

# Efeitos Quânticos Macroscópicos: Dispositivos Supercondutores e Condensados de Bose-Einstein



André Cidrim Santos<sup>1</sup>, Amir O. Caldeira<sup>1</sup>  
<sup>1</sup>Depto. da Matéria Condensada (DFMC), Instituto de Física Gleb Wataghin (IFGW); UNICAMP, Campinas, SP



**Palavras-Chave:** efeitos quânticos macroscópicos; supercondutividade; superfluidez; condensação de Bose-Einstein.

## Resumo

Fazemos aqui uma abordagem fenomenológica da supercondutividade e condensação de Bose-Einstein (do inglês, BEC). Baseando-nos nos trabalhos seminais de London, Landau e outros, montamos uma base teórica para termos noções qualitativas sobre o funcionamento de dispositivos supercondutores e entendermos a dinâmica de um BEC aprisionado em potenciais deformáveis.

## A Supercondutividade e o SQUID

**As equações de London:** Uma teoria para supercondutividade deve descrever tanto a resistência nula do material quanto o diamagnetismo perfeito. Para descreverem a nova fase, os irmãos London propuseram uma modificação nas equações da eletrodinâmica num meio material. As equações são dadas por:

$$\mathbf{E} = \frac{\partial}{\partial t}(\Lambda \mathbf{J}_s)$$

$$\mathbf{B} = -c\nabla \times (\Lambda \mathbf{J}_s)$$

Explicam as correntes persistentes e o efeito Meissner (expulsão do campo magnético externo da região supercondutora).

**A Função De Onda Macroscópica:** Utilizando-nos de argumentos não muito elaborados matematicamente, podemos descrever o estado físico do sistema supercondutor através de:

$$\psi(\mathbf{r}) = \sqrt{n(\mathbf{r})}e^{i\theta(\mathbf{r})}$$

**O Efeito Josephson e o SQUID:** Quando colocamos uma barreira suficientemente fina de um material isolante (óxidos, por exemplo) entre duas regiões supercondutoras podemos verificar efeitos que se dão por causa do “overlap” significativo das funções de onda supercondutoras de cada lado da barreira. Basicamente, a barreira agiria como um *supercondutor fraco* deixando uma pequena corrente (DC) supercondutora fluir no material.

$$i\hbar \frac{\partial \psi_1}{\partial t} = E_1 \psi_1 + K \psi_2$$

$$i\hbar \frac{\partial \psi_2}{\partial t} = E_2 \psi_2 + K \psi_1.$$

A explicação para esses efeitos é bem compreendida se tratarmos o problema utilizando-nos do nosso conceito de fase da função de onda macroscópica. Essa é a base para construirmos o que chamamos de

**SQUID (Superconductor Quantum Interfering Device):** um anel supercondutor fechado por uma junção Josephson de contato fraco (SQUID). Se o submetemos a um campo externo perpendicular ao seu plano verificamos a dinâmica do fluxo magnético no anel e sua quantização.

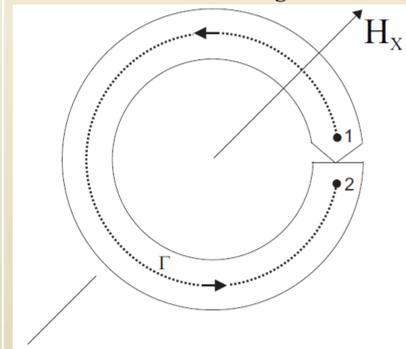


Fig. 1: Representação do SQUID.

**Quantização do fluxo magnético :**

$$\oint (c\Lambda \mathbf{J} + \mathbf{A}) \cdot d\mathbf{r} = \frac{2\pi n\hbar c}{e_s} \equiv n\phi_0$$

## O condensado de Bose-Einstein

A condensação de Bose-Einstein é o fenômeno que ocorre num sistema bosônico em que um número macroscopicamente grande de partículas popula o estado fundamental de única partícula. Satisfazendo a devida distribuição de B-E (T=0):

$$\langle n_0(T) \rangle = \frac{1}{\exp[\beta(\epsilon_0 - \mu)] - 1} \cong N$$

O mesmo conceito de função de onda macroscópica pode ser usado para descrever um sistema com BEC. Ao tentar associar a dinâmica de um SQUID com um BEC é mostrado que em vez de uma dinâmica de fluxo magnético tem-se a dinâmica do momento angular, fundamentada no efeito Josephson verificado no BEC.

