

A Condensação de Bose-Einstein

Vanderlei Salvador Bagnato

Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo

Caixa Postal 369, São Carlos, SP 13560-970, Brazil

Trabalho recebido em 10 de fevereiro de 1996

Apresentamos aspectos fundamentais da Condensação de Bose-Einstein, incluindo as realizações experimentais mais recentes que abriram novas perspectivas para exploração de sistemas quânticos macroscópicos.

Abstract

We present fundamental aspects of Bose-Einstein Condensation together with the mostly recent experimental demonstration of this effect which have open new and exciting frontiers for investigations.

I. Introdução

Sempre foi grande o interesse da Física em poder explicar o mundo macroscópico a partir do entendimento de seus constituintes microscópicos. Assim, um dos grandes sucessos da ciência foi o estabelecimento da atomística. Partindo a hipótese que tudo é constituído de entidades de tamanho extremamente pequenas, chamadas de *átomos*, fomos capazes de explicar várias das propriedades do mundo macroscópico. Historicamente, a explicação das propriedades de um gás como pressão e temperatura, bem como sua interconexão com volume foi o primeiro grande sucesso em termos de conectar o mundo microscópico com o macroscópico.

Muitos outros exemplos nesta conexão micro-macromundo foram os responsáveis pela origem da ciência moderna, ricamente exemplificada pela matéria condensada, biologia molecular, etc.

No seu íntimo micro-mundo, a matéria tem um comportamento distinto daquele que nosso cotidiano nos permite inferir. Quando descemos à dimensões tão pequenas quanto o tamanho do átomo, a matéria tem o chamado comportamento quântico, onde ondas são as entidades que melhor descrevem a matéria ao invés de corpúsculos massivos. As leis gerais são portanto diferentes das leis tradicionais da mecânica e encaixam-se dentro de outro escopo, o da mecânica quântica. Normalmente é difícil observar no mundo macroscópico

do dia-a-dia as evidências quânticas do íntimo de toda matéria. Há, porém, algumas situações onde isto pode ocorrer.

Quando um gás é resfriado à temperaturas muito baixas, é possível atingir um regime onde seu comportamento deixa de ser clássico e a visão tradicional que temos de um gás como sendo constituído de partículas animadas de um movimento desordenado não mais se sustenta. Se as partículas do gás forem do tipo bosons (há também as chamadas fermions e o que distingue uma da outra é somente seu spin) o estado que atingimos no regime de ultra-baixa temperatura é denominado de Condensado de Bose-Einstein.

A formação desta nova fase é denominada de Condensação de Bose-Einstein (CBE) devido ao fato que foi inicialmente prevista por A. Einstein em 1925 usando para isto as bases teóricas contidas no trabalho do cientista Nath Bose.

A ocorrência da CBE é uma manifestação macroscópica da chamada natureza quântica da matéria. Outras manifestações desta natureza são a supercondutividade e a super-fluidêz do hélio ^4He liquefeito, sendo que esta última até hoje não encontrou uma explicação teórica convincente e completa, apesar de serem inúmeras as evidências de que ela esteja associada com a CBE.

Para entendermos as bases da CBE é preciso primeiro saber que pela mecânica quântica os consti-

tuintes de um gás confinado não apresentam um espectro de energia contínuo, mas sim somente valores discretos são possíveis. As partículas que constituem este sistema apresentam-se estatisticamente distribuídas por estes estados de energia, e todas as propriedades do sistema advém da contribuição estatística destas várias partículas contidas nos vários estados de energia. Nenhum dos estados apresenta-se ocupado com um número macroscópico de partículas, de modo que nenhum dos estados contribui diferentemente para as propriedades termodinâmicas do sistema, além daquela que advém de seu peso estatístico. Como observado por Einstein, um gás constituído por bósons poderia em ultra-baixas temperaturas apresentar uma população macroscópica no seu estado de mais baixa energia (número este da ordem do número total de partículas do sistema). Neste ponto, as partículas neste específico estado contribuiriam para as propriedades do gás de uma forma diferente das demais, com um “peso” maior. Esta mudança de comportamento com relação às propriedades termodinâmicas (como pressão, viscosidade, condutividade térmica, etc) caracteriza a chamada transição de fase. Neste contexto, a CBE leva o sistema para uma nova “fase” com propriedades bastante peculiares.

A idéia da CBE tem sido explorada por décadas a nível teórico e muitos problemas e principalmente as consequências de sua ocorrência já foram apresentadas em diversos contextos^[1]. Do ponto de vista experimental podemos dizer que este é um dos últimos problemas da Física Básica ainda que quase inexplorado. Até recentemente o único sistema físico que reunia condições para atingir o regime de CBE era o hélio-4 liquefeito, e de fato já é provado e aceito que a transição para um estado super-fluido é uma manifestação que acompanha a CBE^[2]. Porém, como sistema físico para testar modelos básicos e interpretar algumas de suas propriedades, ⁴He líquido deixa muito a desejar por não se tratar de um gás (é um líquido) e por apresentar uma forte integração entre seus constituintes, o que torna seu estudo teórico um problema de muitos corpos muito difícil de ser resolvido pelas técnicas atuais. Até nossos dias, as propriedades associadas com a fase super-fluida do ⁴He ainda não conseguiu suporte teórico de uma forma completa sendo por muitos considerado ainda um problema em aberto dentro da Física.

A possível realização experimental da CBE num “gás” é extremamente atraente pois cria um sistema livre das complicações apresentadas pelo hélio-4. Procurando a realização experimental da CBE num sistema gasoso, vários cientistas passaram a investir no desenvolvimento de técnicas que permitam o resfriamento de um gás confinado a temperaturas que chegam a ser da ordem de 10^{-9} K. A técnica que mostrou-se mais promissora é aquela que utiliza lasers como meio de resfriamento de átomos^[3]. Com esta técnica pode-se produzir uma amostra gasosa à temperatura de alguns micro-Kelvins que serve como ponto inicial para a obtenção de um gás nas condições onde CBE é esperado que ocorra.

Durante o ano de 1995, três grupos de pesquisa utilizando técnicas que conjugam resfriamento com lasers, aprisionamento magnético de átomos e resfriamento evaporativo, conseguiram reunir as condições necessárias para observação da CBE em gases^[4,5,6]. O tipo de átomo utilizado foi vapor de metal alcalino. Num primeiro experimento^[4] átomos de Rb a uma densidade de 10^{12} átomo/cm³ foram resfriados a cerca de 100 nK mostrando neste regime uma variação de comportamento com respeito a sua distribuição espacial, os quais asseguram que o sistema sofreu CBE. Num segundo experimento^[5], átomos de Li sofreram quase que o mesmo tratamento para atingirem a CBE. Finalmente um terceiro experimento [6], desta vez realizado com Na, demonstrou a ocorrência da CBE com alguns fatos novos. Cada um dos experimentos utilizou maneiras próprias de lidar com os vários problemas que surgiram no desenrolar do experimento. Estes experimentos devem ser vistos como passos iniciais de um novo tipo de Física experimental que agora poderá ser realizada e que de maneira alguma esgotam este importante tópico da Física, de fato, parece que os trabalhos só estão começando.

Neste artigo, procuramos fornecer, de forma simplificada, as bases teóricas da CBE e apresentar de maneira didática os experimentos recentemente realizados neste tema.

II. Aspectos básicos da CBE para um gás ideal confinado

Imaginemos um conjunto de partículas (bósons)

confinadas dentro de uma caixa de paredes rígidas. Considerando estas partículas como entidades quânticas dentro do potencial constituído pelas paredes da caixa, temos que a uma determinada temperatura T o número de partículas que em média ocupam um dos estados de energia ϵ da caixa é dada por

$$n_\epsilon = \frac{g}{e^{\frac{(\epsilon - \mu)}{KT}} - 1} \quad (1)$$

onde g é a degenerescência do estado aqui considerado como unitário, μ é o potencial químico do sistema. Este é um importante parâmetro termodinâmico que em geral depende do número de partículas e da temperatura e que quando se apresenta como mesmo valor em todos os pontos do sistema, este é dito estar em equilíbrio termodinâmico.

Sendo N o número total de partículas contidas no sistema, podemos escrever

$$N = \sum_\epsilon n_\epsilon \quad (2)$$

Esta soma está na verdade relacionando todos os parâmetros envolvidos no problema, ou seja, μ , N e T . O potencial químico μ para um sistema de bósons é sempre negativo ou nulo, de modo a assegurar um número de ocupação (dado pela equação 1) sempre positivo para qualquer estado de energia.

$$C(T) = \frac{1}{KT} \int_0^\infty \epsilon \rho(\epsilon) (n_\epsilon)^2 \left[\mu'(T) + \frac{\epsilon - \mu}{T} \right] \exp\left(\frac{\epsilon - \mu}{KT}\right) d\epsilon \quad (5)$$

onde $\mu'(T) = \partial\mu/\partial T$. Normalmente a capacidade térmica é uma importante propriedades termodinâmica do sistema e pode vir a caracterizar aspectos marcantes que ocorrem quando por ventura o sistema sofrer uma transição de fase.

