



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA E DE COMPUTAÇÃO



RELATÓRIO FINAL EA006 - TRABALHO DE FIM DE CURSO

Delta Kick Squeezing para interferometria atômica além do limite quântico padrão

Candidato:

Daniel Gonçalves Benvenutti

danielgb23@gmail.com

d169448@unicamp.br

RA: 169448

Orientador:

José Alexandre Diniz

jadiniz@unicamp.br

DANIEL GONÇALVES BENVENUTTI

DELTA KICK SQUEEZING FOR ATOM INTERFEROMETRY BEYOND THE
STANDARD QUANTUM LIMIT

Dissertação de TFC apresentada à Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação da Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do diploma de engenharia da computação, na Área de mecânica quântica/ótica.

Orientador: José Alexandre Diniz

Responsável no SYRTE - Observatório de Paris: Franck Pereira (franck.pereira@obspm.fr)

ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE À VERSÃO FINAL DA DISSERTAÇÃO DEFENDIDA PELO(A) ALUNO(A) DANIEL GONÇALVES BENVENUTTI, E ORIENTADA PELO(A) PROF(A). DR(A). JOSÉ ALEXANDRE DINIZ.

Campinas
27 de junho de 2025

Resumo

A interferometria atômica é uma técnica que nos permite medir acelerações e rotações, como, por exemplo, a gravidade, por meio dos estados quânticos dos átomos no experimento, excitando e controlando esses átomos de Rubídio com lasers e outros campos eletromagnéticos. Em nosso experimento, usamos essa técnica para medir a gravidade com precisão notável, assim como para formar um condensado de Bose-Einstein com os átomos, a fim de implementar uma nova técnica quântica chamada “Delta Kick Squeezing” (DKS)

Este documento descreve as melhorias feitas no sistema de laser Raman durante um estágio no SYRTE, no Observatório de Paris. Os lasers Raman são responsáveis por acoplar os átomos ao estado excitado, a partir de cujas medições podemos inferir a aceleração da gravidade. O laboratório já possuía um gravímetro de interferometria atômica instalado que estava sendo modificado para a implementação da técnica DKS. As melhorias realizadas incluem a configuração de um amplificador cônico para aumentar a potência dos lasers Raman existentes, um bloqueio de desvio de frequência, bloqueando o laser controlador Raman (Raman 2) ao laser de repump para que o desvio de dois fótons seja estabilizado, e também uma estabilização de potência para os lasers Raman, bloqueando a corrente do amplificador cônico.

Sumário

1	Introdução	5
1.1	Interferometria Atômica e Gravimetria	5
1.2	Squeezing	6
1.3	Delta-Kick Squeezing (DKS)	7
1.4	Transição Raman Estimulada	7
1.5	Visão Geral	8
2	Métodos	8
2.1	Amplificação dos Lasers Raman	8
2.1.1	Injeção dos Lasers Raman	9
2.1.2	Amplificador Tapered (TA)	10
2.1.3	A saída do TA	11
2.1.4	Isolador Óptico	11
2.1.5	Acoplamento da fibra de saída	12
2.1.6	Transferência do setup para o experimento	12
2.2	Trava de Fase de R1 em R2	12
2.3	Trava de Offset de R2 no laser de Repump	13
2.4	Estabilização da Potência	14
2.5	Transições Atômicas	14
2.5.1	O Deslocamento Stark AC	15
2.5.2	Picos Contra-propagantes e Co-propagantes	15
2.5.3	Oscilações de Rabi	16
3	Resultados	17
3.1	Avaliação de desempenho	17
3.1.1	O TA	17
3.1.2	As travas	17
3.1.3	Estabilização de potência	18
3.2	Oscilações de Rabi	18
3.3	Interferometria de gravímetro	18
3.4	Discussão	20
4	Conclusão	21

1 Introdução

1.1 Interferometria Atômica e Gravimetria

Interferômetros atômicos são ferramentas versáteis que permitem a medição de acelerações e rotações com precisão absoluta e alta estabilidade [1]. Eles desempenham um papel crítico na física fundamental ao conduzir testes quânticos do princípio da equivalência de Einstein [2], medir constantes fundamentais [3][4], estabelecer limites para modelos de Energia Escura [5], e detectar forças de Casimir. Com os avanços na maturidade técnica e na redução de tamanho, esses dispositivos são agora utilizados para gravimetria absoluta terrestre [6] e estão se tornando essenciais para estudos do sistema climático. Os primeiros experimentos de interferometria atômica conduzidos em foguetes de sondagem [7], na Estação Espacial Internacional [8], e o desenvolvimento do pathfinder de interferometria atômica baseada em satélite CARIOQA [9] para pesquisas do sistema climático destacam o potencial e a importância deste campo. Além disso, existem propostas para usar interferometria atômica para detectar ondas gravitacionais [10].

