois elétrons de maneira tal que eles se comportam como se existisse uma interação direta entre os elétrons. Na interação postulada por Fröhlich, um elétron emite um fônon o qual então é imediatamente absorvido outro elétron. Em algumas ocasiões, esta emissão e subsequente absorção de um fônon pode proporcionar uma interação fraca entre os elétrons. Pode-se pensar esta interação entre os elétrons como sendo “transmitida” por um fônon. Para um melhor entendimento do que estamos falando vamos ver a figura 9.

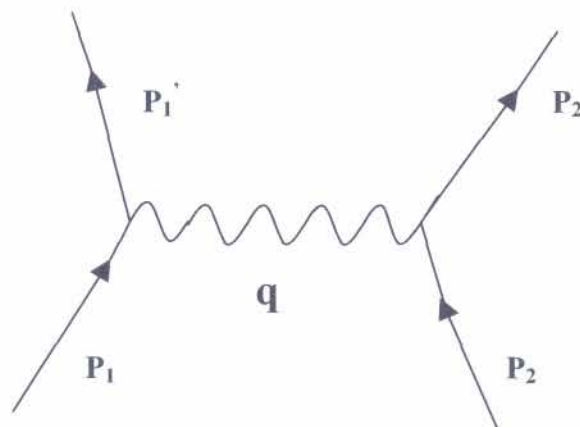


Figura 9: Interação entre os elétrons se dá por troca de fóton

Agora que já entendemos o que ocorre na interação dos elétrons na rede cristalina podemos analisar o significado desta interação dos elétrons na rede cristalina. Sabe-se da possibilidade de existência de forças atrativas entre elétrons e que, em baixas temperaturas, o efeito desta interação é significativo, fazendo com que os elétrons organizam-se aos pares (os pares de Cooper). Em um metal comum, os elétrons formam um gás (gás de Fermi): Já nos supercondutores, os elétrons formam um conjunto de pares. O caráter quântico dos elétrons (são férmions, ou seja, segundo o Princípio de Exclusão de Pauli não podem ocupar o mesmo estado quântico) faz com o estado supercondutor não seja constituído simplesmente por um gás de pares. Os fundamentos da Mecânica Quântica exigem que estes pares sejam incapazes de se movimentar de forma independente. Estes pares, na verdade, se movem coerentemente com a mesma velocidade (os pares de Cooper podem ser considerados bósons e, portanto, podem ocupar o mesmo estado quântico). Em um metal normal, a corrente elétrica se estabelece quando a maioria dos elétrons se move em uma dada direção preferencial. Um elétron pode ser espalhado por qualquer imperfeição da periodicidade da rede, como visto

anteriormente. Isto faz com que ele mude sua direção e velocidade do movimento com restrição imposta pelo princípio de Pauli. Devido a esses espalhamentos, a corrente mantém-se constante somente se é mantido um campo elétrico aplicado: caso contrário, a resistência faz com que a corrente elétrica diminua.

Em um supercondutor, os pares de Cooper podem ocupar o mesmo estado quântico (como já foi dito, podem ser considerados bósons), não estando sujeitos, portanto, ao Princípio de Exclusão (válido para elétrons isolados). Para deter uma corrente formada por pares de Cooper, deve-se então deter simultaneamente todos os pares de Cooper que se movimentam com uma dada velocidade. É natural pensar que uma impureza ou pequenas vibrações da rede não possa deter o movimento de milhares de trilhões de pares de Cooper que se movem com esta velocidade. Se a energia térmica não for suficiente para destruir os pares, a corrente flui indefinidamente. O material apresenta então resistividade nula.

4 – Algumas Aplicações da Supercondutividade

Várias propriedades de um material supercondutor específico devem ser conferidas quando seu potencial para utilização em aplicações tecnológicas. São três parâmetros das propriedades supercondutoras mais importantes a serem analisadas que são a temperatura crítica T_C , indução magnética superior B_C e a densidade de corrente elétrica j_C . Em geral, em todas as aplicações tecnológicas procura-se maximizar estes parâmetros.

Adicionados a estes fatos devemos também considerar outros diversos fatores como, por exemplo, a maleabilidade e outras propriedades mecânicas dos materiais (importantes para confecção dos dispositivos), a metalurgia (que inclui o manuseio, as técnicas de preparação e estabilidade química) e o custo (o mais importante para a viabilização econômica). A combinação destes fatores privilegia poucos materiais.

As aplicações da supercondutividade podem ser divididas em dois tipos, conforme o tamanho do dispositivo. A aplicação em grande escala que consiste de fios, bobinas, eletroímãs, motores, reservatórios de energia e outros. A aplicação em pequena escala dizem respeito a componentes eletrônicos, ativos e passivos, que desempenham variadas funções como detectores, geradores de microondas, osciladores, amplificadores, chaves eletrônicas, filtros, antenas e outros.

4.1 - Aplicações em Grande Escala

4.1.1 - Fios Supercondutores

Daremos aqui uma visão da fabricação dos fios supercondutores feitos com MgB_2 , já que os elementos Mg e B encontram-se em grande abundância na natureza, (o magnésio é o oitavo elemento mais abundante na Terra). A questão que surge é se o processo de fabricação de fios é simples e barato, e o principal, se estes fios são capazes de transportar altas correntes elétricas. Este com certeza vem sendo o grande problema enfrentado na utilização das cerâmicas supercondutoras em aplicações do dia-a-dia. Iremos citar aqui o trabalho de Canfield [7] e colaboradores que descrevem um processo de fabricação de fios bem simples, usando fibras de Boro e Magnésio fundido, a figura 10 mostra como é feito este processo de fusão.



Figura 10: Figura retirada do artigo Branício [7] o processo de fabricação de fios supercondutores de MgB_2 .

Como o ponto de fusão do Mg é de 922 K e do B é de 2573 K, o processo de fabricação dos fios feito a 1222 K (950 °C) leva em conta a alta difusão do Mg pelas fibras de B. As fibras de B são seladas juntamente com Mg em pó, em tubo de Ta, na razão estequiométrica correta,

o tubo é, então. Lacrado em uma ampola de quartzo e levado ao forno. Após duas horas de reação aproximadamente, a ampola é removida do forno e resfriada à temperatura ambiente. As fibras são flexíveis e retas de B mostram-se deformadas e quebradiças após a reação como vemos na figura 11.



Figura 11: Fios de MgB_2 depois que é retirado do tubo de Ta e parte de uma moeda para escala [7].

Segundo Canfield, os fios eram 80% densos e mostraram resistividade de $9.6 \mu\Omega\text{cm}$ à temperatura ambiente logo concluímos que mesmo os fios MgB_2 supercondutores no seu estado normal são bons condutores de eletricidade, melhores até que o chumbo, cuja resistividade é $21 \mu\Omega\text{cm}$. Os fios ainda podem transportar correntes de até $J_c = 60 \text{ KA/cm}^2$. Assim vimos que é viável a fabricação dos fios supercondutores para sua utilização.

