



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE FEIRA DE SANTANA

Autorizada pelo Decreto Federal nº 77.496 de 27/04/76
Recredenciamento pelo Decreto nº 17.228 de 25/11/2016



PRÓ-REITORIA DE PESQUISA E PÓS-GRADUAÇÃO
COORDENAÇÃO DE INICIAÇÃO CIENTÍFICA

XXIV SEMINÁRIO DE INICIAÇÃO CIENTÍFICA DA UEFS SEMANA NACIONAL DE CIÊNCIA E TECNOLOGIA - 2020

A Resposta de um Supercondutor a um Campo Magnético Fraco pela Teoria BCS

Edine Silva dos Santos¹; Franz A. Farias²

1. Bolsista PEVIC, Bacharelado em Física, Universidade Estadual de Feira de Santana,
edinesilva@live.com
2. Orientador, DFIS, Universidade Estadual de Feira de Santana,
franz.farias@uefs.br

PALAVRAS-CHAVE: Supercondutividade; pares de Cooper; Teoria BCS.

INTRODUÇÃO

Desde o seu descobrimento em 1911 por Kamerling-Onnes (Nobel, 1996) diversos físicos trabalharam na tentativa de criar uma teoria que desse conta do fenômeno, muitos sem sucesso, outras com contribuições importantes como o trabalho dos irmãos Fritz e Heinz London em 1934, que chegou a um poderoso resultado, o chamado comprimento de penetração de London, λ , que mede a penetração do campo magnético na superfície do material, além de dar conta do efeito Meissner, do comportamento diamagnético e da resistividade nula.

Outra teoria notável é a de Ginzburg- Landau em 1950 que traz, dentre outras coisas, o parâmetro ordem para transição de fase. Importante salientar que essas duas são teorias fenomenológicas. A resposta sobre a natureza dos elétrons supercondutores, ou seja, sobre o mecanismo microscópico da supercondutividade, teria que aguardar até 1957, com o surgimento da primeira teoria quântica bem-sucedida a fornecer uma explicação para o fenômeno da supercondutividade: a teoria BCS, de J. Bardeen, L. Cooper e R. Schrieffer, com os pares de Cooper.

Este trabalho pretende mostrar que a Teoria BCS traz as equações de London a partir de primeiros princípios para isso é importante entender as propriedades elétricas e magnéticas dos materiais, isso foi feito a partir do modelo de um condutor perfeito e de um supercondutor, observando onde tomam lugar suas diferenças.

MATERIAL E MÉTODOS OU METODOLOGIA

Para obter a descrição da eletrodinâmica dos supercondutores a partir da teoria BCS, foram necessários estudos das propriedades do supercondutor e o entendimento dos pares de Cooper passo inicial para o desenvolvimento do hamiltoniano BCS.

Durante toda a vigência da iniciação científica foram apresentados seminários regulares abertos ao público junto ao grupo Física no Campus com a colaboração de colegas e professores, a fim de expor os progressos e esclarecer algumas dúvidas que pudessem surgir no decorrer do trabalho.

RESULTADOS E/OU DISCUSSÃO

Para o caso de um condutor perfeito, ou seja, um condutor que não apresente resistividade, pela Lei de Lenz:

$$-\frac{d\phi_B}{dt} = Ri_{\text{int}} = 0,$$

logo

$$\frac{d\phi_B}{dt} = \int \frac{\partial}{\partial t} (\vec{B} \cdot \hat{n}) dA = 0,$$

portanto

$$\frac{\partial B}{\partial t} = 0.$$

Vemos que para o condutor perfeito o campo magnético em seu interior não varia no tempo.

Durante 22 anos após o descobrimento da supercondutividade acreditava-se que o material em fase supercondutora comportava-se como um condutor perfeito, descrito acima, entretanto em 1933 Meisner e Ochsenfeld observaram que o campo magnético no interior do supercondutor é sempre nulo, independente das condições iniciais, esse fenômeno ficou conhecido como efeito Meisner e deixou claro que a supercondutividade é um diamagnético extremo e não pode ser explicado simplesmente como um condutor perfeito.