A integral representada na equação (3) tem uma característica importante. À medida que a temperatura diminui μ cresce (lembre-se que $\mu \leq 0$) atingindo para uma determinada temperatura finita um valor máximo $\mu = 0$. Este ponto é denominado de temperatura crítica (T_c) pois para qualquer diminuição extra de temperatura a população do estado fundamental (N_0) começa a crescer a valores macroscópicos. A ocupação macroscópica de um dos estados energéticos do sistema

Para realizarmos a soma indicada na eq. (2) é conveniente transformá-la numa integral através da introdução da densidade de estados. Desta forma, iniciando a contagem do valor de energia a partir do estado fundamental, temos que

$$N = N_0 + \int_0^\infty n_\epsilon \rho(\epsilon) d\epsilon \quad (3)$$

onde $\rho(\epsilon)$ representa a densidade de estados do sistema que representa o número de estados com energia entre ϵ e $\epsilon + d\epsilon$ e que anula-se para o estado de mais baixa energia. Esta característica da densidade de estados faz com que as partículas ocupando o estado de mais baixa energia não estejam sendo contadas na integral, sendo, portanto, necessário manter explicitamente a ocupação do estado de mais baixa energia (N_0).

Semelhantemente à expressão (3), a equação para a energia total do sistema quando a uma temperatura T , é dado por

$$E(T) = \int_0^\infty \epsilon n_\epsilon \rho(\epsilon) d\epsilon \quad (4)$$

A equação (4) contém uma importante informação com respeito à capacidade térmica do sistema. Definindo $C(T) = \frac{\partial E}{\partial T}$, podemos mostrar a partir de (4) que usando a forma explícita para n_ϵ da eq. (1), temos

implica que aquele determinado estado passa a contribuir para as propriedades termodinâmicas do sistema de maneira diferenciada, pois agora seu peso estatístico é muito maior. Isto faz com que naquele ponto preciso ($T = T_c$) o sistema mude o comportamento de algumas de suas propriedades termodinâmicas, caracterizando a mudança de fase ou a Condensação de Bose-Einstein.

A determinação desta temperatura crítica é feita normalmente da equação (3) tomando-se $\mu = 0$ e $N_0 = 0$.

O acompanhamento da capacidade térmica como função da temperatura exige o conhecimento explícito de $\mu(T)$. Este por sua vez pode ser determinado através

da equação (3) que pode ser re-escrita utilizando-se o fato que

$$\frac{1}{e^{\frac{\epsilon-\mu}{KT}} - 1} = \sum_{j=1}^{\infty} e^{-\frac{(\epsilon-\mu)}{KT}j}$$

chegando a uma série expressa de forma:

$$N = N_0 + \sum_{j=1}^{\infty} \left(\int_0^{\infty} e^{-j\epsilon/KT} \rho(\epsilon) d\epsilon \right) e^{j\mu/KT} \quad (6)$$

Esta série pode ser invertida fornecendo-se $\mu(T)$.

Para o caso da partícula na caixa, com o qual iniciamos a discussão desta seção, temos que a densidade de estado $\rho(\epsilon)\alpha\sqrt{\epsilon}$ e pode-se, utilizando a eq. (3), determinar a temperatura crítica que neste caso é dada por

$$\left(\frac{N}{V}\right) = \frac{2.612}{\Lambda^3(T)} \quad (7)$$

onde $\Lambda(T) = h/\sqrt{2\pi MKT}$ é o chamado comprimento de onda térmico de de Broglie e V o volume do sistema. Equação (7) mostra que a CBE ocorre quando a distância média entre as partículas é da ordem do comprimento de onda térmico de de Broglie. Quanto maior é a densidade, maior é a temperatura onde a condição “crítica” expressa pela equação (7) é atingida.

Uma vez conhecida a temperatura crítica podemos voltar à equação (3) e para $T \leq T_c$ determinar a fração de partículas no estado fundamental (N_0/N) como função da temperatura. Para o caso das partículas na caixa,

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^{3/2} \quad (8)$$

como mostrado na Fig. 1. Este tipo de curva, característica de uma transição de fase, é uma “assinatura” marcante da ocorrência da CBE.

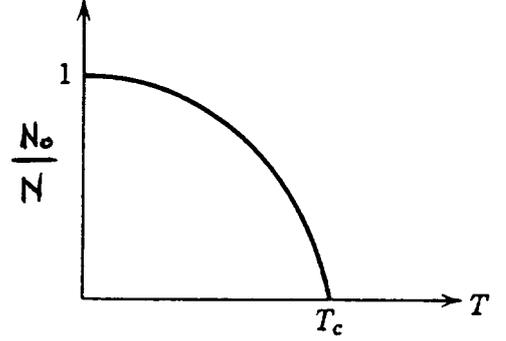


Figura 1. Fração da população ocupando o estado fundamental como função da temperatura do sistema. No ponto $T = T_c$ a mudança de comportamento é marcante.

Para a partícula na caixa podemos também calcular a capacidade térmica do sistema obtendo o gráfico mostrado na Fig. 2. Note que a capacidade térmica neste caso é a volume constante e pela teoria aproximada que realizamos a capacidade térmica não apresenta descontinuidade. Em sistemas reais, o exemplo mais marcante e convincente da CBE é a transição que ocorre em Hélio-4 de fluido normal para superfluido, conhecida como transição - λ e ocorre a 2.17 K.

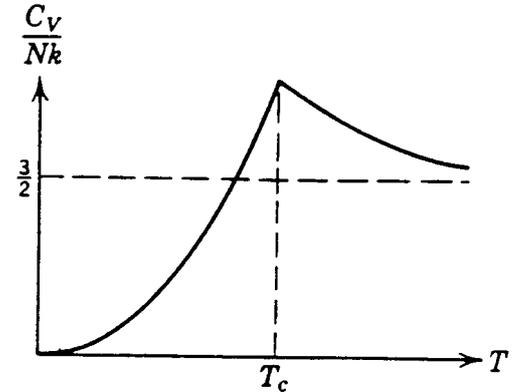


Figura 2. Capacidade térmica para um gás contido numa caixa de paredes rígidas. O pico na capacidade térmica ocorre na temperatura crítica.

Desde a descoberta da superfluidiz^[7] este efeito tem sido associado com CBE. Considerando He-4 como gás ideal, estima-se que a temperatura crítica está ao redor de 3.15 K, surpreendentemente próxima do valor 2.17 K da transição - λ . As medidas mais convincentes de que a superfluidiz está relacionada com a CBE foram realizadas por Sears e colaboradores em 1982^[8]. Neste experimento usou-se a técnica de espalhamento de neutrons para determinar a fração de partículas com momentum nulo e a curva obtida como função da temperatura está reproduzida na Fig. 3. É surpreendente a

semelhança de comportamento com o esperado na CBE descrita. No entanto, como concordância com previsões teóricas, Hélio-4 está longe de concordar com modelos existentes. Trata-se de um problema de muitos corpos de elevada complexidade, difícil de ser executado com as ferramentas atualmente disponíveis.

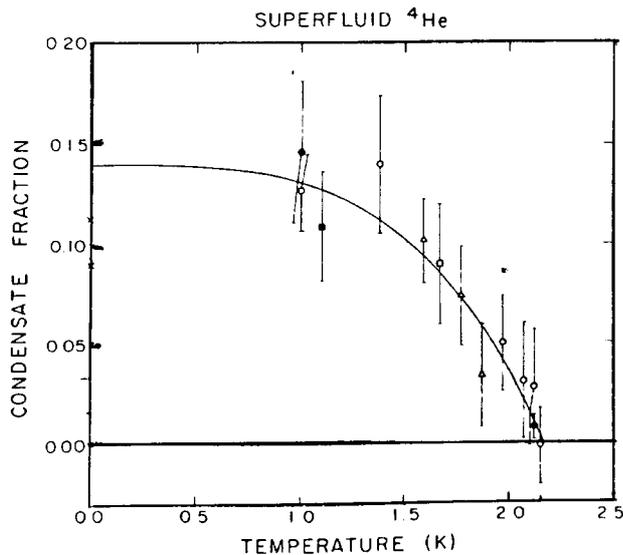


Figura 3. Fração de átomos He-4 condensados como função da temperatura. A curva é característica da CBE como indicado na figura 1.

A situação do He-4 fica ainda mais difícil ao examinarmos o comportamento da capacidade térmica ao redor do ponto $-\lambda$. A observação experimental mostra a existência de uma descontinuidade logarítmica até o momento não explicada teoricamente.

Apesar de He-4 ser um exemplo convincente da ocorrência da CBE, fica claro que o entendimento desta manifestação quântica macroscópica está longe de estar perfeitamente entendida. Sistemas com graus inferiores de complexidade seriam desejáveis. É exatamente com esta motivação que passou-se a procurar sistemas alternativos para a investigação da CBE.