4.1.2 - Transmissão de Potência

Teoricamente a mais direta e simples das aplicações dos fios e cabos supercondutores é o transporte de energia elétrica do ponto onde é gerada até os centros consumidores. Em geral, esta transmissão é feita por milhares de quilômetros. Isto na maior parte dos casos gera perda de energia nos fios condutores metálicos normais, nas quais devem ser aplicadas

enormes tensões alternadas para os complexos sistemas de transformadores e outros equipamentos. Utilizando fios supercondutores podemos simplificar consideravelmente as redes de transmissão e ocasionaria notáveis diminuições nas perdas de energia. As maiores dificuldades enfrentadas no emprego desta tecnologia são no alto custo econômico e na complexidade das técnicas de resfriamento dos fios supercondutores a baixas temperaturas.

4.1.3 - Eletroímãs Supercondutores

Para gerar elevados campos magnéticos detêm-se utilizados fios supercondutores enrolados na forma de solenóides. Estes pequenos eletroímãs supercondutores são capazes de produzir campos magnéticos da ordem de mais de 20 T, que são utilizados principalmente em grandes laboratórios de pesquisa.

Quem principalmente vem se beneficiando desta tecnologia é a medicina que utiliza estes eletroímãs supercondutores nos sistemas de imagem por ressonância nuclear magnética (RNM). Esta técnica vem sendo amplamente usada como instrumento de diagnóstico médico, pois imagens de órgãos internos do corpo humano podem ser obtidas com grande resolução e sem o emprego de radiação ionizante. Esta técnica pode detectar em diferentes vizinhanças do tecido do corpo humano campos magnéticos com valores entre 0,5 e 2 T [6].

4.1.4 - Armazenamento de Energia

O armazenamento de energia eletromagnética em sistema constituídos por magnetos supercondutores é uma aplicação em pleno desenvolvimento tecnológico. O Conceito do SMES (*superconducting magnetic energy storage* - armazenamento de energia magnética por

supercondutividade) baseia-se no fato de que um campo magnético possibilita o armazenamento de energia, como podemos verificar na seguinte equação.

$$E_M = (1 / 2\mu) B^2 V \quad (4.1)$$

Onde V é o Volume, μ é a permeabilidade e B é o campo magnético. As usinas geradoras devem ser projetadas de modo a satisfazer os picos de demanda, o que gera excesso de energia produzida em horários de baixo consumo. A idéia de SMES é de servir de reservatório para o excesso de energia produzida, a qual poderia ser liberada posteriormente, quando necessário. O armazenamento desta energia na forma eletromagnética é vantajoso, pois não é necessário convertê-la em outro tipo de energia e a eficiência pode atingir valores muito próximos do ideal. Além do mais, trata-se de um sistema limpo, rápido e flexível, capaz de se adaptar as variadas instalações que necessitam de estabilidade no fornecimento de energia elétrica. Pode-se conceber dispositivos SMES que atendam desde pequenas plantas de indústrias até cidades inteiras. Sistemas de transporte por ou metrô também podem ser beneficiados por esta tecnologia [6].

A concepção atual de um SMES é a de um toróide supercondutor (que permite o confinamento do campo magnético) ligado a um sistema de controle para carregá-lo ou descarregá-lo, conforme a necessidade. Um sistema de resfriamento do supercondutor também é necessário.

Usando a equação (4.1) e sabendo que $V = \pi.R^2.L$, onde V é o volume do toróide, L é o perímetro médio, utilizando como exemplo os dados, podemos estimar a quantidade de energia potencial magnética armazenada num toróide com perímetro médio de 50 m e secção

transversal de 10 m^2 , percorrido por uma corrente capaz de gerar uma indução magnética média de 2 T. Obtemos, assim, $E_M \approx 800 \text{ MJ}$.

4.1.5 - Levitação Magnética

Uma das mais interessantes aplicações da supercondutividade são os veículos levitados magneticamente. Muitas pessoas já devem ter ouvido falar sobre o trem que funciona por levitação magnética ou conhecido pela sua sigla MAGLEV. O trem MAGLEV seria como um tipo de “avião” que pode “voar” a apenas alguns centímetros do chão, sustentado e impulsionado por força magnéticas. Ainda utilizando a supercondutividade pode-se construir navios, ônibus e até carros, mais iremos neste tópico apenas nos ater ao trem MAGLEV pelo motivo dele estar mais em evidência nos meios de comunicação.

O trem MAGLEV supercondutor se desloca sem contato com o trilho e recebe impulsão magnética através da ação de bobinas supercondutoras. A força resultante sobre o trem MAGLEV pode ser decomposta em dois componentes ortogonais: um componente horizontal na direção do movimento e outro componente perpendicular ao movimento, ou seja, podemos escrever esta força:

$$\mathbf{F}_m = \mathbf{L} + \mathbf{D} \quad (4.2)$$

Onde \mathbf{L} é a força de sustentação (que irá se opor à força peso e impede o trem cair), \mathbf{D} é a força motriz que impulsiona o trem e \mathbf{F}_m é a força magnética resultante que atua sobre o trem. Veja que podemos fazer uma analogia entre este modelo e a força aerodinâmica que atua sobre um avião; no avião também existe uma força de sustentação que impede a queda do avião e uma força horizontal \mathbf{D} que impulsiona o avião para frente.

A grande justificativa para se investir em pesquisas que leve a viabilização do trem MAGLEV, se deve aos grandes congestionamentos do tráfego nas cidades, a poluição, e os elevados preços dos combustíveis não-renováveis. Além disto, existem estudos que mostram o esgotamento dos transportes aéreos, não só pelos motivos já citados, mas também porque estes transportes exigem aeroportos que ocupam enormes áreas nas vizinhanças de grandes cidades. O transporte ferroviário poderá substituir grande parte dos transportes aéreos com muito mais economia e sem a necessidade do uso de enormes aeroportos, uma vez que o trem pode ir diretamente de um centro urbano até outro. A velocidade atingida por um trem MAGLEV supercondutor pode superar 500 km / h e, neste caso, este tipo de trem poderá ser mais rápido e eficiente do que qualquer tipo de avião, além das outras vantagens mencionadas acima (ausência de ruído, ausência de poluição, etc.). Conforme é mostrado na figura 12.