O interferômetro consiste, em sua configuração mais difundida, de uma sequência de três transições Raman $\pi/2 - \pi - \pi/2$ contrapropagantes, cada uma separada por um tempo de evolução livre T . Os três pulsos são realizados com as mesmas potências de laser, mas com diferentes durações, respectivamente, de $\tau/2 - \tau - \tau/2$. O primeiro pulso divide a função de onda atômica em uma superposição coerente de dois pacotes de ondas parciais, em diferentes estados hiperfinos, e, mais importante, em diferentes estados de momento, uma vez que o pacote de onda "difratado" recebe dos lasers Raman contrapropagantes uma transferência de momento correspondente a duas vezes o momento de um fóton. Durante o primeiro intervalo T de evolução livre, os dois braços do interferômetro então se separam. O segundo pulso atua em ambos os braços do interferômetro, trocando os níveis hiperfinos dos dois pacotes de ondas e seus momentos. Como resultado do pulso π , os dois pacotes de ondas se aproximam e se sobrepõem após um segundo intervalo de tempo T . Finalmente, o último pulso $\pi/2$ recombina os dois braços do interferômetro para que interfiram [11].

O processo do interferômetro é muito semelhante a um experimento de Ramsey, onde a fase de um qubit/sistema de dois níveis é deixada para evoluir livremente por um período entre dois pulsos $\pi/2$. O pulso π no meio serve para fazer as ondas de matéria convergirem, em vez de divergirem como antes do pulso, para que a interferência possa ocorrer entre os dois braços. Assim, o pulso π atua de maneira muito semelhante aos espelhos em um interferômetro de luz de Mach-Zehnder, onde também os pulsos $\pi/2$ seriam os divisores de feixe (ver figura 1).

Os níveis atômicos podem então ser detectados seletivamente com fluorescência.

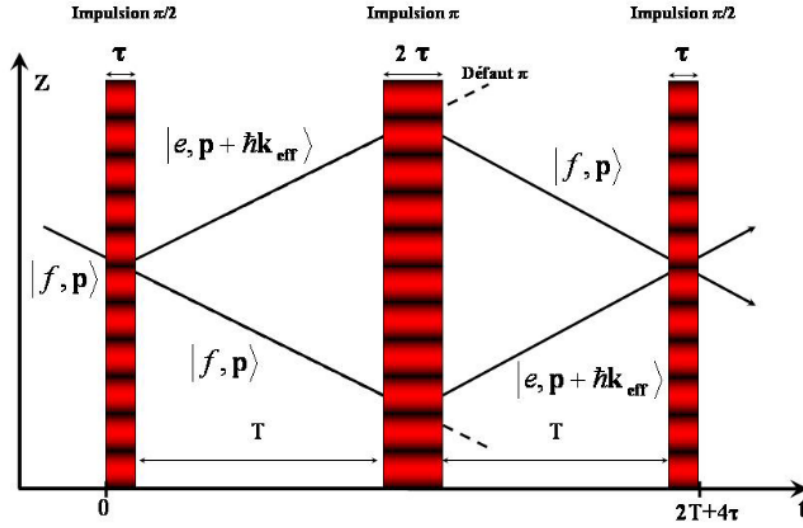


Figura 1: Adaptado de [11]. Esquema da interferometria atômica com pulsos Raman em vermelho.

A probabilidade de detectar o estado hiperfino excitado é dada por:

$$P_e(2T + 2\tau) = \frac{1 - A \cos(\vec{g} \cdot \vec{k}_{\text{eff}} T^2)}{2} \quad (1)$$

Onde $\Delta\phi = \vec{g} \cdot \vec{k}_{\text{eff}} T^2$ ou número de onda vezes a distância é a fase acumulada da trajetória da onda de matéria, g é a aceleração da gravidade, k_{eff} é dado pela diferença dos vetores de onda dos dois lasers contrapropagantes (a transferência de momento correspondente é $\hbar \vec{k}_{\text{eff}} = \hbar(\vec{k}_1 - \vec{k}_2)$) e A o contraste. A partir dessa relação podemos deduzir g [12].