III. As técnicas modernas de confinamento e resfriamento atômico e novos sistemas para CBE

Como dissemos, até recentemente He-4 superfluido era exemplo único da ocorrência da CBE. Na década de 80, o sucesso da produção e estabilização de hidrogênio atômico criou novas perspectivas para estudos de gases quânticos. Quando hidrogênio é produzido (a partir da descarga de rádio-frequência no gás molecular H_2), na

presença de um forte campo magnético, o estado de spin eletrônico é orientado pelo campo produzindo o chamado sistema spin-polarizado. Nesta situação dois átomos que se aproximam não produzem a combinação formando molécula. O gás de hidrogênio polarizado permanece na forma gasosa mesmo no zero absoluto. Isto facilita atingir temperaturas baixas sem a mudança de fase física gás-líquido (ou sólido) presentes em quase todos os sistemas físicos conhecidos, criando possibilidades para atingir, na forma gasosa, o regime de temperatura desejado para ocorrência da CBE.

Experimentos preliminares com $H\uparrow$ (notação para hidrogênio spin-polarizado)^[9], contidos num recipiente refrigerado, mostraram que a superfície do recipiente constituía-se numa fonte indesejável de recombinação do $H\uparrow$: colisões com paredes sólidas podem promover o chamado “spin-flip” proporcionando a recombinação numa colisão subsequente, formando H_2 e destruindo a amostra atômica.

Para eliminar os efeitos de superfície no gás de hidrogênio atômico, desenvolveu-se uma armadilha magnética para hidrogênio polarizado onde os átomos são confinados por campos magnéticos estáveis (vale dizer que a idéia de confinamento magnético de átomos foi primeiramente demonstrada usando-se átomos alcalinos de sódio^[10]), não apresentando contato físico com as paredes. Para entendermos o princípio do aprisionamento magnético, vamos considerar os estados eletrônicos de um átomo de hidrogênio na presença de campo magnético estático (Fig. 4). A combinação do spin eletrônico com o spin nuclear gera dois possíveis estados para o estado fundamental $1S_{1/2}$ do átomo de hidrogênio: $F = 1$ ou $F = 0$, onde F representa o spin total combinado. Esta distribuição de níveis constitui a chamada estrutura hiperfina do hidrogênio. Na presença de um campo magnético estes níveis abrem-se em sub-níveis de acordo com a projeção do spin total na direção do campo. Como função do campo magnético aplicado, há um grupo de estados com energia crescente com o campo magnético e um outro com energia decrescente com o campo magnético. Átomos nos estados cuja energia cresce com o campo magnético podem ser naturalmente aprisionados num mínimo de campo. O princípio de minimização de energia estará sempre fazendo com que haja uma força puxando átomo para a direção do mínimo, transformando este mínimo num

ponto de equilíbrio estável. É desta forma que átomos nestes estados ficam aprisionados no mínimo do campo magnético. Átomos nos estados cuja energia decrescem com o campo seriam aprisionados em máxima de campo magnético. No entanto, as equações de Maxwell permitem produzir mínimo de campo e não máximo num espaço livre de corrente, de modo que os estados cuja energia aumenta com o campo são os aprisionáveis.

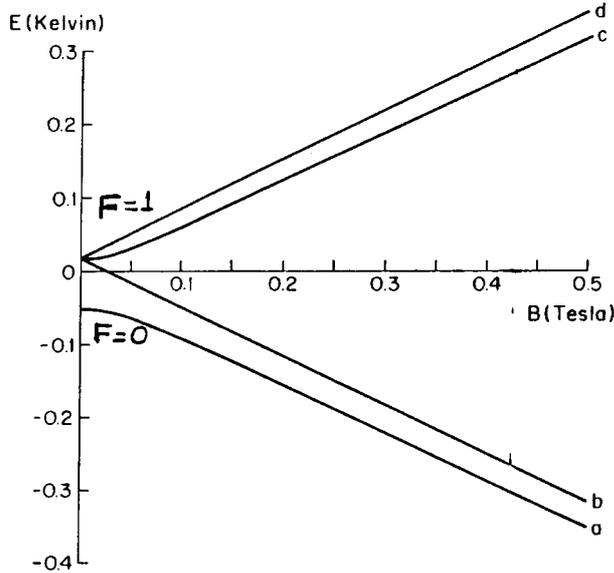


Figura 4. Estados hiperfinos do átomo de hidrogênio na presença de campo magnético.

A primeira demonstração de aprisionamento atômico em campos magnéticos foi feita utilizando-se átomos de sódio^[11] (que é um átomo essencialmente hidrogenóide), onde o mínimo de campo era produzido através de duas bobinas alinhadas carregando correntes opostas (Fig. 5). O campo é zero no centro geométrico do sistema e cresce linearmente em todas as direções, fazendo com que este ponto seja um mínimo absoluto aprisionando átomos. Estas armadilhas magnéticas são bastante rasas, podendo aprisionar somente átomos com baixas velocidades sendo portanto essencial a existência de um método de resfriamento atômico acoplado ao aprisionamento.

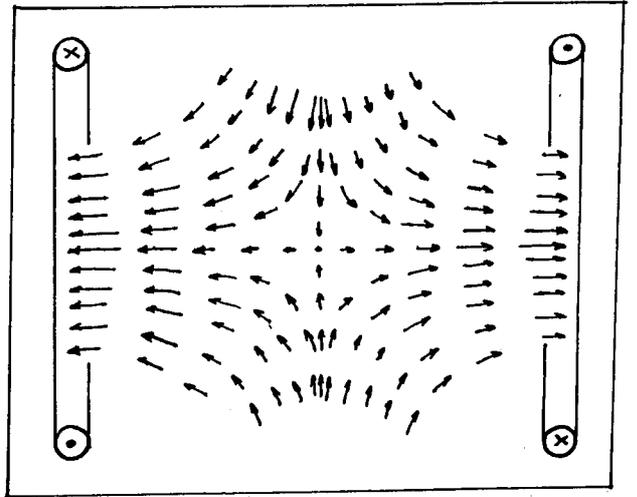


Figura 5. Configuração para armadilhamento magnético de átomos alcalinos.

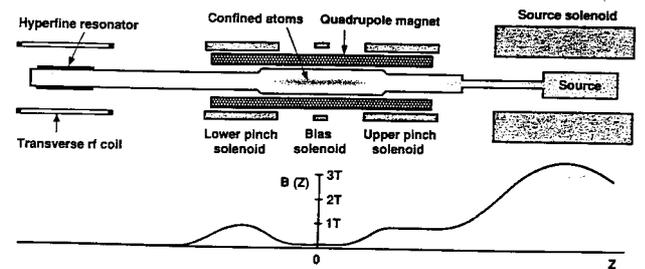


Figura 6. Esquema do sistema experimental para aprisionamento e resfriamento de átomos de hidrogênio.

O primeiro aprisionamento de $H\uparrow$ foi realizado em 1987 e um esquema do sistema experimental retirado da referência [12] está mostrado na Fig.6. Neste sistema a fonte produz átomos a partir das moléculas. Aqueles que estão nos estados eletrônicos apropriados descem o campo magnético procurando mínimo do campo. Ao atingirem a região de mínimo trocas de energia por colisão produzem átomos frios o suficiente para permanecerem aprisionados.

Os vários trabalhos realizados com $H\uparrow$ ainda não atingiram o regime necessário para observação da CBE porém através destes experimentos introduziu-se uma poderosa técnica de resfriamento atômico: o *resfriamento evaporativo*, que foi de importância fundamental para os experimentos que foram bem sucedidos na observação da CBE, os quais descreveremos mais adiante.

O resfriamento evaporativo baseia-se no fato que se removermos as partículas mais energéticas de um sistema em equilíbrio, o restabelecimento do equilíbrio resfria o sistema como um todo. Imagine um gás contido

num recipiente obedecendo uma distribuição de velocidades do tipo Maxwell-Boltzmann (Fig. 7a). Por um mecanismo apropriado vamos remover os átomos com velocidade acima de v_e , produzindo uma distribuição truncada como mostrado na Fig. 7b. Esta distribuição truncada vai retornar a uma distribuição de Maxwell Boltzmann através da retermalização de seus constituintes. Para que isto ocorra, a parte da distribuição que ficou deverá repor as classes de velocidade faltantes. Isto ocorre às custas de todo sistema resfriar um pouco, de modo que a nova distribuição não somente tenha um número menor de partículas mas também uma temperatura mais baixa (Fig. 7c). O processo de resfriamento evaporativo é importante porque permite atingir temperaturas extremamente baixas, claro que às custas de perda de uma certa fração das partículas.

Paralelamente aos experimentos e desenvolvimentos com H \uparrow , uma outra técnica poderosa avançou a passos largos: resfriamento de átomo com feixes de luz laser^[13].