Figura 12: Esquema de um trem MAGLEV supercondutor “voando” sem nenhum tipo de apoio (e sem nenhum contato elétrico com os trilhos nem com fios externos ao trem). O trem levita e se desloca por meio da força magnética indicada na relação (1). Esta força é produzida pela interação entre o campo magnético gerado por bobinas externas (situadas ao longo da plataforma elevada) e as correntes persistentes que circulam nas bobinas supercondutoras existentes no interior do trem. [8]

Estudos realizados por Iwasa [9] mostram que, entre todos os transportes, os transportes ferroviários são os mais seguros e econômicos. Em qualquer lugar do Mundo a segurança é um requisito básico para um sistema de transporte, especialmente quando tratamos de transportes de massa onde um grande número de pessoas estará envolvido. Vale lembrar aqui como curiosidade, que a linha ferroviária japonesa conhecida como “New Tokaido Line” (que vai da cidade de Tóquio até a cidade de Osaka), até hoje não sofreu nenhum tipo de acidente grave, estando ela em operação desde 1964. Nessa ferrovia houve transporte de forma rápida e segura de mais de um bilhão de pessoas. Se fizermos uma comparação desta grande segurança em relação à insegurança dos transportes aéreos e rodoviários que causam muitos acidentes todos os dias com um grande número de vítimas. Podemos observar que, no futuro o trem MAGLEV supercondutor terá a segurança como algo de grande importância a ser considerada; basta lembrar que este trem “voará” a apenas alguns centímetros do chão e, no caso de uma brusca falta de energia ou de outro problema imprevisto, em virtude da Lei de Faraday e da Lei Lenz, surgirá uma “colcha magnética” produzida pela variação do campo magnético que envolve as bobinas supercondutoras, de modo que este fenômeno deve

contribuir para amortecer a queda. Como já vimos esta “queda” será de apenas alguns centímetros, ao passo que a queda de um avião é fatal. Além disso, que usando bobinas supercondutoras que operam de modo persistente, a eventual falta de energia elétrica da rede não afeta o campo magnético desta bobina [9].

Este trem compete com os transportes aéreos devido à sua alta velocidade, que dependendo do modelo do trem, pode chegar a uma velocidade máxima da ordem de 400 a 600 km/h.

4.2 - Aplicações em Pequena Escala

Na maioria são pequenos dispositivos baseados em filmes finos ou pequenas amostras supercondutoras. Alguns estão disponíveis comercialmente e, em geral, são empregados em circuitos eletrônicos. Outros possuem variadas aplicações, porém a disseminação de seu uso em escala industrial ainda é limitada. Existem alguns fatores técnicos que nem sempre são otimizados, tais como confiabilidade, reprodutibilidade, integração em circuitos, necessidade de criogenia e outros. Por outro lado, os aspectos econômicos concorrentes com tecnologia convencionais impedem uma rápida popularização da eletrônica supercondutora, apesar de sua superioridade técnica em muitas situações sobre as tecnologias convencionais [10].

4.2.1 - Junções Josephson

A fim de explicar o assunto a ser abordado faremos uma analogia do fenômeno de tunelamento de uma partícula que atravessa uma barreira de potencial de um metal para o outro e de um metal para um supercondutor. O tunelamento de elétrons de um metal para outro, ocorre quando se separa os dois metais com uma barreira isolante, como por exemplo o óxido de alumínio, com apenas alguns nanômetros de espessura. Quando estes dois metais são condutores normais (e não supercondutores), a corrente de tunelamento irá obedecer à Lei de Ohm para uma baixa tensão aplicada (veja a figura 13a). Agora quando um dos metais é um condutor normal e o outro é um supercondutor, a corrente irá se anular (no Zero absoluto) a menos que a tensão aplicada, V , seja maior que uma tensão crítica:

$$V_C = E_g / 2e \quad (4.3)$$

onde E_g é a largura da banda proibida do supercondutor [11]. A figura 13b mostra o gráfico da corrente em função da tensão aplicada para a situação. Podemos observar que a corrente abruptamente aumenta quando V é suficiente para romper um par de Cooper (a associação dos pares de Cooper ocorre quando a temperatura é baixa provocando o acoplamento dos elétrons através da interação dos mesmos com a rede cristalina). Em temperaturas acima do zero absoluto, conseguimos observar uma pequena corrente mesmo para tensões menores que a tensão crítica, isto ocorre devido à agitação térmica que consegue

quebrar alguns pares de Cooper, criando elétrons desemparelhados. Assim podemos determinar com grande precisão a largura da banda proibida de um supercondutor tendo como medida a tensão crítica V_C .

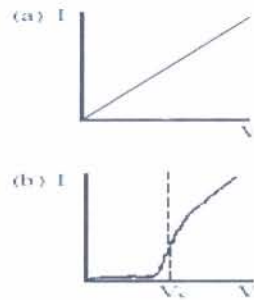


Figura13: (a) Quando os dois metais estão no estado normal, a corrente é proporcional à tensão, como prevê a lei de Ohm. (b) Quando um dos metais está no estado normal e o outro no supercondutor, a corrente é praticamente nula até que a tensão aplicada exceda a tensão crítica $V_C = E_g/2e$. [12]

Em 1962, quando Brian Josephson propôs que dois supercondutores formassem uma junção, hoje conhecida em todo o mundo como *junção Josephson*, pares de Cooper podem passar por tunelamento de um supercondutor para outro. Esta corrente, que é observada mesmo na ausência de uma tensão aplicada, é dada por:

$$I = I_{\max} \sin(\Phi_2 - \Phi_1) \quad (4.4)$$

Onde I_{\max} é a corrente máxima, que depende diretamente da espessura da barreira, Φ_1 é a fase da função de onda dos pares de Cooper em um dos supercondutores e Φ_2 é a fase da função de onda correspondente no outro supercondutor. (A fase de uma função de onda é o expoente $Et/\hbar = \omega t$ da parte temporal da função de onda.) Esta previsão foi confirmada experimentalmente por Josephson; o fenômeno é chamado de *efeito Josephson contínuo*.

Josephson também conseguiu prever que se fosse aplicada uma tensão contínua a uma junção Josephson, a junção seria atravessada por uma corrente alternada de frequência f dada por:

$$f = 2eV / h \quad (4.5)$$

onde: e é a carga elementar, V é a tensão aplicada e h é a constante de Planck.

Este fenômeno também foi observado experimentalmente por Josephson, e é conhecido em homenagem a ele como *efeito Josephson alternado*, permitindo assim determinar o valor da relação $2e/h$ com uma alta precisão. Como a frequência pode ser facilmente medida com uma certa precisão, o efeito Josephson alternado também é usado para estabelecer padrões de tensão chamados de *Padrão de Tensão Josephson* usados como referência por cientistas. O efeito inverso, que consiste na aplicação de uma tensão alternada a uma junção Josephson dá origem também a uma corrente contínua [10] ou [11].