1.2 Squeezing

Na mecânica quântica, o princípio da incerteza de Heisenberg fornece a relação para duas variáveis conjugadas que não comutam. Por exemplo, posição (X) e momento (P):

$$\Delta X \Delta P \geq \frac{\hbar}{2} \quad (2)$$

Ou também para tempo (t) e energia (E). Um estado coerente, onde há incerteza mínima, satisfaz a condição

$$\Delta X = \Delta P = \sqrt{\frac{\hbar}{2}} \quad (3)$$

O princípio da incerteza na equação 2 não pode ser violado. Mas podemos escolher um estado para fazer ΔX ou ΔP menor que $\sqrt{\hbar/2}$, um estado chamado de estado coerente comprimido ou "squeezed", onde trocamos incerteza em uma variável pela incerteza em sua variável conjugada [13].

No nosso caso, as variáveis conjugadas são a estimativa de fase do interferômetro

e o número de população/átomos em um estado de saída. Isso seria análogo à fase e ao número de fótons em um interferômetro regular com luz. O objetivo é reduzir a incerteza na estimativa de fase.

1.3 Delta-Kick Squeezing (DKS)

A incerteza na estimativa de fase para interferômetros atômicos é limitada inferiormente pelo limite quântico padrão (SQL em inglês), $\Delta\theta_{SQL} = 1/\sqrt{N}$. Onde N é o número não correlacionado de átomos no interferômetro. Ao comprimir a estimativa de fase, essa limitação é superada com o método DKS proposto para melhorar a geração de emaranhamento em interferômetros atômicos de queda livre usando interações átomo-átomo dentro de condensados de Bose-Einstein (BECs).

A ideia principal consiste em focar as ondas de matéria através da aplicação rápida de um potencial de armadilha externo, em analogia com a óptica, onde a armadilha desempenha o papel de uma lente convergente. Passar pelo ponto focal aumenta a densidade da onda de matéria e, assim, a força efetiva das interações partícula-partícula, preparando os átomos em um estado altamente emaranhado e comprimido em spin. Considerando trabalhos anteriores sobre colimação delta-kick, a equipe designou a técnica como delta-kick squeezing (DKS) [14].

1.4 Transição Raman Estimulada

Para fazer um interferômetro atômico é necessário criar uma superposição coerente de dois estados quânticos de um átomo e, em seguida, recombinar os pacotes de ondas. Uma transição eletromagnética pode alcançar essa superposição, enquanto transfere o momento do fóton para o segundo estado quântico. Os dois estados então possuem momentos diferentes e o interferômetro será sensível a forças inerciais.

Os dois estados quânticos devem ter uma longa vida útil em relação à duração do experimento. No caso de átomos alcalinos (em nosso experimento, Rb-87), os dois subníveis hiperfinos do estado fundamental podem ser usados [11].

No entanto, não excitamos diretamente o átomo entre esses dois níveis. Para isso, seria necessário implementar micro-ondas em nosso experimento, cujos fótons têm um momento muito pequeno e levariam a uma área de interferômetro atômico negligenciável e, assim, a uma pequena sensibilidade. Em vez disso, realizamos uma transição de dois fótons com lasers com um comprimento de onda próximo de 780nm. Ao usar uma transição de dois fótons, esses níveis podem ser acoplados diretamente, como mostrado na figura 2.

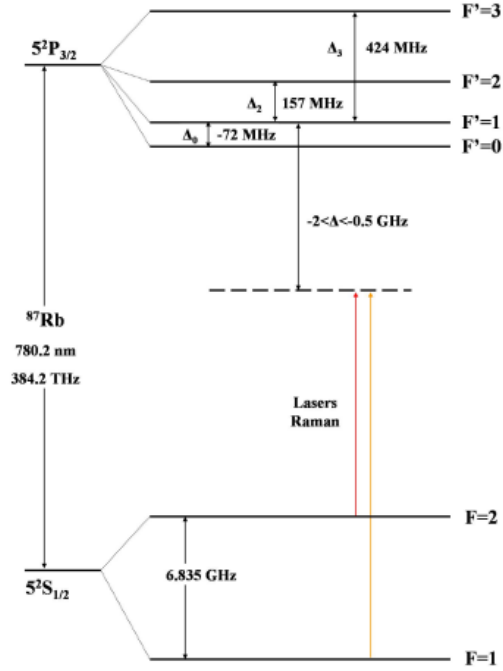


Figura 2: Níveis de ^{87}Rb com transições de lasers Raman e desacordo Δ . Adaptado de [11].