Para entendermos o princípio desta técnica consideremos um feixe de luz incidindo sobre um átomo. A luz é na verdade composta de uma infinidade de corpúsculos energéticos (fótons) que quando colidem com o átomo são capazes de transferir momentum a ele, resultando em uma força na direção de propagação da luz. É através do uso desta força, gerada pela transferência de fótons ao átomo que torna-se possível o uso da luz como “pinça” de átomos. Se este feixe de luz estiver propagando contrário ao movimento atômico, a troca sucessiva de fótons promove a desaceleração dos átomos e eventualmente sua parada completa no espaço. Neste ponto o átomo poderá ser investigado com respeito aos seus detalhes menos evidentes, revelando coisas ainda não estudadas por normalmente serem camufladas por outros efeitos em situações normais, onde o átomo não esteja parado. A possibilidade de criar estas amostras atômicas em baixas velocidades (baixas temperaturas) é que possibilitarão investigar matéria no regime ultra frio observando efeitos nunca antes sonhados de serem observados.

Consideremos agora dois feixes de luz (Fig. 8) contrapropagantes interagindo com um átomo. Se estes feixes estão corretamente sintonizados com relação à chamada frequência natural de absorção do átomo, à medida que este caminha para estes feixes, haverá uma

troca de fótons mais intensa com o feixe de luz que se propaga em sentido contrário ao seu movimento. O resultado disto é que a força total exercida sobre o átomo é sempre contrária ao seu movimento; ou seja, quando o átomo quer andar para a direita surge uma força para a esquerda e vice-versa. Esta força, criada na configuração acima descrita, é exatamente a “pinça” que poderá produzir átomos confinados.

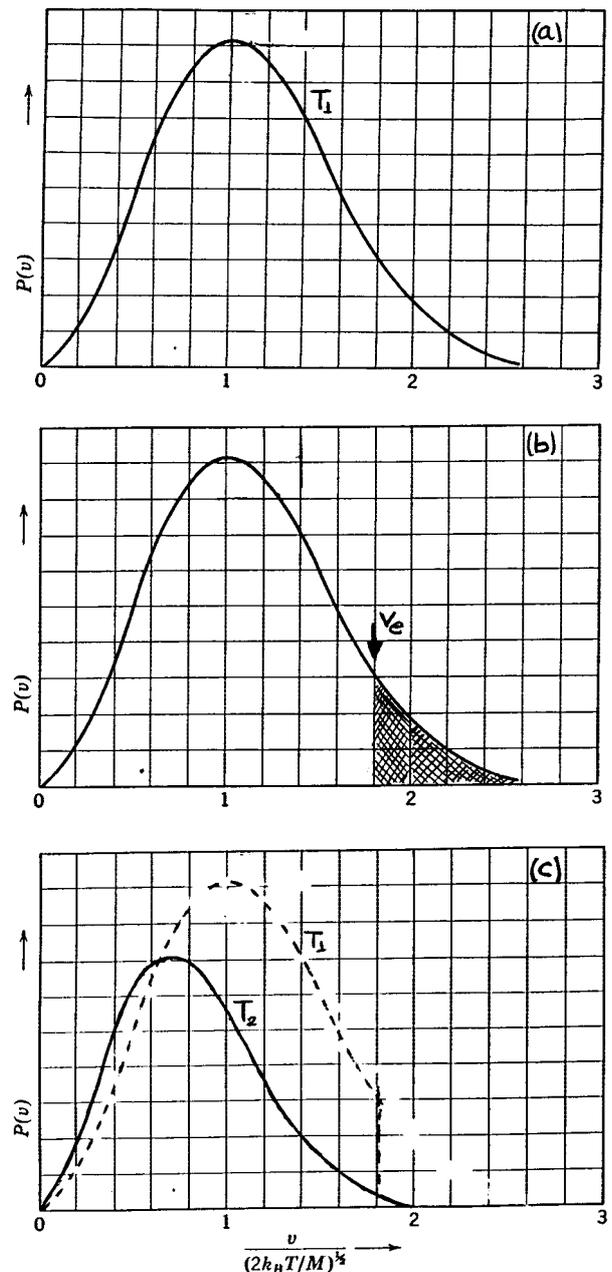


Figura 7. (a) Distribuição de Maxwell-Boltzmann para um gás à temperatura T_1 ; (b) Partículas com velocidade $v > v_e$ são removidas da distribuição produzindo um sistema fora do equilíbrio; (c) Retermalizando as componentes de alta velocidade são repopuladas e a nova temperatura do sistema é $T_2 < T_1$.

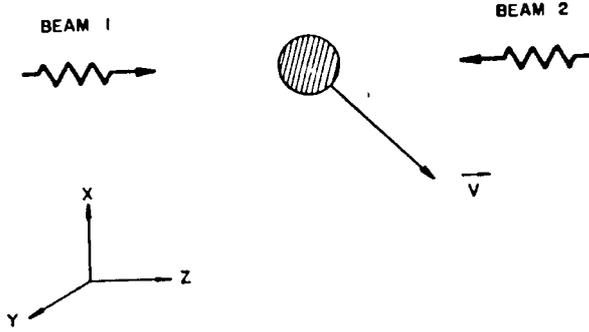


Figura 8. Dois feixes contrapropagantes interagindo com átomo produzindo uma força viscosa que remove energia.

A força criada por dois feixes de luz como descrito acima pode ser facilmente calculada^[14] mostrando ser equivalente a uma força viscosa do tipo $-\alpha v_x$. Esta força de radiação serve somente para resfriar os átomos removendo sua energia através desta viscosidade. Se quisermos uma força que confine o átomo num determinado ponto do espaço precisamos criar uma força retardadora de posição. Isto é feito utilizando-se um campo magnético que varia linearmente no espaço. Devido a estrutura interna do átomo um campo magnético inhomogêneo pode criar uma regra de seleção para transições radiativas dependentes da posição que o átomo se encontra.

Consideremos um átomo cujo estado fundamental apresenta spin $S = 0$ e cujo estado excitado apresenta spin $S = 1$. Coloquemos este átomo na presença de um campo inhomogêneo como mostra a Fig. 9. Os feixes de luz contra-propagantes discutidos anteriormente terão agora polarizações circulares e opostas, mas ainda serão sintonizados para o vermelho, preservando a presença da força viscosa discutida anteriormente.

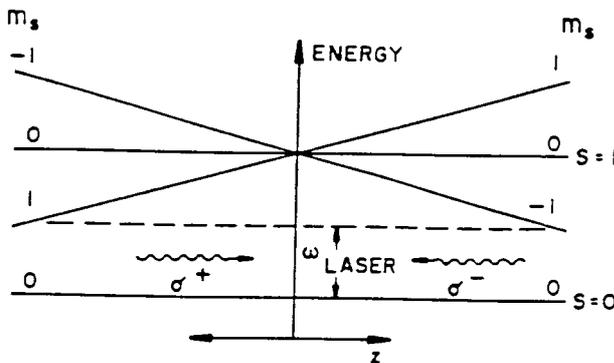


Figura 9. Sistemas de níveis e transições para aprisionamento atômico.

Nesta nova situação, a força de radiação exercida

sobre o átomo é dependente da posição e o mecanismo para que isto ocorra é o seguinte: quando o átomo desloca-se à direita, a transição eletrônica $S = 0 \rightarrow S = 1$ ($m_s = -1$) é que fica mais próxima da ressonância com o laser aplicado da direita para a esquerda. Como este feixe de luz tem polarização circular levogira, pelas regras de seleção para transições atômicas este é o feixe que interagirá mais forte com o átomo, exercendo uma força que procura restaurar a posição de equilíbrio $Z = 0$. Quando o átomo desloca-se para a esquerda o mesmo tipo de mecanismo, só que agora favorecendo a transição $S = 0 \rightarrow S = 1$ ($m_s = +1$) é que atua, resultando numa força da esquerda para a direita, procurando novamente restaurar a posição do átomo ao redor do ponto de equilíbrio $z = 0$.

O resultado global da força dissipativa mais a força restauradora é que o átomo fica sujeito a uma força total do tipo oscilador harmônico amortecido

$$m \frac{dv_z}{dt} = -K_z Z - \alpha v_z \quad (9)$$

Se ao invés de uma dimensão os feixes de luz e o campo magnético atuam nas três direções (x, y, z), a força da eq. (9) pode ser generalizada produzindo um átomo visco-confinado no espaço

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -K\vec{r} - \alpha\vec{v} \quad (10)$$

Na presença de um vapor atômico este sistema captura e aprisiona átomos e por isto é chamado de *armadilha magneto-óptica* (MOT). A existência de emissão espontânea faz com que a força da equação (10) tenha a adição de um termo F_{esp} , que é aleatória no espaço e portanto $\langle F_{esp} \rangle = 0$. A existência desta componente aleatória da força faz com que a mínima velocidade atingida pelo átomo, neste sistema, não seja zero, mas um valor mínimo atingido quando a componente aleatória balança as demais forças do sistema. Este limite é chamado de limite Doppler e para átomos de sódio ele corresponde a uma temperatura de $240 \mu\text{K}$, sendo mais baixa para outros alcalinos.

A armadilha MOT é um meio simples e rápido de obter amostras gasosas relativamente densas (10^{10} a 10^{11} átomo/cm³) com temperaturas equivalentes da ordem de $100 \mu\text{K}$. Isto não pode, no entanto, ser aplicado ao hidrogênio, pois este átomo em específico não apresenta transições eletrônicas convincentes para as pre-

sententes fontes de laser que temos nos laboratórios. Por outro lado, os átomos alcalinos como Na, Rb e Li, etc. são extremamente convenientes de serem utilizados.