Existe um terceiro efeito observado nas junções Josephson. Que consiste em dizer que quando um campo magnético constante é aplicado perpendicularmente a um anel supercondutor que contém duas junções Josephson, efeitos de interferência fazem com que a supercorrente total dependa da intensidade do campo magnético como mostrado na figura 14 . Este efeito, que permite medir pequenos campos magnéticos é usado em um dispositivo conhecido como SQUID (as iniciais de " Superconducting Quantum Interference Device ", ou seja, Dispositivo Supercondutor de Interferência Quântica), que é capaz de detectar campos magnéticos da ordem de 10^{-15} T, mais a frente iremos falar das aplicações dos " SQUIDS " na eletrônica. O leitor que tiver maior curiosidade neste assunto poderá consultar a referência [10] ou [11].

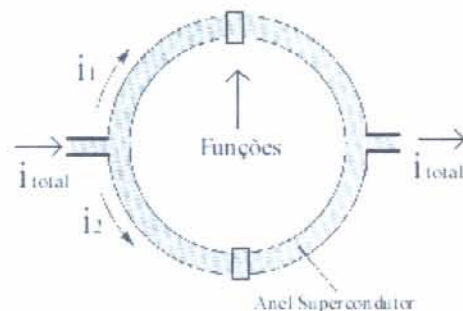


Figura 14: Anel supercondutor com duas junções de Josephson. Na ausência de campo magnético, as correntes I_1 e I_2 estão em fase. Basta um pequeno campo magnético para produzir uma diferença de fase significativa entre as duas correntes, o que reduz a corrente total. [12]

4.2.2 - Componentes para Microondas

O fator de conversão de 484 MHz / microvolt, característico das junções Josephson, constitui-se no princípio básico de funcionamento de detectores e geradores de microondas capazes de operar em largos intervalos de frequências.

Por outro lado, como resistência superficial de supercondutores submetidos a correntes alternadas de grande frequência é muito menor que nos melhores condutores normais, filmes finos supercondutores são usados em componentes passivos para microondas, tais como ressonadores, filtros, antenas, conformadores de pulso e outros. Progressos significativos têm sido obtidos na aplicação de supercondutores de alta temperatura crítica à concepção e fabricação destes dispositivos. Variados tipos de componentes passivos para microondas fabricados com filmes finos dos cupratos supercondutores podem ser adquiridos comercialmente [11].

4.2.3 - Osciladores

Um exemplo que vamos dar é de um circuito LC supercondutor oscilante que pode ser sintonizado pela técnica familiar da variação da capacitância C ou então se alterando o valor da indutância mútua entre as duas bobinas. Os indutores e os capacitores só podem ser utilizados para frequências que sejam menores do que as frequências das ondas de radar e das microondas para frequências mais elevadas é necessário utilizar as *cavidades ressonantes supercondutoras*, uma das aplicações das *cavidades ressonantes supercondutoras* consiste na aceleração de uma partícula carregada. A importância do uso das cavidades surge por causa da necessidade da estabilização de muitos circuitos oscilantes e outras aplicações eletrônicas.

Podemos lembrar ao leitor que os circuitos oscilantes LC com supercondutores, bem como as cavidades ressonantes supercondutoras apresentam um fator de qualidade muito elevado dado por $Q = 10^{11}$ (para uma microonda com 10 GHz) Portanto, a largura de linha é extremamente pequena acarretando uma grande estabilidade para as oscilações.

A mesma técnica pode ser empregada na faixa de radiofrequências. Contudo, para radiofrequência, em vez de usar uma cavidade ressonante, é necessário usar um circuito ressonante do tipo RLC com indutores e capacitores. Neste caso, o fator de qualidade é dado:

$$Q = \omega L / R \quad (4.6)$$

onde L é a auto-indutância da bobina e R é a resistência total do circuito. Por exemplo, para uma frequência de 30 MHz o fator de qualidade, utilizando-se uma *bobina supercondutora*, é dado por $Q = 2 \times 10^8$. Note que, mesmo no caso de um circuito

ressonante RLC, o uso de uma *bobina supercondutora* produz um fator de qualidade Q cerca de um milhão de vezes maior do que o fator de qualidade de um circuito RLC contendo uma bobina normal. Como observamos as *cavidades ressonantes* e as *bobinas supercondutoras* são bem mais vantajosas para utilizarmos [11].

4.2.4 - Amplificadores

A amplificação de sinais pode ser alcançada utilizando-se de algumas das propriedades dos supercondutores. Os principais modelos de amplificadores que utilizam supercondutores são aqueles que usam um SQUID como transformador de fluxo ou então empregam uma junção Josephson do tipo SNS ou do tipo SIS. Mas iremos descrever apenas os amplificadores que utilizam junções Josephson.

Os *amplificadores supercondutores* possuem duas importantes características únicas e que sobressaem para a aplicação na eletrônica: possuem um *ruído eletrônico* extremamente pequeno (principalmente na entrada) e uma resistência muito pequena. O acoplamento de impedâncias na entrada e na saída não apresenta dificuldades técnicas, porque é quase sempre possível obter este acoplamento utilizando bobinas supercondutoras ou até mesmo bobinas normais. Mas a maior importância que iremos dar aqui é para amplificadores que utilizam junções Josephson do tipo SNS ou junção Josephson metálica. Queremos argumentar a viabilidade do projeto de um amplificador paramétrico (também chamado de amplificador de potência) que utiliza uma resistência diferencial negativa da curva característica I-V de uma junção Josephson metálica. Um destes projetos foram propostos pelos professores Luiz e Nicolsky do IF-UFRJ que recomenda a utilização de uma junção Josephson metálica (SNS)

ao invés do uso de uma junção Josephson de tunelamento (S_1 I S_2). As diferenças entre as duas foram analisadas por eles e o leitor que tiver mais curiosidade sobre este assunto pode consultar as referências [6] e [11] onde os autores verificaram que o uso da junção Josephson metálica é mais vantajoso do que o uso de uma junção Josephson de tunelamento para as aplicações na eletrônica. O principal ganho utilizando esta junção Josephson metálica é que ela não irá produzir nenhuma variação da frequência na entrada e nem na saída. Além disto, a junção SNS possui uma capacitância muito menor do que a capacitância de uma junção SIS.

4.2.5 - Chaves Eletrônicas

O modelo mais simplificado de uma chave elétrica é a de um interruptor, que é um dispositivo mecânico que coloca em contato as duas extremidades de um fio que está interrompido. Este é um modelo de chave que possui apenas duas posições: quando está ligado não temos nenhuma resistência (resistência ZERO). Quando a chave está desligada a sua resistência é infinita.

