INTRODUÇÃO AOS MODELOS E MÉTODOS PARA A DESCRIÇÃO DA SUPERCONDUTIVIDADE[1]

Eloir Antunes de Oliveira Junior[2], Ben Hur Bernhard[3]

[1] Vinculado ao projeto "Descrição teórica de materiais magnéticos"
[2] Acadêmico do Curso de Licenciatura em Física – CCT – Bolsista PROBIC
[3] Orientador, Departamento de Física – CCT – benhur.bernhard@udesc.br

O fenômeno da supercondutividade foi inicialmente observado no mercúrio (Hg) em 1911 por Heike Kamerlingh Onnes e, desde então, foram descobertos muitos outros materiais com esta propriedade. Era esperado que a condutividade de um metal comum decaísse com a temperatura até a um valor de saturação, porém os materiais supercondutores possuem resistividade zero a partir de uma determinada temperatura crítica T_c.

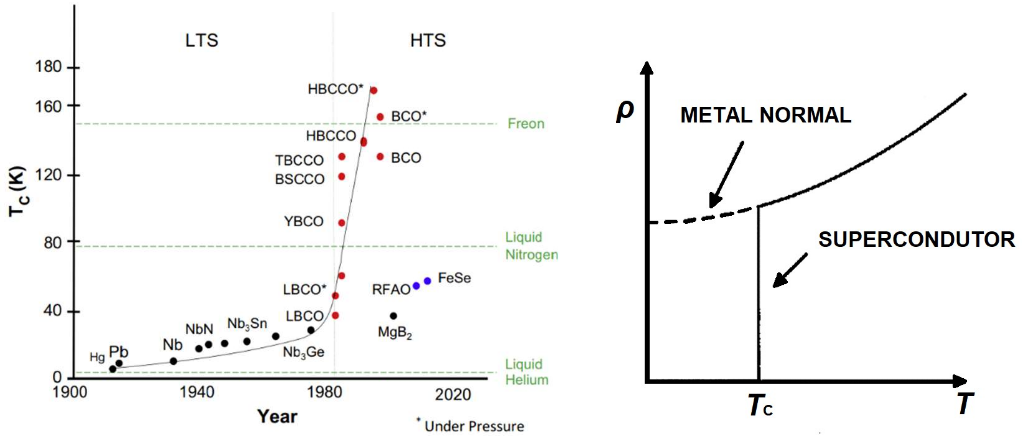

Figura 1: Supercondutores ao decorrer do tempo e comportamento dos supercondutores a baixas temperaturas

Várias tentativas de descrever a supercondutividade foram feitas desde a sua descoberta, porém apenas em 1957 uma teoria microscópica satisfatória foi proposta por John Bardeen, Leon Cooper e John R. Schrieffer, a chamada Teoria BCS, que lhes rendeu o prêmio Nobel de 1972. A supercondutividade é descrita microscopicamente a partir do hamiltoniano BCS:

$$H_{BCS} = \sum_{\mathbf{k}\sigma} \epsilon_{\mathbf{k}} c^{\dagger}_{\mathbf{k}\sigma} c_{\mathbf{k}\sigma} - |g_{eff}|^2 \sum_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} c^{\dagger}_{\mathbf{k}\uparrow} c^{\dagger}_{-\mathbf{k}\downarrow} c_{-\mathbf{k}'\downarrow} c_{\mathbf{k}'\uparrow}$$

Esse hamiltoniano pode ser escrito a partir de uma aproximação de campo médio e escrito matricialmente na forma:

$$H_{BCS} = \sum_{\mathbf{k}} \begin{pmatrix} c^{\dagger}_{\mathbf{k}\uparrow} & c_{-\mathbf{k}\downarrow} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \epsilon_{\mathbf{k}} - \mu & -\Delta \\ -\Delta & -(\epsilon_{\mathbf{k}} - \mu) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{\mathbf{k}\uparrow} \\ c^{\dagger}_{-\mathbf{k}\downarrow} \end{pmatrix}$$

Que pode ser diagonalizado a partir da introdução de operadores de uma base que diagonaliza matriz central resultando em:

Apoio: **CNPq** e **fapesc**

$$H_{BCS} = \sum_{\mathbf{k}} E_{\mathbf{k}}(b^{\dagger}_{\mathbf{k}\uparrow} b_{\mathbf{k}\uparrow} + b^{\dagger}_{-\mathbf{k}\downarrow} b_{-\mathbf{k}\downarrow})$$

A teoria BCS ainda prevê o gap supercondutor a partir da equação:

$$1 = \lambda \int_{0}^{\hbar\omega_D} \frac{1}{(\epsilon^2 + |\Delta|^2)^{\frac{1}{2}}} d\epsilon$$

Cuja solução é:

$$|\Delta| = 2\hbar\omega_D e^{-\frac{1}{\lambda}}$$

O processo de diagonalização do hamiltoniano BCS é semelhante ao processo de diagonalização do hamiltoniano de duas bandas hibridizadas c-f, este segundo feito a partir da transformada de Fourier dos operadores:

$$H_{fc} = E_f \sum_{i\sigma} f^{\dagger}_{i\sigma} f_{j\sigma} - \sum_{i\sigma} t_{ij} c^{\dagger}_{i\sigma} c_{j\sigma} - V \sum_{i\sigma} (c^{\dagger}_{i\sigma} f_{i\sigma} + f^{\dagger}_{i\sigma} c_{i\sigma})$$

Em sua forma matricial, temos:

$$H_{fc} = \sum_{\mathbf{k}\sigma} \begin{pmatrix} c^{\dagger}_{\mathbf{k}\sigma} & f^{\dagger}_{\mathbf{k}\sigma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon_c(\mathbf{k}) & -V \\ -V & E_f \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{\mathbf{k}\sigma} \\ f_{\mathbf{k}\sigma} \end{pmatrix}$$

Que diagonalizado assume a forma:

$$H_{fc} = \sum_{\mathbf{k}\sigma} E_{+}(\mathbf{k}) a^{\dagger}_{\mathbf{k}\sigma} a_{\mathbf{k}\sigma} + \sum_{\mathbf{k}\sigma} E_{-}(\mathbf{k}) \bar{a}^{\dagger}_{\mathbf{k}\sigma} \bar{a}_{\mathbf{k}\sigma}$$

Sendo que:

$$E_{\pm}(\mathbf{k}) = \frac{1}{2}[E_f + \varepsilon_c(\mathbf{k})] \pm \sqrt{[E_f - \varepsilon_c(\mathbf{k})]^2 + 4V^2}$$

Onde $\varepsilon_c(\boldsymbol{k})$é a relação de dispersão da banda de condução. A partir da relação de dispersão é possível calcular numericamente a densidade de estados do modelo c-f a partir da equação:

$$\rho(\omega) = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} \delta(\omega - E_{\mathbf{k}})$$

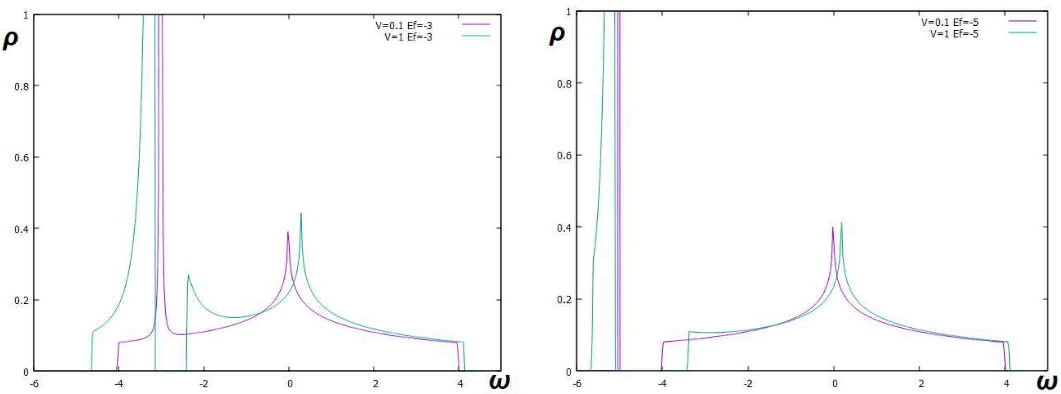

Figura 2: Densidade de estados para o modelo c-f para diferentes valores para os parâmetros E_f e V.