Pelo fato dos átomos alcalinos possibilitarem a obtenção fácil de amostras densas e frias, é que eles surgem como excelentes candidatos para a obtenção de gases no regime quântico, ou mais precisamente, a obtenção de CBE em gases.

IV. Demonstração da CBE em vapores alcalinos

Utilizando uma conjugação de resfriamento com laser, aprisionamento magnético e resfriamento evaporativo, três grupos atingiram o regime para observação da CBE. Em todos os casos o potencial que confina os átomos é muito próximo de um oscilador harmônico de modo que para entendermos o sistema é primeiro preciso um tratamento usando expressões (1) a (5) para o caso do oscilador harmônico.

Consideremos então um gás confinado por um potencial do tipo $U(r) = \frac{1}{2}m\omega^2 r^2$. Neste caso, a densidade de estados pode ser calculada utilizando-se uma integração no espaço de fases, resultando em . Com esta densidade de estados e considerando que $\mu \rightarrow 0$ quando $T \rightarrow T_c$ obtemos da equação (3) que a relação entre a temperatura crítica e o número de partículas contidas no potencial obedece uma relação^[15]

$$KT_c \cong 0.91\hbar\omega N^{1/3} \quad (11)$$

mostrando que quanto mais confinante é o potencial ou maior é o número de partículas, maior será a temperatura na qual uma população macroscópica ocupará o estado fundamental causando a ocorrência da CBE. Eq. (11) permite calcular a que temperatura é esperada a ocorrência da CBE quando são conhecidas as características do potencial e o número de partículas.

Da mesma eq. (3) podemos determinar qual a fração de átomos que ocupará o estado fundamental para $T < T_c$. No caso do oscilador harmônico obtemos

$$\left(\frac{N_0}{N}\right) = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^3 \quad (T < T_c) \quad (12)$$

A observação de qualquer transição de fase em um sistema físico exige o acompanhamento de suas propriedades termodinâmicas e a constatação de mudanças

de comportamento ao cruzarmos a temperatura crítica. No caso de átomos aprisionados estas medidas são difíceis de serem realizadas pois qualquer contato físico com o sistema poderá destruí-lo. Assim, resta-nos observar o comportamento do sistema sem tocá-lo. Como no caso do oscilador harmônico, o resfriamento é seguido de um acúmulo de átomos no centro do potencial, a observação da evolução da distribuição espacial da amostra como função da temperatura pode revelar a ocorrência da CBE.

A densidade de átomos no potencial a uma determinada temperatura T pode ser obtida através da soma

$$n(\vec{r}, T) = \sum_{\epsilon} n_{\epsilon}(T) |\Psi_{\epsilon}(r)|^2 \quad (13)$$

feita ao longo de todos os estados de energia e e função de onda espacial $\Psi_{\epsilon}(\vec{r})$. É possível calcular $n(\vec{r}, T)$ através de uma outra aproximação. Olhando este sistema físico no espaço de fases (p, r) o número de partículas com momentum entre $p \rightarrow p + dp$ localizado na posição $r \rightarrow r + dr$ é dado por

$$dN = \frac{1}{h^3} n(p, r) d^3p d^3r,$$

onde

$$n_{p,r} = \left\{ \exp\left(\frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega^2 r^2 - \mu\right) (KT) \right\}^{-1}.$$

Desta forma, a densidade de partículas localizadas ao redor da posição \vec{r} , com momentum $p \rightarrow p + dp$ pode ser escrita como

$$\left(\frac{dN}{dV}\right)_{p,r} = \frac{1}{h^3} n_{p,r} d^3p$$

e como estamos interessados em todas partículas numa dada posição, podemos integrar em todos momenta, obtendo

$$n(\vec{r}) \left(\frac{dN}{dV}\right)_{\vec{r}} = \frac{4\pi}{h^3} \int_0^{\infty} n_{p,r} p^2 dp \quad (14)$$

que aplicado ao caso do oscilador harmônico resulta em

$$n(\vec{r}, T) = \frac{1}{\Lambda^3(T)} \sum_{\ell=1}^{\infty} \frac{\exp \ell(\mu - 1/2m\omega^2 r^2)}{\ell^{3/2}} \quad (15)$$

evidentemente, o estado de mais baixa energia não está contido nesta expressão. Ao se atingir a temperatura crítica a contribuição da população ao estado

fundamental à $n(\vec{r}, t)$ é obtida adicionando-se um termo $N_0|\Psi_0(\vec{r})|^2$, onde $\Psi_0(\vec{r})$ é a função de onda do estado fundamental do oscilador harmônico em questão. Após

$$n(\vec{r}, T) = \begin{cases} \frac{1}{\Lambda^3(T)} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{Z^j e^{-j \frac{1}{2} m \omega^3 r^2 / K T}}{j^{3/2}} & T > T_c \\ \frac{1}{\Lambda^3(T_c)} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{e^{-j \frac{1}{2} m \omega^3 r^2 / K T}}{j^{3/2}} & T \sim T_c \\ \frac{3.099 N^{1/2}}{\Lambda^3(T_c)} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^3 \right] e^{-m \omega^2 r^2 / h} + \frac{1}{\Lambda^3(T)} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{e^{-j \frac{1}{2} m \omega^3 r^2 / K T}}{j^{3/2}} & T < T_c \end{cases} \quad (16)$$

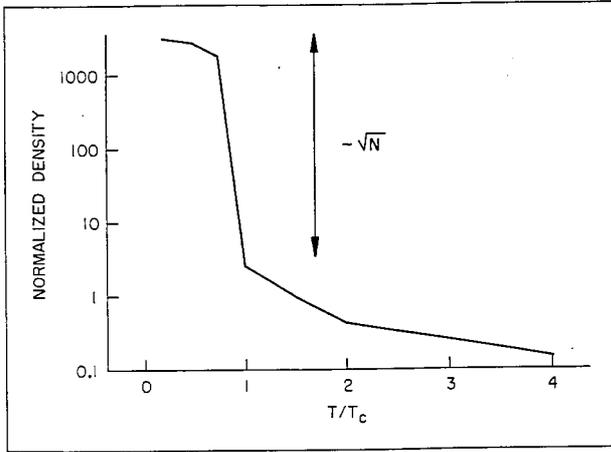


Figura 10. Comportamento da densidade do gás aprisionado como função da temperatura. O salto ao cruzarmos $T = T_c$ pode ser um indicativo da ocorrência de CBE.

Para acompanharmos adequadamente $n(\vec{r}, t)$ é necessário conhecermos $Z = e^{\mu(T)/K T}$, convencionalmente chamada de fugacidade do gás. $Z(T)$ (ou $\mu(T)$) pode ser obtido da relação $N = \sum_{\epsilon} n_{\epsilon}$, transformando-se a soma numa integral como feito anteriormente. O resultado pode ser expresso na forma de uma série na região $T > T_c$. Para o oscilador harmônico, temos:

$$Z(T) = 1.2000 \left(\frac{T_c}{T} \right)^3 - 0.180 \left(\frac{T_c}{T} \right)^6 - 0.01 \left(\frac{T_c}{T} \right)^9 \dots \quad (17)$$

Para $T < T_c$, $Z(T) = 1$. Uma vez conhecido todos estes parâmetros, a evolução $n(r, T)$ pode ser acompanhada à medida que a amostra é resfriada. Para simplificar, vamos observar somente o pico da densidade em $r = 0$ (centro do potencial). Neste caso, a evolução de $n(\vec{r} = 0, T)$ segundo a eq. (16) mostra o comportamento mostrado no gráfico da Fig. 10. A curva mostra claramente que ao cruzarmos a temperatura crítica

alguns passos simples de álgebra, obtemos para a distribuição espacial como função da temperatura^[16]:

um aumento repentino da densidade central de átomos é esperado ocorrer. Este salto é proporcional a \sqrt{N} , de modo que será mais acentuado quanto maior for o número de partículas aprisionadas. Esta observação, pode ser uma forte evidência da ocorrência da CBE.

Vamos iniciar agora uma descrição dos experimentos realizados para observação da CBE em alcalinos.

a) O experimento de Boulder por Cornell e colaboradores^[4]

Neste experimento o processo inicia-se numa célula de vidro de dimensões da ordem de $2.5 \times 2.5 \times 2.5$ cm contendo vapor de 87Rb a uma pressão parcial inferior a 10^{-10} torr, à temperatura ambiente. Seis feixes de luz laser ressonantes na transição $S \rightarrow P$ dos átomos ($\lambda \sim 780$ nm) penetram na célula formando uma armadilha magneto-óptica (como descrito anteriormente) que captura átomos do vapor criando uma amostra contendo cerca de 10^7 átomos a uma densidade de 10^{12} átomos/cm³ numa temperatura de 200 mK. Neste estágio, o campo magnético de 8 G/cm produzido por duas bobinas axiais não constitui uma armadilha magnética, mas sim somente proporcionam o armadilhamento magneto-óptico dos átomos.