Existem circuitos na eletrônica que necessitam ser ligados e desligados com uma grande rapidez. Neste circuito eletrônico não podemos utilizar chaves mecânicas. Além da chave mecânica existem os relés eletro-mecânicos que são constituídos por eletroímãs que são muito mais velozes que as chaves mecânicas. Mas, ainda assim, a velocidade de um eletroímã está aquém do desejado para os circuitos eletrônicos. Para conseguirmos abrir e fechar um circuito precisamos de uma velocidade muito maior, sendo assim, é necessário utilizar o que chamamos de válvulas eletrônicas ou uma chave eletrônica. Queremos mostrar aos leitores

alguns dos principais modelos de chaves eletrônicas e como é possível obter chaves eletrônicas extremamente velozes utilizando supercondutores [11].

Podemos fazer uma analogia da válvula eletrônica com a mecânica, que nada mais é que um dispositivo eletrônico que serve para abrir e fechar um determinado circuito. Antigamente nós tínhamos as válvulas eletrônicas que se tornaram obsoletas e assim foram substituídas pela junção p-n e os transistores. O que iremos tentar mostrar ao leitor, é que existe a possibilidade de desenvolvemos chaves eletrônicas supercondutoras, chaves estas que utilizam alguma propriedade física dos supercondutores. Como sugere o título deste trabalho estamos apenas interessados em estudar as chaves eletrônicas supercondutoras que se utilizam para o seu funcionamento de uma junção Josephson (do tipo SNS ou do tipo SIS).

Antes de começarmos a falar das chaves eletrônicas supercondutoras vamos apresentar algumas importantes definições. Falaremos agora das duas importantes diferenças existentes entre as chaves eletrônicas supercondutoras e das chaves mecânicas (e dos relés):

1ª - Que as chaves eletrônicas supercondutoras são controladas eletromagneticamente (ou eletronicamente) e não existe nenhum tipo de contato mecânico (no abrir ou fechar como acontece no caso de um relé ou de um interruptor).

2ª - Que as chaves eletrônicas supercondutoras no seu estado estável não possui necessariamente um estado com a sua resistência infinita (fechada) e resistência ZERO (aberta). Apenas existe a necessidade que haja uma pequena diferença entre o valor mais elevado e um outro valor mais baixo da grandeza pertinente (usualmente uma tensão elétrica ou uma corrente elétrica).

De uma maneira geral, a chave eletrônica supercondutora pode ser caracterizada por dois ou mais valores discretos X_1 e X_2 de uma certa grandeza eletromagnética X . Esta grandeza X pode ser campo magnético, uma tensão elétrica, uma corrente elétrica, etc.

As chaves eletrônicas supercondutoras possuem grande utilidade na eletrônica e em vários outros ramos que dependem da eletrônica, por exemplo, nas telecomunicações e nos computadores digitais. Mostraremos agora as aplicações das chaves eletrônicas supercondutoras nos computadores digitais.

Então sabemos que uma chave eletrônica é um dispositivo utilizado para controlar um sinal eletrônico (como, por exemplo, uma tensão elétrica, uma corrente elétrica, etc.). Estes sinais podem ser manipulados pelas chaves eletrônicas que são baseados em diversas propriedades dos supercondutores. Estas chaves eletrônicas supercondutoras serão agora apresentadas.

A chave Eletrônica supercondutora mais modesta é a chave conhecida como chave resistiva, que possui seu funcionamento do seguinte modo: uma corrente elétrica que pode ser desviada de um ramo para outro ramo de um circuito fazendo como que um condutor normal sofra uma transição de fase supercondutora (ou de maneira inversa também pode ser feito).

Ao invés de fazermos este tipo de chave utilizando um tipo de material supercondutor maciço, é mais proveitoso usar uma chave resistiva que se baseia nas propriedades de uma junção Josephson do tipo SIS ou do tipo SNS. Em qualquer dos tipos de junções Josephson existe sempre um estado supercondutor (abaixo de uma corrente crítica característica da junção Josephson considerada) e um estado não supercondutor (que fica acima do valor crítico da corrente).

Existem três parâmetros críticos que podemos mencionar para projetar uma chave eletrônica supercondutora e são eles: o que chamamos de temperatura crítica (T_c), o campo magnético crítico (H_c), e a densidade de corrente crítica (J_c). Não podemos esquecer de mencionar que estes três parâmetros são para um supercondutor maciço, o que não necessariamente ocorre numa junção Josephson, pois os valores de T_c , H_c e J_c podem ser diferentes dos respectivos valores em um supercondutor maciço [11].

As chaves eletrônicas supercondutoras que utilizam os valores que foram mencionados acima normalmente são projetadas para corrente contínua (DC). No caso de uma corrente alternada, é mais apropriado utilizar um campo magnético crítico H_c . Quando usamos um sinal AC (corrente alternada), devemos usar uma chave eletrônica que baseie-se na alteração do valor da auto-indutância de uma bobina de modo a produzir em outra bobina um campo magnético superior ao campo magnético crítico H_c . Este é um dos princípios básicos do funcionamento de um *CRIOTON*, temos outra chave que é controlada por meio de uma corrente elétrica que chamamos de *RIOTRON*, já a chave que utiliza a temperatura crítica T_c não é muito usada para controlar sinais eletrônicos esta é mais empregada para controlar o efeito Meissner e a modulação da quantização do fluxo em circuitos que utilizam um magnetômetro (SQUID). Observamos que as junções Josephson podem ser empregadas para a construção de vários tipos de chaves eletrônicas para uso imediato nos muitos circuitos que a Eletrônica precisa [11].

4.2.6 - Outras Aplicações de Pequenos Dispositivos

As propriedades notáveis das junções Josephson, operando como dispositivos individuais ou associados em redes série - paralelo, têm sido testadas em eletrônica digital. A grande vantagem do uso desta tecnologia em circuitos lógicos é a rapidez com que a junção passa de um estado sem dissipação para um estado resistivo. Já foram construídos microprocessadores simples baseados em junções Josephson capazes de atingir velocidades de chaveamento cerca de 100 vezes maiores que aquelas dos dispositivos semicondutores comparáveis.

Graças à supercondutividade, a dissipação de potência nos circuitos Josephson é cerca de 100 vezes menor do que nos chips semicondutores. No entanto, as dificuldades para a popularização da tecnologia Josephson ainda são consideráveis. Os problemas mais críticos são a necessidade de criogenia e a insuficiente reprodutibilidade e confiabilidade das junções, principalmente aquelas produzidas com supercondutores de alta temperatura crítica, que ainda não alcançaram um padrão que permita seu emprego em escala industrial.

Vários outros dispositivos supercondutores têm sido concebidos e testados nas mais diversas aplicações. Um exemplo interessante é o de um sensor ótico rápido. Este dispositivo, que se chama *bolômetro*, faz uso da rápida e forte variação resistiva observada na transição supercondutora. Assim, a potência transportadora num feixe de radiação eletromagnética produz elevação da temperatura do substrato no qual um filme fino supercondutor está depositado e pode ser detectada rapidamente através da transição resistiva. O método é extremamente sensível na detecção de radiação infravermelha. Obtêm-se sinais da ordem de 1 mV no elemento sensor para um potência de 1 microwatt de radiação incidente, com

baixíssimo ruído. Redes - pixel desenvolvidas com sensores bolométricos supercondutores têm sido empregadas para captação de imagens.