Os irmãos Fritz e Heinz London construíram em 1935 uma descrição satisfatória para as propriedades eletromagnéticas do supercondutor, a partir de uma abordagem fenomenológica, (London, 1935), a partir do conjunto de duas equações conhecidas como equações de London.

$$\frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = \frac{ne^{*2}}{m^*} \vec{E}$$

e

$$\vec{\nabla} \times \vec{J} = \frac{1}{\lambda_L} \vec{B},$$

onde λ_L é conhecido como o coeficiente de penetração do campo magnético no interior do supercondutor.

$$\lambda_L = \left(\frac{m}{ne^{*2}\mu_0} \right)^{1/2}$$

Em 1956 Cooper mostrou que no estado fundamental o superelétrons (responsáveis pela supercondutividade) interagem de forma atrativa, formando o que ficou conhecido como Pares de Cooper. A equação de Schrodinger para um par de Cooper (Poole, 2014):

$$\left(-\frac{\hbar}{2m}(\nabla_1^2 + \nabla_2^2) + V(r_1 - r_2) \right) \Psi(r_1, r_2) = (E + 2E_f) \Psi(r_1, r_2).$$

Escrevendo em termos do centro de massa e da coordenada relativa:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{4m} \nabla_R^2 - \frac{\hbar^2}{m} \nabla_r^2 \right] \Psi(R, r) + V(r) \Psi(R, r) = (E + 2E_f) \Psi(R, r).$$

Pelo método de separação de variáveis a função de onda acima pode ser escrita como $\Psi(R, r) = \xi(R) \psi(r)$, deste modo:

$$-\frac{\hbar^2}{4m} \nabla_R^2 \xi(R) = \tilde{E} \xi(R),$$

a solução da equação diferencial acima é a equação periódica dada por:

$$\xi(R) = A e^{ik \cdot R}$$

com $\tilde{E} = -\frac{k^2 \hbar^2}{4m}$.

Segue que a equação diferencial para $\psi(r)$:

$$\frac{\hbar^2}{m} \nabla_r^2 \psi(r) + V(r) \psi(r) = \beta \psi(r)$$

onde o coeficiente

$$\beta = E + 2E_f - \frac{k^2 \hbar^2}{4m}.$$

Não é possível resolver a equação diferencial acima, uma vez não conhecemos o potencial $V(r)$, contudo, reescrevendo a equação no espaço do momento, a equação diferencial é reduzida a uma equação algébrica.

Pela transformada de Fourier:

$$\psi(r) = \frac{1}{V^{1/2}} \int \psi(k') e^{ikr} d^3 k',$$

$$\nabla_r^2 \psi(r) = \frac{-k'^2}{V^{1/2}} \int \psi(k') e^{ikr} d^3 k'$$

e

$$V(r) \psi(r) = \frac{1}{V^{1/2}} \iint V(k'-p) \psi(k') e^{ikr} d^3 k' d^3 p.$$

Substituindo na equação de Schrödinger e simplificando-a:

$$-\frac{\hbar^2 k^2}{m} \psi(k') + \int V(k'-p) \psi(k') d^3 p = \beta \psi(k').$$

Para o potencial dos pares de Cooper:

$$V(k', p) = -V_0 \longrightarrow 0 \leq E_p - E_f \leq \hbar\omega_d$$

$$V(k', p) = 0 \text{ fora}$$

Com essas condições é possível, portanto, determinar $\psi(k')$ e a partir daí encontrar o auto valores de energia.

CONSIDERAÇÕES FINAIS (ou Conclusão)

Apesar desses objetivos não terem sido alcançados, até o momento, obtivemos avanços importantes como o entendimento das propriedades eletrodinâmicas dos supercondutores e na formação dos Pares de Cooper.

REFERÊNCIAS

- LONDON, F., LONDON, H. The Electromagnetic Equation of the superconductor. Proceedings of the Royal Society A 149, (866)71 (1935).
- COSTA, M.B.S., PAVÃO, A.C. supercondutividade: um século de desafios e superação. Revista Brasileira de Ensino de Física 34, (2) 2602 (2012).
- GINSBERG, D. M, The theory of superconductivity. Journal of Superconductivity 04, (1991).
- ASHCROFT, N. W., MERMIN, N. D. Solid States Physics. Cengage Learning, (1976)
- POOLE, C. P., PROZOROV, R., FARACH, H. A. Superconductivity, Elsevier (2014)
- ROSE-INNES, A. C., Rhoderick, E. H. Introduction to Superconductivity, Pergamon (1978)
- MOURACHKINE, A. Room-Temperature Superconductors, Introduction to fundamentals and applications, Cambridge (2004)
- REITZ, J. R., MILFORD, F. J., CHRISTY, R. W. Fundamentos da Teoria Eletrodinâmica, Editora Campus (1982)
- NOBEL, J. Discovery of Superconductivity, Physics today. 49, (1996).
- PIPPARD, A. B. An experimental and theoretical study of the relation between magnetic field and current in a superconductor. Proc. Roy. Soc. Lond. A 216, 547 (1953).