1.5 Visão Geral

Na seção de métodos, explicarei o trabalho realizado no laboratório para melhorar o laser Raman em vários aspectos. Primeiro, a implementação do Amplificador em cone (TA, *Tapered Amplifier*) para aumentar a potência do laser Raman, depois a trava de offset para evitar a variação do offset geral dos lasers (o que faria a frequência de Rabi e a emissão espontânea variar), depois a trava de estabilização de potência para reduzir as flutuações nas fidelidades dos pulsos e, finalmente, as próprias transições atômicas onde podemos demonstrar o funcionamento dos lasers Raman.

Nos resultados, mostrarei e discutirei os desempenhos e resultados do meu trabalho, incluindo uma realização do gravímetro em si e a medição da gravidade que obtivemos.

2 Métodos

2.1 Amplificação dos Lasers Raman

A frequência de Rabi de uma transição atômica de dois fótons é dada por

$$\Omega = \frac{\Omega_1 \Omega_2}{2\Delta} \quad (4)$$

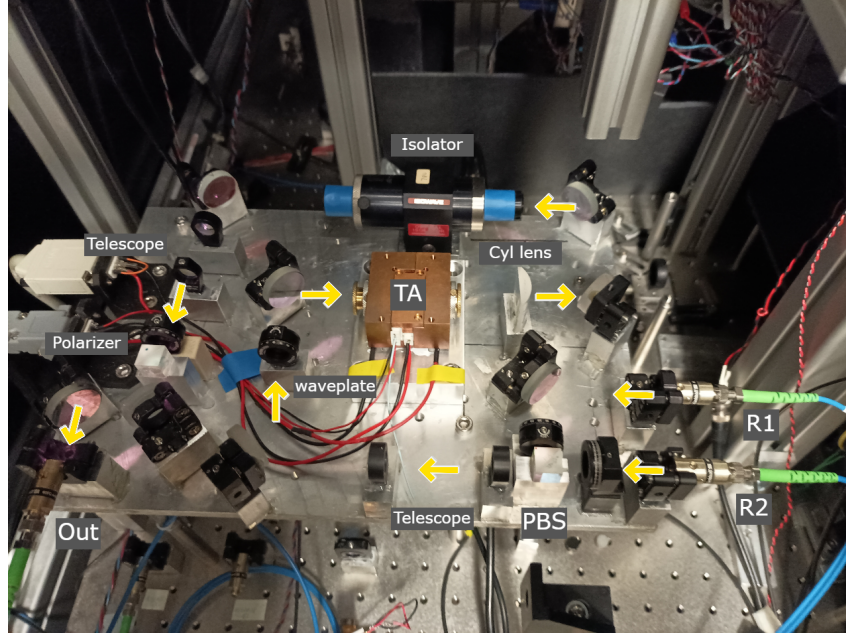


Figura 3: O módulo laser usado para amplificação de luz desenvolvido durante o estágio.

Onde $\Omega_i = -2\frac{\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_i}{\hbar} \propto \sqrt{I_i}$ é a frequência de Rabi de cada laser e proporcional à raiz quadrada de sua intensidade. \mathbf{d} é o dipolo dos átomos e Δ é o desacordo escolhido para ser em torno de 1 GHz para evitar a emissão espontânea. Para implementar o interferômetro Raman nos átomos em queda livre, precisamos de uma frequência de Rabi de cerca de 50 kHz, o que não foi alcançado com a configuração anterior (que era dedicada à realização de um interferômetro atômico aprisionado). Portanto, uma amplificação do nosso laser é necessária [11]. Uma maneira conveniente de aumentar a potência de um laser de diodo sem alterar as propriedades espectrais e de coerência da luz é usar um amplificador em forma de cone (TA). O chip TA com as lentes de entrada e saída está fixado em um suporte de cobre, que é mostrado na figura 3 junto com sua configuração óptica.

2.1.1 Injeção dos Lasers Raman

Os feixes (R1 e R2 na figura 3) necessários para a excitação Raman dos átomos têm um comprimento de onda em torno de 780 nm. Ambos os feixes saem de fibras ópticas monomodo com manutenção de polarização e foram sobrepostos e amplificados no mesmo setup.

Para alinhá-los, utilizou-se um cubo divisor de feixe polarizante (PBS, *Polarizing Beam Splitter*) juntamente com placas de onda de $\lambda/2$ para cada feixe antes do cubo. O cubo PBS atua como um polarizador, refletindo ou transmitindo uma certa quantidade do laser dependendo de sua polarização (em vez de absorver a parte que não está alinhada como um polarizador comum). O divisor de feixes também redirecionará os dois feixes na mesma direção com polarizações diferentes e ortogonais, pois um dos feixes foi transmitido e o outro foi refletido.

