

Meu orientador, o Prof. Juan Carlos Paredes Campoy concorda com os termos aqui estabelecidos para o projeto e declara que poderá dispor de todos os elementos necessários a menos de exceções indicadas embaixo.

Exceções: Não há"

Sigilo: NÃO SOLICITA

Universidade Estadual de Campinas

Instituto de Física “Gleb Wataghin”

F 609 – Tópicos de Ensino da Física I

**Levitação de um eixo-rotor magnético sobre um supercondutor
cerâmico de alta temperatura crítica**

**Aluno: Fábio Ardito
RA: 023725**

Orientador: Dr. Juan Carlos Paredes Campoy

Março de 2007

INTRODUÇÃO

No início do século XX, para ser exato no ano de 1908, Onnes no laboratório de Leiden desenvolvia um método para a liquefação de Hélio. Esse logro científico permitiria realizar

experimentos e medidas de grandezas físicas a temperaturas próximas do zero absoluto. Uma das propriedades de grande interesse na época era determinar se a resistência elétrica de um metal puro era zero na temperatura do zero absoluto. Cabe mencionar que a resistência elétrica, em metais não magnéticos, a altas temperaturas seguia uma dependência linear com T , a qual é associado à interação elétron-fônon. Se esse comportamento era válido para $T = 0$ a resistência deveria ser zero nesse valor.

Um dos materiais de maior pureza na época era o mercúrio e foi esse o escolhido por Kammerlingh Onnes para o estudo das propriedades elétricas, a baixas temperaturas, em metais altamente puros. Durante os experimentos observou-se que a resistência elétrica caía para zero em torno dos 4,15 K e foi desta maneira que a Supercondutividade era descoberta em 1911¹. A figura 1 mostra o resultado de Kammerlingh Onnes no Hg de alta pureza.

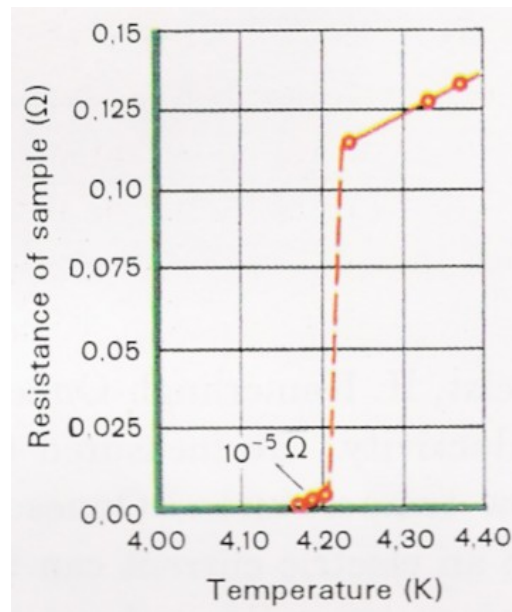


Figura 1.- Resistência elétrica em função da temperatura no mercúrio de alta pureza.

Inicialmente, esse resultado levou a pensar que o mercúrio se comportava como um condutor perfeito, mas o estado supercondutor ainda estava para ser caracterizado.

As aplicações das equações de Maxwell a um condutor perfeito levaram à conclusão de que a variação com respeito do tempo da indução magnética ao interior deveria ser zero. Portanto, dependendo de como a amostra era esfriada até a temperatura de transição, T_c , na presença ou falta de um campo magnético aplicado, H , o fluxo magnético deveria desviar-

se ou excluir-se. No ano de 1933 Meissner e Oschenfeld encontraram experimentalmente que esta afirmação era falsa e que independentemente de como a amostra era esfriada, imersa num campo magnético ou fora dele, a indução magnética num supercondutor sempre era zero. Este fenômeno chama-se de exclusão de fluxo magnético ou efeito Meissner-Oschenfeld ², comportamento não esperado para um condutor perfeito.

Desta maneira a supercondutividade manifestava suas duas características fundamentais: (a) ausência de resistência elétrica ou resistividade nula abaixo de uma temperatura crítica e (b) exclusão do campo magnético aplicado (Efeito Meissner – Oschenfeld) abaixo de uma temperatura crítica a qual depende do campo magnético aplicado, propriedade que diferenciava um supercondutor de um condutor perfeito.