Existe grande interesse também no desenvolvimento de estruturas híbridas, em que conexões supercondutoras fazem a ligação entre elementos semicondutores constituintes de dispositivos para aplicação em opto - eletrônica, e na conversão analógica - digital.

5 – Sugestões de experiências sobre supercondutividade

5.1 – Introdução

Neste capítulo sugerimos alguns experimentos de supercondutividade. Apesar de encontrarmos algumas limitações técnicas com líquidos refrigerantes, é possível realizar alguns experimentos relativamente fáceis e que podem ser feitos em sala de aula, desde que se possua um supercondutor e um líquido refrigerante (geralmente o nitrogênio líquido). Os experimentos descritos a seguir objetivam facilitar o entendimento por partes dos alunos. As experiências sugeridas neste capítulo ilustram os três fenômenos físicos fundamentais associados com a supercondutividade: a exclusão do fluxo magnético, a resistência nula e o efeito Josephson. Na seção 5.2 são sugeridas experiências para ilustrar a exclusão do fluxo magnético, na seção 5.3 sugerimos experiências para verificar a resistência nula e na seção 5.4 sugerimos experimentos para a verificação do efeito Josephson. Os experimentos não foram realizados devido a dificuldade encontrada para se obter um supercondutor e tudo em vista de seu alto preço, não foi possível comprá-lo por causa das dificuldades associadas à importação.

5.2 - Levitação Magnética

5.2.1 – Levitação estável

Esta demonstração é muito famosa e visa exemplificar a **levitação magnética**, um fenômeno básico usado no trem MAGLEV. Além da aplicação no trem ela também pode ser usada em todas as aplicações tecnológicas que necessitam da eliminação de atrito entre o eixo

rotor e os apoios, tais como em geradores elétricos, motores elétricos e rotores de um modo geral [13].

Para esta demonstração precisaremos:

- de um supercondutor de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$;
- um reservatório, feito de um material isolante térmico, para conter o líquido refrigerante;
- nitrogênio líquido;
- uma pinça feita de material não magnético;
- uma garrafa térmica.

Para fazer essa demonstração é necessário apenas dispor de um supercondutor com temperatura crítica elevada (tal como um supercondutor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$), um ímã pequeno e uma garrafa térmica contendo nitrogênio líquido. Coloque o ímã sobre o supercondutor em um recipiente.

Enchendo devagar o recipiente com nitrogênio líquido, observamos que o ímã irá flutuar sobre o supercondutor como mostra a figura 15. Neste caso o ímã gera um campo magnético que, antes de derramar o nitrogênio líquido, penetra no material. O ímã é colocado sobre o supercondutor antes de passar para a fase supercondutora. Na presença do campo magnético a transição de fase é de primeira ordem. Isso irá acarretar o fenômeno da exclusão do fluxo magnético explicado na seção 3.2.

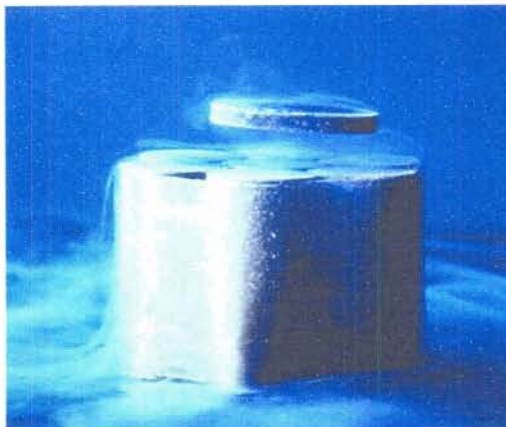


Figura 15: Levitação Magnética de ímã sobre um supercondutor do tipo $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$

Então no estado supercondutor, devido ao fenômeno da quantização do fluxo magnético que foi explicado na seção 3.1 surgem correntes na superfície do material. Estas correntes geram um campo magnético que se opõem ao campo magnético externo. Os dois campos, o do ímã e o do supercondutor, causam a repulsão. A levitação acontece porque a força magnética é maior do que a força peso, até que o ímã possa atingir um estado de equilíbrio, de acordo com o esquema da figura 16.

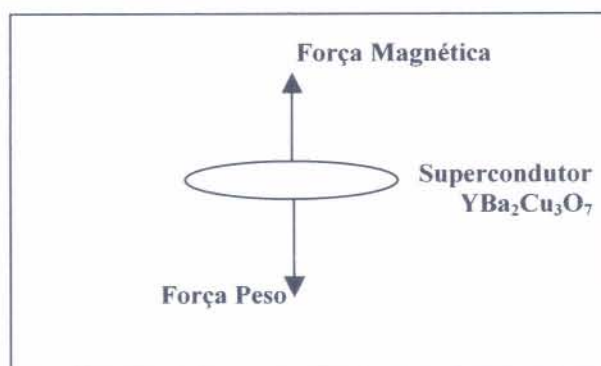


Figura 16: Representação das forças que atuam sobre o ímã

Neste ponto do experimento é importante ressaltar que o ímã deve ficar sobre o supercondutor na hora em que estivermos derramando o nitrogênio líquido no recipiente, e

não distante do supercondutor como mostraremos no próximo experimento. Neste caso o equilíbrio do ímã sobre o supercondutor é bastante estável.

Esperamos que a demonstração desta experiência sirva como uma divulgação científica, e os alunos sintam-se mais motivados e estimulados para o aprendizado da física. E possa perceber que a ciência, principalmente a Física não está finalizada e que ainda há muito a ser descoberto e que nem todas as linhas de pesquisas da Física não estão completas. E sim à procura de novas teorias que possam explicá-las.

5.2.2 - Levitação Magnética instável – Ímã longe do supercondutor

Basicamente esta demonstração é bem parecida com a anterior com exceção do campo magnético que agora não estará mais atuando sobre o supercondutor e sim distante do supercondutor, bem para este procedimento precisaremos:

- de um supercondutor de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$;
- um reservatório, feito de um material isolante térmico, para conter o líquido refrigerante;
- nitrogênio líquido;
- uma pinça feita de material não magnético;
- uma garrafa térmica.

Deixaremos o ímã distante do supercondutor, enchendo-se devagar o recipiente com nitrogênio líquido o material irá passar para a fase supercondutora sem a presença de um campo magnético, e, portanto, ocorrendo uma transição de fase de segunda ordem.