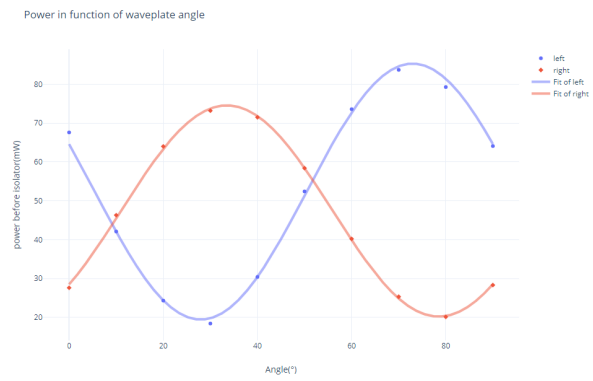


Figura 4: Ângulo da placa de onda vs potência dos 2 feixes

Para ajustar a colimação dos dois feixes sobrepostos, usamos um telescópio com duas lentes com comprimentos focais idênticos.

2.1.2 Amplificador Tapered (TA)

O TA é um chip semiconductor de meio de ganho laser sem cavidade. Portanto, quando um feixe de laser passa por ele, é amplificado. A face de entrada do TA tem um tamanho de alguns μm . Assim, é necessário focar o feixe de entrada precisamente nessa área. Devido à forma do chip TA, seu modo de saída natural é astigmático, o que significa que ele diverge nas direções horizontal e vertical com diferentes comprimentos focais. O TA escolhido para a montagem do experimento é o amplificador óptico semiconductor de 780 nm do modelo EYP-TPA-0780-01000-3006-CMT03-0000 da empresa Toptica Eagleyard. O amplificador também necessita de um regulador de temperatura, que é externo a ele.

O chip TA, semelhante a um diodo laser, precisa de uma corrente para bombear seu meio em uma inversão de população para atuar como um meio de ganho. No setup, usamos uma fonte de corrente comercial Thorlabs LDC220C, que pode ser ajustada de 0 mA a 2000 mA para este TA. Enquanto estava sendo alinhado e ajustado, a corrente foi reduzida para 700 mA por motivos de segurança do laser. Mas, como a corrente usada no experimento será em torno de 1500 mA e o modo do feixe de saída resultante pode mudar com a corrente no TA, o acoplamento de fibra foi otimizado para essa corrente. Potências acima de 500 mW foram medidas com um medidor de potência térmica.

O eixo de polarização do feixe de entrada do TA deve estar alinhado ao eixo lento da fibra PM do amplificador tapered. Mas, como mencionado na seção anterior, a polarização dos dois feixes é ortogonal quando combinados no PBS. Assim, inserimos uma placa de onda de meia onda antes da entrada do TA para girar ambas as polarizações até encontrarmos um compromisso entre as potências de saída dos dois feixes. Para encontrar esse compromisso, tracei o ângulo da placa de onda e a potência resultante para os 2 feixes. E então escolhi o ângulo da placa de onda onde os dois se encontram com a maior potência (veja a figura 4).

Acoplamos os feixes de entrada no TA com a ajuda de sua emissão espontânea amplificada (ASE, *Amplified Spontaneous Emission*) de retrocedente. Este ASE é emitido naturalmente do TA através de ambas as extremidades quando o TA é acionado por uma corrente. Para ajustar as lentes que focam a entrada no chip TA, podemos colimar o feixe ASE de retrocedente que sai da entrada. Então, podemos sobrepor o ASE retrocedente na entrada com os feixes de entrada.

Outro requisito importante para maximizar a saída do TA é a colimação dos feixes de entrada. No nosso caso, as posições das lentes de colimadores de entrada se moveram ao transferir o módulo para o laboratório, e tivemos que corrigir isso para recuperar o nível adequado de potência novamente.

2.1.3 A saída do TA

Na montagem do TA, podemos inserir uma lente esférica (com comprimento focal de 3.1 mm) para colimar verticalmente o feixe na direção de saída. Como o feixe é astigmático, a outra direção não será colimada. Para colimar a direção horizontal, usamos uma lente cilíndrica (com comprimento focal de 38.1 mm). Devido ao pequeno tamanho do chip TA, é difícil alinhar corretamente e, em particular, ajustar sua posição em seu suporte na altura ideal. Por esse motivo, a direção do feixe de saída acabou sendo ligeiramente inclinada em relação ao eixo óptico da montagem do TA. Como nossa lente cilíndrica foi colocada diretamente após o TA, essa inclinação causou aberrações significativas no feixe resultante, o que reduziu a eficiência de acoplamento na fibra monomodo mais adiante. Também tivemos algumas aberrações devido à lente esférica montada no amplificador por causa dessa inclinação. Isso demonstra a importância de um suporte preciso do chip TA ao construir o TA.