Após a produção desta amostra de átomos frios, o campo magnético é repentinamente desligado, o laser deslocado em frequência um pouco mais afastado da ressonância, de modo que os átomos ficam sujeitos somente a uma força viscosa criada pela radiação (como descrito anteriormente). Esta etapa dura aproximadamente 10 ms e faz com que a mesma amostra com que iniciamos tenha agora sua temperatura reduzida para cerca de 20 mK. Uma vez atingido este

estágio, os átomos estão preferencialmente no estado fundamental ($F = 2, m_F = 2$) da estrutura hiperfina. Este estado aumenta sua energia a medida que o campo magnético aumenta de modo que são aprisionáveis num mínimo de campo magnético. Neste ponto, as bobinas que produzem o campo magnético são novamente ligadas só que desta vez com uma corrente mais elevada, atingindo um campo cujo gradiente é de cerca de 200 Gauss/cm. Isto produz um aprisionamento magnético para os átomos que ali permanecem confinados, aguardando um próximo passo de resfriamento a fim de que possam atingir a temperatura crítica. Esta nova etapa de resfriamento é feita através do processo de evaporação descrito anteriormente. Porém, para que a evaporação seja eficiente, átomos devem ter tempo para alcançarem termalização, necessitando um longo tempo de aprisionamento.

A armadilha magnética produzida por duas bobinas com correntes opostas tem como mínimo de campo magnético $B = 0$ e átomos passando por esta região de baixo campo podem sofrer uma mudança de seu spin eletrônico (transições de Majorana) terminando num estado não aprisionável por mínimo de campo magnético criando desta forma um canal para perda de átomos fazendo com que o tempo de aprisionamento seja reduzido, dificultando o processo de evaporação. Para evitar estes problemas, seria adequado que o ponto de mínimo do campo não fosse $B = 0$ mas sim um valor finito. No experimento realizado por Cornell e colaboradores^[4], a solução para este problema foi a adição de um campo oscilante fazendo com que o ponto $B = 0$ não fique no mesmo lugar, mas sim rodando de modo que em média os átomos não gastam tempo em $B = 0$ minimizando o vazamento de átomos. É fácil mostrar que neste caso os átomos sentem um potencial efetivo dado por

$$U(r) \cong A_1 + A_2(r^2 + 8z^2) + \quad (18)$$

onde A_1 e A_2 dependem do campo aplicado, constituindo um oscilador harmônico cujo mínimo localizado em $r = 0$ tem uma amplitude finita de campo. Este armadilhamento é chamado de TOP (*time averaged orbiting potential*) e proporciona um aumento dramático no tempo de aprisionamento dando tempo para realização da evaporação. Um esquema explicativo mos-

trando as várias etapas na produção do TOP é mostrada na Fig. 11. Aqui se representa o campo quadrupolar, a aplicação de um campo oscilante que faz com que o zero do campo circule e finalmente o potencial efetivo visto pelos átomos.

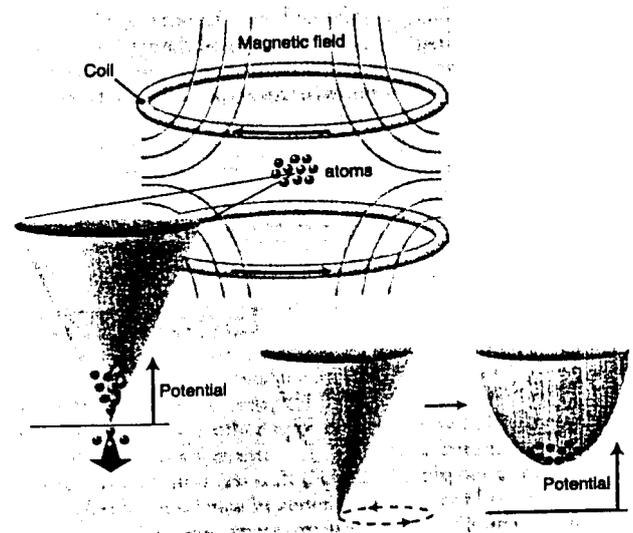


Figura 11. Esquema explicativo do TOP [ref. 4].

A etapa de evaporação para que temperaturas mais baixas possam ser atingidas é feita utilizando-se a inhomogeneidade do campo magnético.

Na presença deste potencial harmônico átomos oscilam de modo que aqueles com maior energia são capazes de atingir posições de potencial ou campo mais elevado. O processo de evaporação consistirá na remoção destes átomos mais energéticos permitindo o resfriamento de toda amostra restante, como discutido anteriormente. Cada átomo apresenta duas componentes de estrutura hiperfina no seu estado fundamental. Na presença do campo magnético externo cada um destes estados separa-se em várias componentes Zeeman (devido às diferentes possíveis projeções (m_F) do spin total F na direção do campo). Cada um dos estados Zeeman (F, m_F) apresenta uma dependência diferente com o campo externo, dando origem aos estados aprisionáveis e não aprisionáveis descritos anteriormente. Se induzirmos uma transição de um estado aprisionável para um não aprisionável atingindo somente os átomos mais energéticos, estaremos promovendo a evaporação da amostra. Na Fig. 12 mostramos, como função do campo magnético externo, a dependência dos níveis

($F = 2, m_F = 2$) e ($F = 2, m_F = 0$) para o estado fundamental do ^{87}Rb . Para átomos presentes no ponto de campo B_1 (que representa uma certa posição no espaço real), a aplicação de um campo de rádio frequência de energia promove a transição do estado (2,2) para o estado (2,0) que lentamente deixa o sistema carregando consigo uma parte da energia resfriando os que permanecem aprisionados.

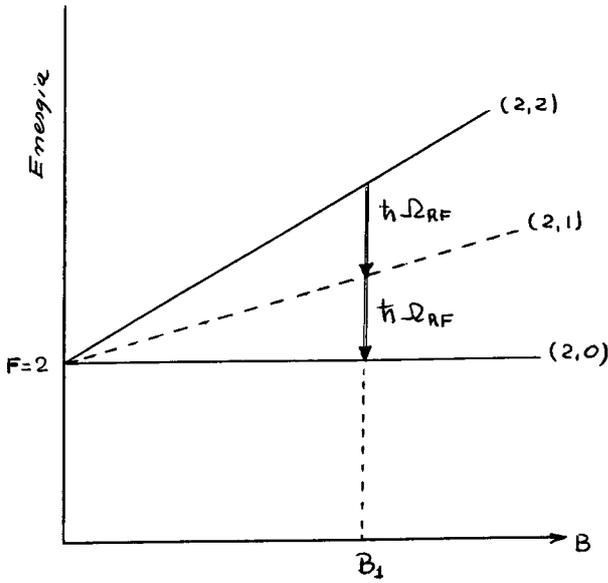


Figura 12. Esquema de níveis mostrando a técnica de evaporação induzida por transição entre subníveis da estrutura hiperfina.

De uma forma simplificada, o processo pode ser representado na Fig. 13. O ponto onde a RF é ressonante cria um “vazamento” de átomos. À medida que a frequência do campo de RF diminui os átomos com mais alta energia “evaporam” e a amostra que fica resfria mais e mais. Para cada valor da frequência, Ω_{RF} o sistema atinge uma nova temperatura. Afim de verificar como o sistema se encontra em cada uma dessas etapas é necessário olhar para a distribuição espacial dos átomos. Esta observação é feita iluminando-se a amostra com um feixe ressonante e observando sua absorção com uma câmara CCD. A amostra atômica é normalmente iluminada por um curto intervalo de tempo ($\sim 20 \mu\text{sec}$) evitando desta forma efeitos de saturação da câmara e olhando a imagem durante um pequeno intervalo garante que não haja muita alteração na distribuição durante a observação.

A CCD funciona como um arranjo bidimensional de detectores e a imagem obtida mostra a distribuição de

densidade. Na região onde a amostra é mais densa há maior absorção e vice-versa. Normalmente a amostra atômica aprisionada tem dimensões tão pequenas que é possível a ocorrência de efeitos difracionais durante sua interação com a luz. Para evitar-se estes efeitos, que confundam a imagem da distribuição atômica, um pouco antes do pulso de luz, desligam-se todos campos deixando a amostra atômica livre para expandir num movimento balístico que ainda preserva as características iniciais. Esperando esta expansão livre a amostra toma um tamanho suficiente para evitar efeitos de difração mas ainda reproduz bem a distribuição original, já que átomos mais energéticos expandirão mais rapidamente, enquanto os menos energéticos vão expandir menos, ficando mais concentrados.