Então quando aproximarmos o ímã do supercondutor, pela Lei da Indução de Faraday que diz: *Quando existe uma variação do fluxo magnético gera uma corrente induzida*, logo

irá aparecer uma corrente induzida na superfície do supercondutor, corrente essa que pela Lei de Lenz que diz: *Que a corrente induzida em uma espira fechada condutora aparece em um sentido que se opõem à mudança que a produziu.* Assim, como podemos observar no experimento teremos uma variação do fluxo magnético que irá criar correntes persistentes que são induzidas na superfície da amostra supercondutora que vai se opor ao campo magnético que a criou repelindo o ímã. Assim a não ser que as dimensões do ímã seja muito menor do que a do supercondutor não conseguiremos obter o equilíbrio que é desejado no experimento, como foi feito na primeira demonstração. O supercondutor no seu estado Meissner pode, portanto prescindir de sistemas de estabilização para deslocamentos verticais como é mostrado na figura 16, constituindo um sistema autoestável nesta direção. Entretanto para deslocamentos horizontais como referido por alguns autores serão necessários sistemas artificiais para estabilização.

5.3 - Resistência Nula

5.3.1 – Uso de uma bobina supercondutora

Podemos partir agora para a sugestão de uma terceira demonstração bem viável para exemplificar a **resistência nula**, um fenômeno básico que caracteriza um material supercondutor. Para isso lançaremos mão de uma montagem simples que foi sugerida na Referência [14] e consiste basicamente em um circuito ligado em série, são necessários:

- uma bobina supercondutora;
- uma lâmpada de 1,14 W;

- uma pilha (bateria) de voltagem 1,5 V;
- tubo fino de 0.5 mm de comprimento e de 1/8 polegadas de diâmetro para sustentação;
- fios de cobre isolante Formvar;
- um reservatório, feito de um material isolante térmico, para conter o líquido refrigerante e a bobina supercondutora;
- hélio líquido;
- uma garrafa térmica;
- uma chave simples (interruptor simples).

Abaixo na figura 17, mostramos uma representação do circuito.

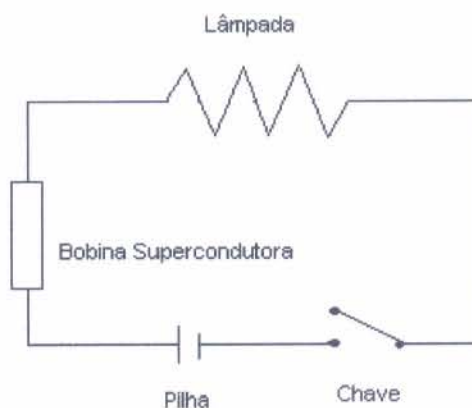


Figura 17: Representação do Circuito para uma bobina supercondutora

Um método adequado de visualizar o aumento da força da transmissão de energia e de medir a perda da resistência do fio é utilizar um circuito de uma lâmpada simples conforme mostrado na figura 17.

A construção e instalação do instrumento de demonstração sugerido na referência [14], necessitou de alguns componentes não muito fáceis de se obter em um laboratório de

pesquisa. Foram usados um tubo fino de 0.5m de comprimento e de 1/8 polegadas de diâmetro como haste de sustentação da bobina. Também foi utilizado um fio de cobre isolante Formvar com um circuito de filamento em niobium-titanium encaixado e enrolado dentro da bobina e vedado próximo à superfície inferior da haste de sustentação. Foram tomados os seguintes cuidados pela referência [14] para que a vedação não dificultasse o fluxo pronto do líquido criogênico em torno do fio. O circuito foi instalado de acordo com a figura 17. Usando um fio isolante de teflon de largura 24 mm.

As baixas temperaturas necessárias para ativar a supercondutividade são obtidas facilmente através do uso de líquidos criogênicos disponíveis. O nitrogênio é um líquido refrigerante barato (20 centavos de dólares por litro) que resfria a 77K. Já o hélio líquido atinge a ebulição a 4.2K. Pode-se obter os dois líquidos freqüentemente em laboratórios de pesquisa. Um recipiente de vidro prateado isolado de vácuo manterá o líquido criogênico durante o tempo da experiência. O pré-resfriamento do recipiente do hélio com o nitrogênio líquido reduz o desperdício do hélio durante a transferência. O recipiente do hélio deve ser frouxamente tampado para evitar o influxo de calor excessivo através da condensação de ar dentro do recipiente. Na temperatura ambiente, a bobina está na fase normal e possui resistência; neste caso a lâmpada não acende. Mergulhando-se a bobina em um recipiente contendo hélio líquido a bobina se torna supercondutora (com **resistência nula**) e a lâmpada acende. A experiência original sugerida na Referência [14] pode ser repetida de modo mais fácil, sem precisar usar o hélio líquido (que não está ao alcance de qualquer laboratório). Isso será descrito em nosso próximo experimento.

5.3.2 - Uso de um cilindro supercondutor maciço

Usando-se um cilindro maciço feito com um material supercondutor do tipo II $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ com temperatura crítica de 90K no lugar da bobina supercondutora mencionada na demonstração sugerida na seção anterior e na Referência [14], podemos substituir o hélio líquido pelo nitrogênio líquido (que está ao alcance de qualquer laboratório). A montagem pode ser observada na figura 18, que é semelhante à indicada na figura 17; a única diferença é que no lugar da bobina supercondutora, devemos usar um cilindro supercondutor de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$.

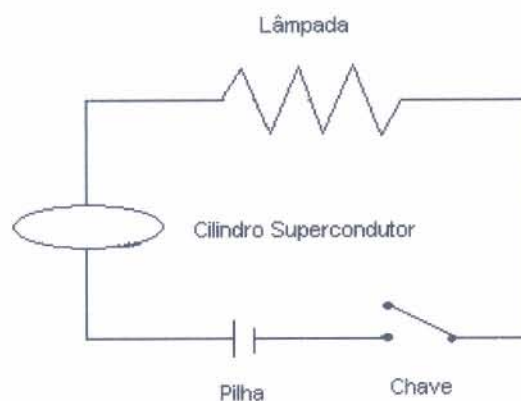


Figura 18: Representação do Circuito para um cilindro supercondutor

Para fazer este experimento precisamos dos seguintes materiais para a montagem do nosso circuito:

- um cilindro supercondutor;
- uma lâmpada de 1,14 W;
- uma pilha (bateria) de voltagem 1,5 V;
- fios de cobre para fazer as conexões;

- um reservatório, feito de um material isolante térmico, para conter o líquido refrigerante e a bobina supercondutora;
- nitrogênio líquido;
- uma garrafa térmica;
- solda prata;
- uma chave simples (interruptor simples).