2.1.4 Isolador Óptico

Se um dos componentes ópticos no caminho óptico refletir alguma luz de volta, ela pode acoplar no TA e interferir em seu funcionamento. O mesmo pode acontecer com o laser de acionamento do TA. Isoladores ópticos são usados para prevenir a propagação de luz do laser de volta. Um isolador óptico age como uma válvula ou diodo, mas para luz polarizada. É composto por um polarizador vertical na entrada, seguido por um rotador de Faraday que usa um campo magnético para girar a luz passando 45° e outro polarizador a 45° na saída. A luz que entra passa verticalmente, é girada 45° e passa pelo segundo polarizador. Mas a luz que vem da direção oposta é girada para horizontal e não consegue passar pelo polarizador vertical na entrada. Assim, é bloqueada.

Na nossa montagem, usamos o modelo Isowave I-80-T4 H. Acoplamos com dois espelhos de ajuste após a lente cilíndrica. Após ajustar o isolador, ele estava refletindo alguma luz de volta para o TA, o que levou a oscilações de potência com um período de

250 s. Tivemos que inclinar o isolador alguns graus para que o laser refletido não acoplasse no amplificador enquanto o feixe principal ainda passava pelo isolador.

2.1.5 Acoplamento da fibra de saída

Logo após o isolador, temos um espelho desviando o feixe para dois outros espelhos de ajuste para acoplar o feixe na fibra de saída. Apesar de ajustar a lente colimadora, inicialmente só conseguimos uma eficiência de acoplamento muito baixa de 10 %-15 % em comparação com a potência antes do colimador.

Usamos uma câmera perfiladora de feixe para visualizar o perfil do feixe do TA logo após o isolador, bem como um feixe saindo da fibra de saída. Excluindo as aberrações, a largura gaussiana do feixe amplificado era cerca de 3.5 vezes menor que a largura do feixe do colimador para a fibra dada. Portanto, colocamos um telescópio antes dos espelhos de ajuste com lentes de -15 mm e 50 mm para aumentar o feixe e combinar o modo da fibra. Dessa forma, quase dobramos nossa eficiência de acoplamento para 25 %, que ainda é uma eficiência bastante baixa, causada pelas aberrações do perfil do feixe devido à montagem do TA.

Para estabilizar a polarização acoplada na fibra, adicionamos um PBS e uma placa de onda de meia onda antes da fibra (veja a figura 3).

2.1.6 Transferência do setup para o experimento

Quando o módulo foi colocado no lugar no experimento, alguma luz do TA estava voltando e interferia com um dos lasers de diodo, o que levou a um feedback óptico, embora o laser já estivesse equipado com um isolador. Esse problema foi resolvido colocando um isolador adicional no laser.

2.2 Trava de Fase de R1 em R2

Na transição Raman, é importante que a fase do laser e sua diferença de frequência sejam consistentes; por isso, fazemos a trava de fase, que também trava a diferença de frequência entre eles (em 6.834 GHz, veja a figura 2). Um sinal que codifica essa diferença é gerado por um fotodiodo, que registra a frequência da batida entre os dois lasers. A frequência da batida, que é igual à diferença de frequência entre eles, é reduzida por mistura com um sinal de referência de micro-ondas. A frequência de RF resultante é comparada com o sinal de um DDS em um detector de frequência de fase. O sinal de erro de fase é então usado para travar a fase dos lasers, corrigindo a corrente do laser de R1 e também o comprimento da cavidade externa através de um atuador piezoelétrico.

A trava de fase para esses lasers já estava implementada no experimento. O nível da nota de batida deve estar na faixa de -50 dBm a -30 dBm e pode ser verificado com um analisador de espectro.