Para tentar explicar este efeito, vários modelos foram desenvolvidos para tentar descrevê-lo teoricamente. Em 1934 foi proposta uma explicação fenomenológica da transição de segunda ordem considerando um modelo de dois fluidos, mas o modelo proposto pelos irmãos F. e H. London ^{3,4}, o qual aumentava em duas equações complementares as equações de Maxwell deram conta do efeito Meissner-Oschenfeld.

Se delimitamos a região em que o material é supercondutor em função do campo magnético e da temperatura, o diagrama de fases de um supercondutor pode ser descrito por

$$H_c(T) = H_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right],$$

a qual descreve uma parábola entre os eixos H e T , onde $H_c(T)$

é o campo crítico superior em função da temperatura e T_c é a temperatura crítica a campo zero. Isto implica que para uma temperatura abaixo de T_c , um campo magnético aplicado menor a $H_c(T)$ não consegue penetrar ao interior do supercondutor provocando um desvio das linhas de campo magnético.

De um modo geral, os supercondutores dividem-se em dois tipos ⁵: tipo I $\left(\kappa < \frac{1}{\sqrt{2}} \right)$ e tipo II $\left(\kappa > \frac{1}{\sqrt{2}} \right)$, onde $\kappa = \frac{\lambda}{\xi}$ é o parâmetro de Ginsburg-Landau, λ o comprimento de

penetração do campo magnético num supercondutor e ξ é o comprimento de coerência dos super-elétrons. A origem desta divisão em dois tipos de supercondutores tem por base a

energia de superfície por unidade de área, $\sigma_{NS} = \left(\frac{H_c^2}{8\pi} \right) (\xi - \lambda)$, associada a interface entre a

fase supercondutora (S) e a fase normal (N). Quando $\lambda < \xi$, a energia de superfície σ_{NS} é positiva (tipo I) e quando $\lambda > \xi$, a energia de superfície é negativa. Em outras palavras, quando se ultrapassa o campo crítico H_{c1} de um supercondutor do tipo I o campo magnético penetra na forma de lamelas e o efeito Meissner-Oschenfeld desaparece e no caso de um supercondutor do tipo II, como é o caso do $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, o campo penetra na forma de vórtices de fluxo de campo magnético quantizado ($\phi_0 = 2,07 \cdot 10^{-7} \text{ Gcm}^2$). Desta maneira, os supercondutores apresentam uma região de coexistência da supercondutividade e dos vórtices denominada estado misto, a qual existe para valores de campo compreendidos entre $H_{c1} < H \leq H_{c2}$, onde H_{c2} é o campo crítico superior. Para campos aplicados maiores que H_{c2} a supercondutividade desaparece dando lugar a denominada fase normal.

A levitação magnética em supercondutores baseia-se no efeito Meissner-Oschenfeld o qual existe para campos menores que H_{c1} , por exemplo para campos magnéticos encontrados em ímãs permanentes. Experimentos de levitação magnética, utilizando supercondutores de baixo T_c , foram realizados com sucesso em sistemas criogênicos a base de He líquido. Em 1986, a descoberta de supercondutores de alta temperatura crítica (HTS – High Temperature Superconductors) ^{6,7,8} e especificamente com transição supercondutora acima da temperatura do nitrogênio líquido ($T \sim 77 \text{ K}$) ^{9,10,11,12,13,14} permitiu que experimentos de levitação magnética fossem levados a cabo de uma maneira mais simples, inclusive, experimentos demonstrativos escolares.

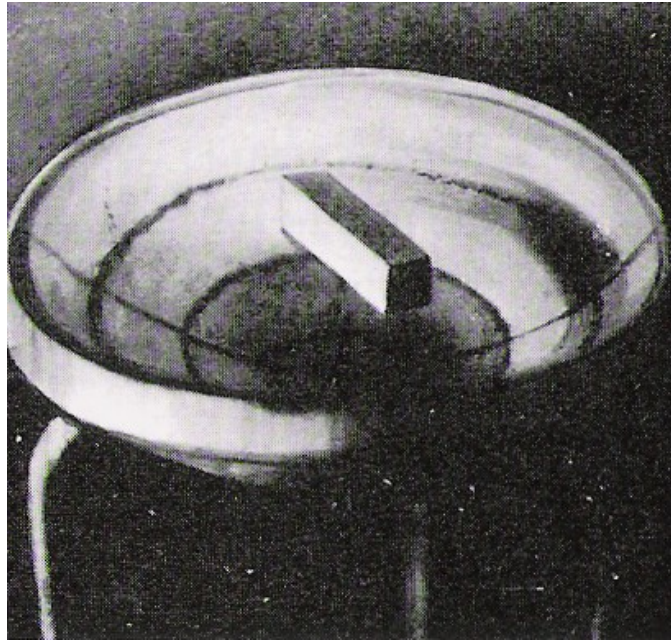


Figura 2.- Experimento de levitação magnética realizado por V. K. Arkayev (1945).