Agora ao substituírmos a bobina por um cilindro maciço feito com um supercondutor com temperatura crítica elevada. Mergulhamos novamente o cilindro em um recipiente contendo nitrogênio líquido o cilindro se torna supercondutor (com **resistência nula**) e a lâmpada se acende. Esperamos que os alunos questionem o porquê da lâmpada não acender logo quando ligamos o circuito. E sim só após derramarmos o nitrogênio líquido no cilindro. Com estas questões poderemos explicar um das maiores propriedades de um supercondutor: a **resistência nula**.

5.4 - Efeito Josephson

Experiências sofisticadas envolvendo o efeito Josephson podem ser feitas com montagens sugeridas na referência [15]. Contudo, uma experiência simples para verificar o efeito Josephson DC pode ser feita com a montagem indicada na figura 19.

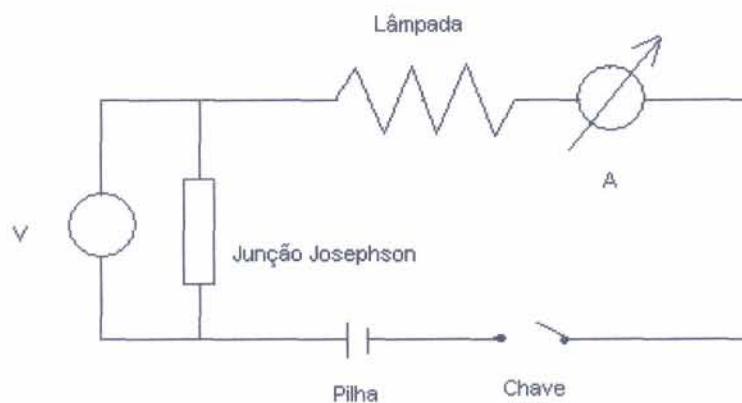


Figura 19: Circuito simples para verificar o efeito Josephson DC

Coloca-se um voltímetro V em paralelo com a junção Josephson. A junção Josephson é montada em série com um microamperímetro A e uma fonte de tensão (da ordem de μV). O voltímetro indicará o diferencial de potencial (d.d.p) igual a zero e o microamperímetro indicará uma corrente diferente de zero, verificando-se, portanto o efeito Josephson DC.

6 - Conclusões

O fenômeno da supercondutividade pode ser utilizado como uma ferramenta poderosa na prática pedagógica de um professor, sendo capaz de influenciar positivamente na formação intelectual do aluno, abrindo novas portas para os estudantes e mostrando que ainda há muito para se descobrir e se desenvolver no meio científico.

A supercondutividade (e suas aplicações) é um tópico de Física Moderna apropriado para ser lecionado no Ensino Médio. Diversos assuntos apresentados neste trabalho podem servir para complementar aulas de Eletricidade, de Magnetismo e de Física Moderna.

Como vimos, o fenômeno da supercondutividade só se manifesta quando a temperatura do sistema for menor do que a temperatura crítica do material supercondutor considerado. Isso exige o uso de um líquido refrigerante. No caso do material ser um metal (ou uma liga metálica) é necessário usar o hélio líquido. Contudo para um supercondutor com temperatura crítica elevada basta usar o nitrogênio líquido, que é relativamente barato está ao alcance de qualquer laboratório.

Devemos levar em consideração que a prática pedagógica de um professor que ensina ciência, ~~deverá~~ confirmar as expectativas de que ciência, tecnologia e educação devem sempre caminhar juntas.

Referências

- [1] MEC, **Parâmetros Curriculares Nacionais para o Ensino Médio**, 1999.
- [2] Fernanda Ostermann; Letície Mendonça Ferreira; Cláudio J. H. C.. **Tópicos de Física Contemporânea no Ensino Médio: um Texto para Professores sobre Supercondutividade**. Revista Brasileira de Ensino de Física, São Paulo, Vol 20, nº 3, p. 270 – 288, Setembro, 1998.
- [3] <http://www.If.ufrj.br> - 2005
- [4] Nobel, J. de; Lindenfeld, P. (Introdução): **The Discovery of Superconductivity**. Phisycs Today, setembro, p.40 – 42, 1996.
- [5] Onnes, H. K.: **Report on the Researches Made in Leiden Cryogenic Laboratory between the Second and the Third International Congress of Refregeration**. Selected Reprints publicadas por American Association of Physics Teachers. Reprinted from Commun. K. Onnes Lab. Univ. Leiden, Suppl. 34b, p.50 – 70, 1913.
- [6] Luiz, Adir M. **Aplicações da Supercondutividade**. Editora Edgard Blücher, São Paulo, SP, 1992.
- [7] Branício, Paulo S. **Introdução à supercondutividade, Suas Aplicações e a Mini-Revolução Provocada Pela Redescoberta do MgB_2 : Uma Abordagem Didática**. Revista Brasileira de Ensino de Física, São Paulo, Vol. 23, Nº 4, p. 381 - 390, Dezembro, 2001.
- [8] <http://br.geocities.com/saladefisica>
- [9] Iwasa, Y.: **High speed magnetically levitated and propelled mass ground transportation**. “Superconducting Machines and Devices: Large Systems Applicatoins”. Editores: B. B. Schuwartz e S. Foner. Cap. 6, p. 347, Plenum Press, N. Y., 1974.
- [10] Luiz, Adir M.; Machado, Wilma S. S. **A Supercondutividade e Sua Aplicações: Um Tema para Aulas de Física Moderna no Ensino Médio**. In: Simpósio Nacional de Ensino de Física, 16, 2005, Rio de Janeiro. Atas ... Rio de Janeiro

- [11] Da Costa, Cristiano M.; Machado, Wilma S. S.; Luiz A. M. **Supercondutividade: Aplicações das Junções Josephson na Eletrônica**. In: Encontro Nacional de Pesquisa em Ensino de Física, 9, 2004, Jaboticatubas, MG.
Atas <http://www.sbf1.sbfisica.org.br/eventos/epf/ix/atas/posteres/po41-26.pdf>
Sociedade Brasileira de Física ISBN 85-89064-03-4, 2005.
- [12] Tipler, Paul A. e Llewellyn Ralph A. **Física Moderna**. LTC Editora. Terceira Edição. Rio de Janeiro, 1999.
- [13] Pereira, Agnaldo Souza, **Aplicação do Método dos Elementos Finitos ao Estudo da Resposta Magnética de Supercondutores de Alta T_c : Levitação Magnética e Caracterização Não - Destrutiva**. 2004. 98. Tese (Doutorado) - Instituto de Física, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2004.
- [14] Smith, A. D; Tinkham, M . **Superconductivity Demonstration**. American Association of Physics Teachers, Vol. 48, Nº 11, p. 940 - 941, November, 1980.
- [15] Richards, P. L; Shapiro, Sidney; Grimes, C. C. **Student Laboratory Demonstration of Quantization and the Josephson Effect in Superconductors**. American Journal of Physics, Vol. 36, Nº 8, p. 690 – 697, August 1968.