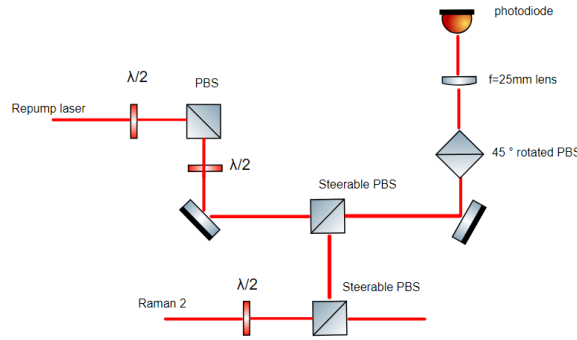


Figura 5: Configuração óptica para a trava de offset do laser.

2.3 Trava de Offset de R2 no laser de Repump

A trava de offset funciona de maneira semelhante à trava de fase. No entanto, usamos a batida para corrigir apenas a frequência de um dos lasers Raman. O objetivo de manter a frequência deste laser estável é evitar que o desacordo Δ de cerca de 1 GHz do estado intermediário da transição Raman derive. A deriva sem a trava é da ordem de centenas de Megahertz e, portanto, significativa. O ponto de trava para a configuração atual (deslocado para o vermelho) é uma nota de batida de 900.8 MHz.

A fotodiodo para esta trava foi inserida em um mini-circuit bias-tee. O bias-tee é alimentado por uma bateria de 9 V. Ao observar uma pequena tensão nos terminais da bateria desconectados, obtemos um sinal quando há um laser na fotodiodo. Fazendo isso, podemos alinhar os lasers com a fotodiodo otimizando a tensão nesses terminais.

Para sobrepor os dois feixes, usamos um PBSs e placas de onda para redirecionar parte dos dois feixes a serem travados na fotodiodo. Como suas polarizações eram ortogonais, para obter a mesma polarização, usamos um PBS girado em 45° . Uma lente de comprimento focal de 25 mm foi adicionada no caminho para focar o laser na pequena abertura da fotodiodo (veja a figura 5).

A nota de batida vai do bias-tee para um amplificador, para um acoplador direcional, e então para um conversor F-U. O F-U é uma caixa que converte uma frequência de sinal em uma tensão DC, com uma taxa de conversão linear de 100 MHz/V. Essa tensão do F-U é então alimentada em um circuito controlador de laser de diodo mostrado na figura 6. Esse controlador integra o sinal de erro (entrada **1** na figura 6), que é a diferença do F-U para uma referência (9 V e entrada **11**), uma vez para a corrente do laser (em **5**) e duas vezes para o piezoelétrico (em **10**). O loop de frequência é fechado atuando na corrente do diodo laser e no piezoelétrico na cavidade do laser, que controla a frequência do laser. A frequência do laser R2 é então vinculada ao laser de repump, com um offset em frequência. Ao ligar **3** e **8**, podemos ativar a trava ou desativá-la para observar o comportamento do laser ou de algum sinal no loop.

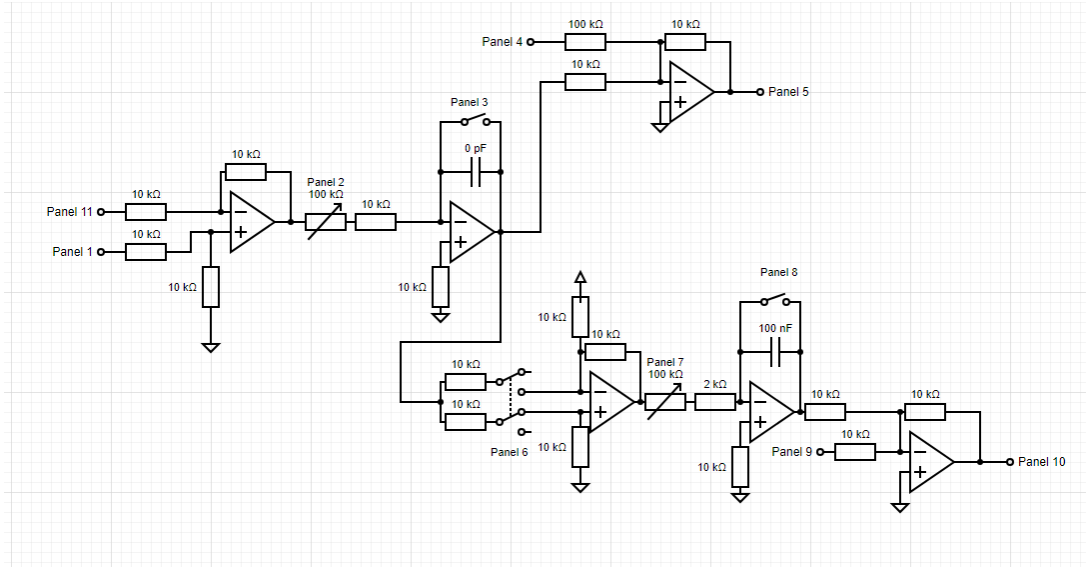


Figura 6: Circuito para o controlador de laser de diodo da trava de offset. Que controla a corrente do diodo laser e o piezoelétrico da cavidade.