A figura 2, mostra um ímã sendo levitado sobre um supercondutor de Nióbio resfriado a 4,2 K. Uma que vez o ímã é levitado, com um arranjo de bobinas pode ser induzida a rotação sobre seu próprio eixo como ocorre por exemplo ao interior das bombas turbomoleculares.

PROPOSTA DE TRABALHO:

Durante este semestre nos propomos a realizar a montagem de um experimento híbrido, pois será realizado um experimento de levitação magnética utilizando um supercondutor de alta temperatura crítica e uma vez levitado o ímã será rotado por indução magnética.

Para isto, propomos a utilização de um supercondutor cerâmico de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ¹⁰, o qual apresenta uma transição supercondutora em aproximadamente 100 K, bem acima da temperatura do nitrogênio líquido. A pastilha será fabricada pelo método de reação sólida e caracterizada por raios-X pelo aluno Jonathan Venturim Zuccon.

O experimento de levitação será montado de forma similar ao mostrado na figura 2. Estes resultados serão interpretados em base à teoria de F. e H. London. Uma vez que o ímã é levitado, pretendemos posicionar 3 bobinas no plano azimutal a uma distância de arco de

120° uma da outra de tal maneira que possa ser induzida a rotação do eixo magnético (ímã permanente). O sentido de rotação poderá ser mudado com a inversão do sentido da corrente elétrica nas bobinas. Os resultados serão interpretados em base as linhas de campo magnético presentes e as equações de Maxwell.

REFERÊNCIAS

- ¹ H. Kamerlingh Onnes, Leiden Comm 120 b, 122 b, 124 c (1911).
- ² W. Meissner and R. Oschenfeld, Naturwissenschaften **21**, 787 (1933).
- ³ F. London and H. London, Proc. Roy. Soc. **A149**, 71 (1935).
- ⁴ A. C. Rose-Innes and E. H. Rhoderick, in *International Series in Solid State Physics - Introduction to Superconductivity*, **Second Edition**, edited by R. Smoluchowski and N. Kurti (Pergamon Press plc, Oxford, 1978), Vol. **6**, Chap. 3, p.33-39.
- ⁵ A. A. Abrikosov, Sov. Phys. - JEPT **5**, 1174 (1957).
- ⁶ J. G. Bednorz and K. A. Müller, Z. Phys. B **64**, 189 (1986).
- ⁷ R. J. Cava, A. Santoro, D. W. Johnson Jr., and W. W. Rhodes, Phys. Rev. B **35**, 6716 (1987).
- ⁸ J. M. Tarascon, L. H. Greene, W. R. McKinnon, G. W. Hull, and T. H. Geballe, Science **235**, 1373 (1987).
- ⁹ Z. Zhao, L. Chen, Q. Yang, Y. Huang, G. Chen, R. Tang, G. Liu, C. Cui, L. Chen, L. Wang, S. Guo, S. Li, and J. Bi, in *Cooper oxide superconductors*, edited by C. P. Poole (Wiley, New York, 1987), Vol. **1**, p.274.
- ¹⁰ C. W. Chu, J. Bechtold, L. Gao, P. H. Hor, Z. J. Huang, R. L. Meng, Y. Y. Sun, Y. Q. Wang, and Y. Y. Xue, Phys. Rev. Lett. **60**, 941 (1988).
- ¹¹ H. Maeda, Y. Tanaka, M. Fukutomi, and T. Asano, Jpn. J. Appl. Phys. **27**, 209 (1988).
- ¹² C. Michel, M. Hervieu, M. M. Borel, A. Grandin, F. Deslandes, J. Provost, and B. Raveau, Z. Phys. B. Cond. Matt. **68**, 421 (1987).
- ¹³ R. M. Hazen, L. W. Finger, R. J. Angel, C. T. Prewitt, N. L. Ross, C. G. Hadidiacos, P. J. Heaney, D. R. Veblen, Z. Z. Sheng, A. El Ali, and A. M. Hermann, Phys. Rev. Lett. **60**, 1657 (1988).
- ¹⁴ Z. Z. Sheng and A. M. Hermann, Nature **332**, 55 (1988).