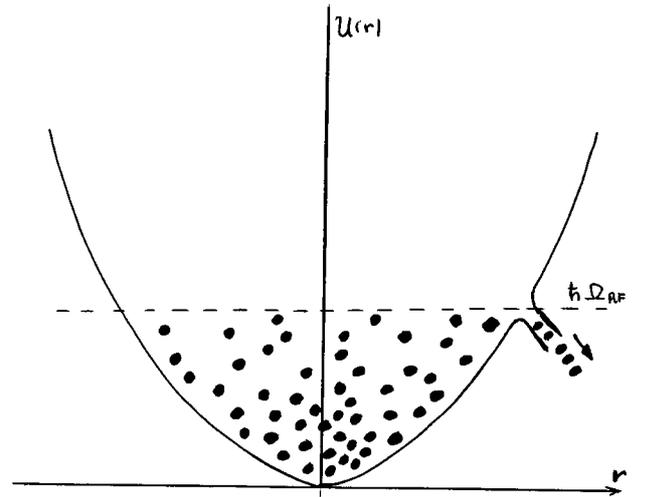


Figura 13. Representação esquemática para o processo de evaporação.

Repetindo este procedimento para vários valores de Ω_{RF} , quando efetuamos a varredura podemos mapear a distribuição como função da temperatura. Normalmente esta é uma medida destrutiva, inicia-se todo processo com outro valor de Ω_{RF} , promove-se evaporação até certo valor (Ω_{RF} - Final), interrompe-se o processo efetuando-se uma nova medida da imagem da distribuição atômica.

O perfil ao longo da linha central da amostra atômica para vários valores de Ω_{RF} - Final obtidos no experimento realizado com átomos de Rb está mostrado na Fig. 14. Como podemos observar, para altas temperaturas (altos valores, Ω_{RF} - Final), a distribuição é bastante suave. Ao atingirmos o valor de Ω_{RF} - Final $\sim 4.2 \text{ MHz}$, sobreposto a esta distribuição térmica

dos átomos, aparece um pico central demonstrando um grande acúmulo de átomos na região central da armadilha atômica, que caracteriza relativamente bem uma ocupação macroscópica do estado de mais baixa energia do potencial que confina os átomos. A frequência onde este pico central repentinamente aparece (~ 4.2 MHz) corresponde a cerca de 180 nK.

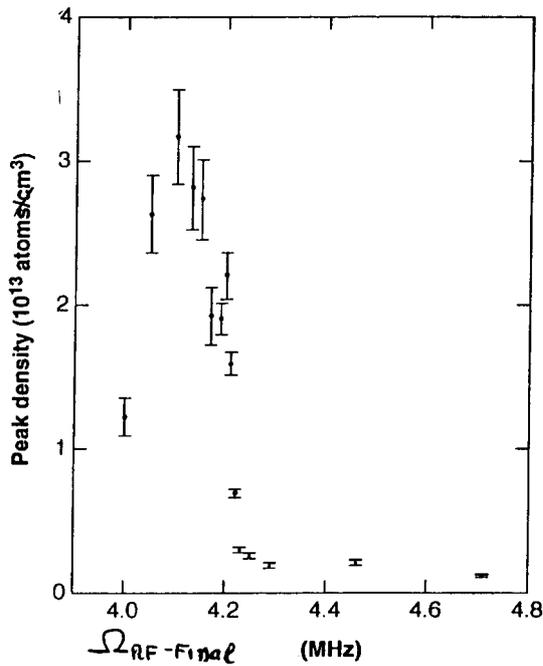


Figura 14. Evolução da densidade central da amostra como função de $\Omega_{RF-Final}$ que equivale a diferentes temperaturas.

O perfil mostrado na Fig. 14 representa, como já explicamos, o perfil de densidade para a amostra atômica. Olhando para o valor máximo deste pico como função de $\Omega_{RF-final}$ ou T temos uma medida experimental para a evolução da densidade central de átomos como função da temperatura, equivalentemente ao que calculamos na expressão (16) e graficamos na Fig. 10.

O gráfico da Fig. 10 mostra $n(r = 0)$ como função da temperatura. De imediato, notamos uma tremenda semelhança com a Fig. 14 mostrando um salto na densidade central ao atingirmos a temperatura de aproximadamente 170 nK. O experimento mostra que comparando o valor da densidade antes da ocorrência da transição ($\sim 10^{12}/\text{cm}^3$) com o valor após ($\sim 3 \cdot 10^{13}/\text{cm}^3$) observa-se um salto da ordem de 30 vezes. O número de partículas aprisionadas neste experimento no momento da observação da transição é relatado como sendo da ordem de 2000 que, segundo a

teoria que apresentamos, causaria um salto da ordem de $\sqrt{N} \sim 44$, valor este não muito distante do valor observado de ~ 30 . A coincidência de valores é ainda mais impressionante se lembrarmos que o número de átomos medidos $N \sim 2000$ não é muito preciso.

Esta grande concordância entre a medida e o modelo simples apresentado é uma forte evidência de que o sistema sofreu de fato uma Condensação de Bose-Einstein.

Do perfil de densidade e da expressão (16) é possível extrair a fração de átomos presente no estado fundamental e o resultado está apresentado na Fig. 15. Não só o comportamento é o esperado para a CBE mas também a dependência parece estar bem correspondida.

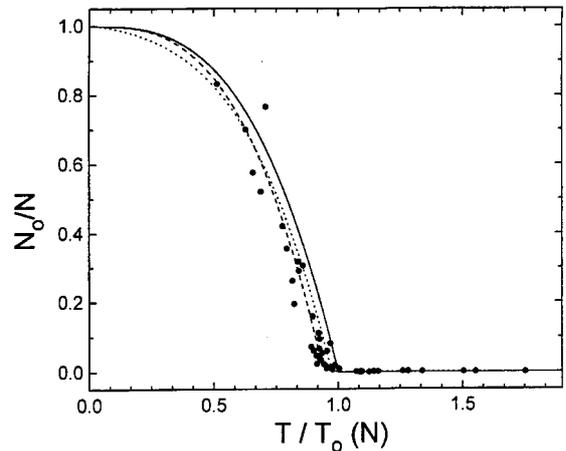


Figura 15. Fração de átomos condensados para o experimento de Cornell e colaboradores [4].

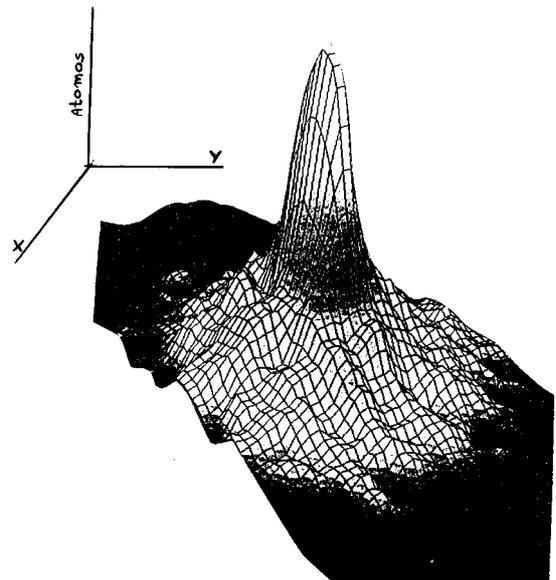


Figura 16. Pico central na distribuição de átomos de Rb correspondentes aos átomos condensados.

Estes resultados desta forma bastante convincente parecem evidenciar claramente o sucesso do experimento em demonstrar a ocorrência da CBE numa amostra gasosa. A Fig. 16 mostra o perfil da distribuição espacial de átomos mostrando o pico central de átomos condensados e o restante dos átomos não condensados.

b) O experimento de Cambridge - MIT por Ketterle e colaboradores^[6]

Ao invés de átomos de Rb o grupo de MIT utilizou átomos de sódio (Na). O procedimento para obtenção da CBE através do processo de evaporação é bem parecido com o utilizado por Cornell e colaboradores [4], só que ao invés de utilizar o campo rodante como solução para o problema do escape de átomos no centro do potencial, onde $B \rightarrow 0$, Ketterle e colaboradores [6] utilizaram a técnica por eles denominada de “optical plug”. Nesta técnica um laser de alta intensidade muito longe da ressonância atômica é focalizado exatamente no ponto onde $B \rightarrow 0$. Neste ponto, além do campo magnético os átomos sentem também um forte gradiente de intensidade de luz devido a presença do forte laser. Este intenso gradiente de intensidade causa uma força de radiação sobre os átomos (de natureza dipolar) que faz com que eles sejam repelidos do ponto onde $B = 0$. O resultado desta combinação do campo magnético com laser repelente é a criação de um potencial confinado como o mostrado na Fig. 17, onde já incluímos a RF que quebra a barreira do potencial causando evaporação. Ao resfriar-se uma amostra atômica na presença deste potencial, átomos localizam-se em ambos os mínimos e escolhe-se um deles para observar-se a ocorrência da CBE.

Todo procedimento de observação é semelhante ao anterior. Uma evolução do perfil de densidade num dos mínimos mostrando três etapas do processo de resfriamento evaporativo está indicado na Fig. 18. Numa primeira observação o sistema está frio, mas ainda não atingiu a temperatura crítica. O perfil de densidade não mostra nenhum fato inédito. Resfriando-se um pouco mais uma grande concentração de átomos aparece no centro da armadilha superimposta a anterior. Esta nova componente que surge corresponde aos átomos condensados. Abaixando-se ainda mais a temperatura o perfil de densidade revela quase que exclusivamente átomos no estado condensado.