$$\oint \mathbf{v}_s \cdot d\mathbf{l} = \frac{\hbar}{m} \Delta\phi = n \frac{h}{m}$$

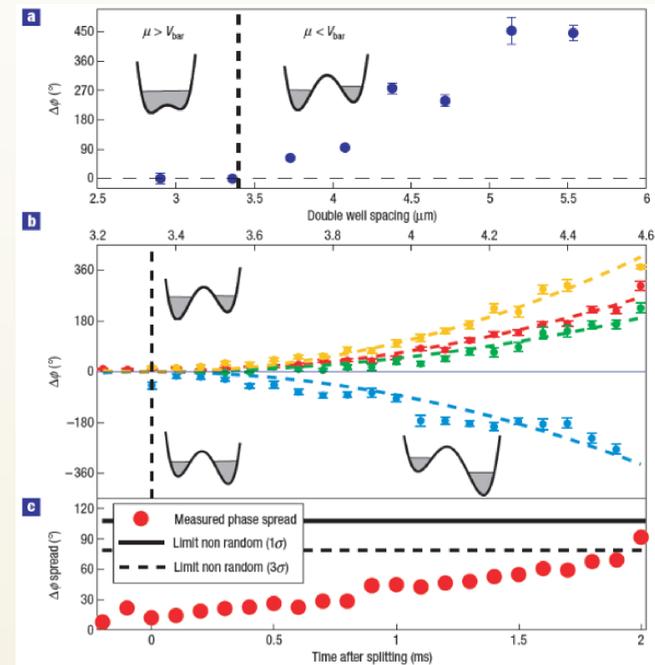


Fig. 2: Experimento que evidencia a existência de uma fase da função de onda macroscópica num BEC através de interferência. Retirado de [3].

O Hamiltoniano segundo-quantizado do efeito Josephson é dado por:

$$\hat{H} = \frac{1}{8}K(a_1^\dagger a_1 - a_2^\dagger a_2)^2 - \frac{\Delta\mu}{2}(a_1^\dagger a_1 - a_2^\dagger a_2) - \frac{\epsilon_J}{2}(a_1^\dagger a_2 + a_2^\dagger a_1)$$

É interessante estudarmos a competição entre os termos desse Hamiltoniano. Caracterizamos três principais regimes.

1. Rabi:  $K/\epsilon_J \ll N^{-2}$
2. Josephson:  $N^{-2} \ll K/\epsilon_J \ll 1$
3. Fock:  $1 \ll K/\epsilon_J$ .

Esses contêm dinâmicas das mais variadas, sendo interessante que podem se comportar analogamente a um pêndulo simples ou de comprimento variado, numa descrição quasi-clássica (nos regimes de Rabi e Josephson), até a um pêndulo quântico (no caso do regime de Fock).

## Conclusão:

Os resultados teóricos a que chegamos mostram que a discussão fenomenológica dos superfenômenos dá-nos uma boa noção qualitativa dos sistemas em que estão envolvidos. Vimos que a dinâmica de fluxo magnético do SQUID pôde ser explorada, utilizando-nos do conceito da função de onda macroscópica e sua fase associada. Essa abordagem nos mostrou que um **qubit** de fluxo pode ser um candidato a dispositivo que participará da implementação da promissora computação quântica. A dificuldade prática, obviamente, vem da dissipação quântica presente nesses sistemas de baixa dimensionalidade, um assunto que nesse caso particular apresenta fundamental importância.

Outra alternativa que propomos e em que pretendemos nos focar em futuros estudos foi a analogia da quantização de fluxo magnético num SQUID e o momento angular num BEC. Seria interessante tentarmos entender as condições para que consigamos ver tunelamento coerente ou mesmo a dinâmica de um potencial biestável em um sistema de armadilha de átomos ultrafrios.

## Referências:

- [1] A. O. Caldeira. Macroscopic Quantum Phenomena and Quantum Dissipation. Notas de aula do IFGW, 2010.
- [2] A. J. Leggett. Quantum Liquids. Rev. Mod. Phys., 71:318, 1999.
- [3] T. Schumm, S. Hofferberth, L.-M. Andersson, S. Wildermuth, S. Groth, I. Bar-Joseph, J. Schmiednayer e P. Krüger. Nature Physics, 1:57, 2005.

## Agradecimentos

À CNPq, pelo apoio financeiro.

## Contato:

cidrim@ifi.unicamp.br