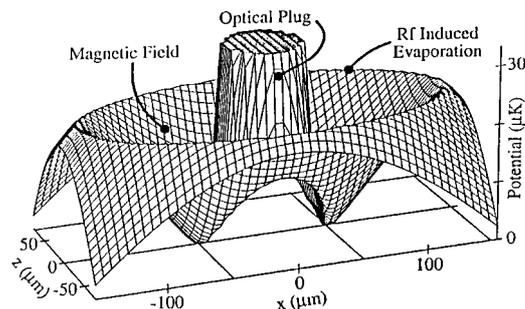


Figura 17. Potencial efetivo para a armadilha de Ketterle e colaboradores [6].

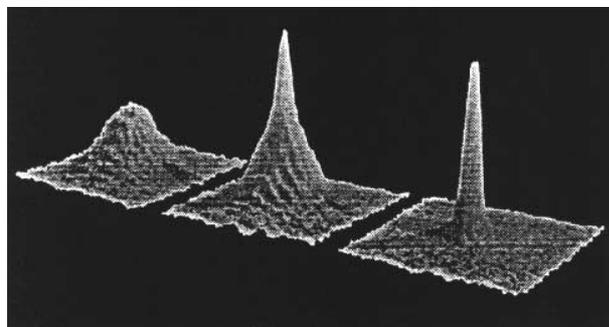


Figura 18. Figura mostrando uma seqüência de perfis espaciais em três etapas do processo de evaporação de átomos de Na. O aparecimento do pico central representa a ocorrência da CBE. A seqüência mostra a obtenção de um condensado quase puro ao final do processo.

c) O experimento de Houston - Texas - por Hulet e colaboradores^[5]

Simultaneamente aos experimentos com átomos de Rb e Na, R. Hulet realiza experimentos com átomos de Lítio. Semelhantemente aos dois experimentos já descritos, a obtenção de um gás de Lítio no regime quântico utilizou também resfriamento evaporativo. A maneira de confinar átomos era, no entanto, diferente, empregando um conjunto de magnetos permanentes segundo a configuração mostrada na Fig. 19. Com esta configuração o mínimo do potencial não mais apresenta $B = 0$ e o problema das transições de “Majorana” não mais causam problemas de perdas ao sistema. Apesar desta vantagem da armadilha de Hulet quando comparada com as anteriores, ela tem a desvantagem de não permitir desligar repentinamente os campos. Assim, ao se atingir o regime de gás quântico degenerado, a amostra está tão comprimida no fundo do potencial que métodos convencionais de espalhamento de luz para

observação da amostra são difíceis de serem usados pois ficam limitados por efeitos de difração, produzindo zonas de intensidade que não representam o perfil de densidade. De qualquer maneira, a localização dos átomos pode também ser revelada pela difração funcionando também como indicativo da ocorrência da CBE.

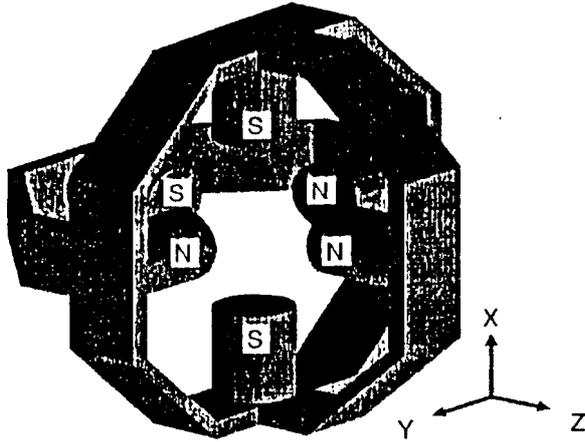


Figura 19. Configuração de magnetos para produção da armadilha usada por Hulet e colaboradores.

O experimento de Houston seria completamente equivalente aos outros dois com Na e Rb, exceto pelo fato que levando-se em conta a interação entre os átomos, o Lítio apresenta uma interação efetiva de caráter atrativo (o que é revelado pelo chamado “comprimento de espalhamento” negativo). Nestas condições, o gás de Lítio não poderia atingir o regime de CBE sendo esperado um outro tipo de transição (por exemplo, gás-líquido, etc) antes da ocorrência da CBE. Este tipo de comportamento é esperado de ocorrer de acordo com muitas das teorias existentes^[17]. Uma das grandes contribuições do experimento com Lítio é a discordância destas teorias reabrindo velhas perguntas neste tema e propondo novas e excitantes questões.

V. Considerações finais

Os três experimentos realizados acerca de um ano atrás e que foram descritos acima abrem novas e excitantes possibilidades para novos experimentos que procurem esclarecer este estranho comportamento da matéria no regime de ultra-baixas temperaturas. Experimentos mais recentes têm revelado um verdadeiro tesouro de novos efeitos físicos associados com a CBE. Um destes experimentos consiste na excitação coletiva do condensado, mostrando modos espaciais bas-

tante característicos e surpreendentes. Estes modos espaciais são normalmente produzidos por pequenas alterações no potencial confinante de modo a excitar alteração na distribuição de átomos. O gráfico da Fig. 20 mostra oscilações espaciais obtidas por Ketterle e colaboradores^[18] para uma amostra de átomos de Na condensados. O tempo de espera “delay time” na Fig. 20 corresponde ao tempo decorrido entre a realização da excitação e a observação.

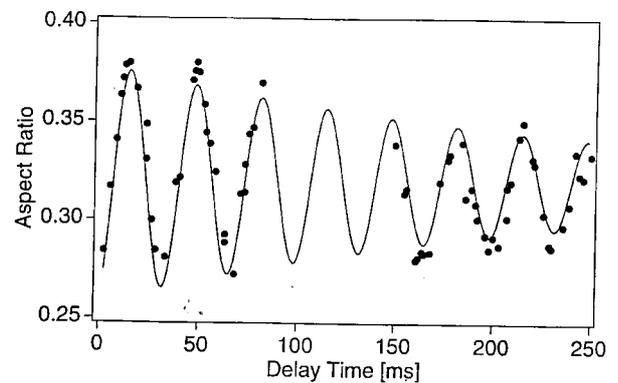


Figura 20. Observação de excitações coletivas e modos espaciais numa CBE.

Ainda mais recentemente o grupo do MIT comandado por W. Ketterle tem conseguido obter, a partir do condensado, uma “fonte atômica coerente” inclusive demonstrando a ocorrência de efeitos de interferência atômica, etc. Estes experimentos estão sendo tomados como primeiras indicações de que de fato será possível a construção de um “boser” que semelhantemente ao laser produzirá um feixe coerente atômico para ser utilizado em inúmeras aplicações.

Existem hoje inúmeros grupos de pesquisa que vem programando experimentos relacionados com CBE. Cada um destes projetos vem procurando investigar diferentes aspectos do problema da CBE. Cada novo resultado que surge mostra-se inovador, abrindo novos caminhos para pesquisa.

De um modo geral a pesquisa em sistemas físicos a ultra baixas temperaturas tem revelado inúmeros efeitos interessantes para estudo. Claramente este é um campo dando seus passos iniciais, onde enormes e excitantes desafios aguardam solução.

Agradecimentos à FAPESP e o Projeto PRO-NEX/FINEP.

Referências

1. K. Huang, *Statistical Mechanics* (Wiley, NY, 1963).
2. V.F. Sears, E.C. Svensson, P. Martel and A. Woods, Phys. Rev. Lett. **49**, 279 (1982).
3. S.C. Zilio and V.S. Bagnato, Am. J. Phys. **57**, 471 (1989).
4. M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Mathews, C.E. Wieman and E.A. Cornell, Science **269**, 198 (1995).
5. C.C. Bradley, C.A. Sackett, J. Tollett and R. Hulet, Phys. Rev. Lett. **75**, 1687 (1995).
6. K. Davis, M. Mewes, M. Andrews, N.J. van Druten, D.S. Durtee, D.M. Kurn and W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).
7. L. Tisza, Nature **141**, 913 (1938).
8. Veja ref. [2] e as citações lá contidas.
9. I.F. Silvera and J.T.M. Walraven, Phys. Rev. Lett. **44**, 164 (1980).
10. V.S. Bagnato e outros, Phys. Rev. Lett. **58**, 2194 (1987).
11. A. Migdal, J. Prodan, W. Phillips, T. Bergeman and H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **54**, 2596 (1985).
12. H.F. Hess e outros, Phys. Rev. Lett. **59**, 672 (1987).
13. W. Phillips and H. Metcalf, Scient. Am., march 1987.
14. Veja ref. [3] e as citações ali contidas.
15. V.S. Bagnato, D. Pritchard and D. Kleppner, Phys. Rev. A **35**, 4354 (1987).
16. V.S. Bagnato, Phys. Rev. A **54**, 1726 (1996).
17. H. Stoof, Phys. Rev. A **49**, 3824 (1994).
18. M.O. Mewes e colaboradores, Phys. Rev. Lett. **77**, 988 (1996).