2.4 Estabilização da Potência

Para o experimento, foi necessário estabilizar a potência dos lasers Raman abaixo de 1 %. Assim, construímos um controlador para a corrente do TA usando a saída de tensão de um fotodiodo. A corrente foi controlada usando a entrada de modulação da fonte de corrente para laser Thorlabs que alimentava o TA.

O controlador apenas soma a saída (negativa) do fotodiodo a uma referência e integra esse sinal de erro uma vez. Com a placa de circuito utilizada, podemos alterar facilmente o resistor e a capacitância do integrador. A saída é limitada ao intervalo de ± 1 V. Com o limite ajustado na fonte de corrente Thorlabs de 1550 mA, esses ± 1 V equivalem a ± 155 mA quando o controlador está saturado.

Posicionamos um fotodiodo fora do loop antes e depois de um modulador acusto-ótico (AOM, *Acousto-optic Modulator*) e também após um retardador variável de cristal líquido (LCVR, *Liquid Crystal Variable Retarder*), ambos no caminho do laser antes da câmara de vácuo. Após o AOM, medimos um excesso de ruído. Mas após o LCVR e um cubo PBS, a potência estava ainda mais ruidosa, e a estabilização mal fazia diferença. As flutuações estavam vindo do LCVR, que estava perturbando a polarização, o que se convertia em diferenças de potência no PBS. Como o LCVR não estava mais sendo usado, o removemos.

2.5 Transições Atômicas

As variáveis importantes dos lasers Raman para as transições atômicas são: o deslocamento Stark AC, influenciado pela razão de potência entre os dois feixes. A polarização também é crucial, deve ser σ^+ para ambos, ou linear e perpendicular entre os

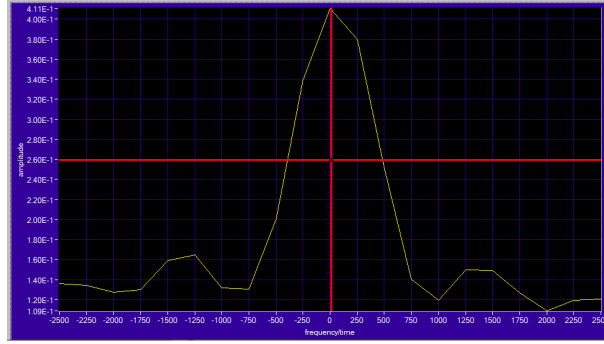


Figura 7: Mapeamento do desacordo entre os feixes Raman nos átomos com deslocamento Stark AC compensado. A frequência está em unidades de 0.1 kHz.

dois feixes. Finalmente, a frequência de Rabi que é influenciada também pelos desacordos e portanto pelas frequências além das potências dos dois feixes.

2.5.1 O Deslocamento Stark AC

Quando os lasers Raman são dirigidos para os átomos, a energia da ressonância com os níveis da transição Raman muda. Isso é chamado de deslocamento Stark AC. O deslocamento varia com a potência, e cada laser terá um deslocamento Stark diferente para a mesma potência e também um deslocamento com sinais opostos. Se houver um deslocamento, átomos em diferentes posições do feixe com diferentes intensidades dos lasers Raman verão deslocamentos Stark AC diferentes, amortecendo a oscilação de Rabi. Portanto, tentamos encontrar uma razão entre os dois lasers onde esse deslocamento seja próximo de zero, como na figura 7.

O escaneamento é, em detalhes, um escaneamento do desacordo entre os lasers, que variamos alterando a frequência do sinal de referência de micro-ondas do PLL e, portanto, a diferença no ponto de bloqueio de frequência entre os dois lasers. O mapeamento tem a forma de uma função seno cardinal.

Ao realizar a espectroscopia de micro-ondas da transição hiperfina, na presença de um dos dois lasers, por exemplo, R2, podemos medir o deslocamento Stark AC da transição hiperfina induzido por esse laser. Para R1, obtivemos um deslocamento de 4.5 kHz com uma potência medida logo abaixo da câmara de vácuo de 2.6 mW, embora este laser estivesse livre e não bloqueado em fase. Para R2, obtivemos -5.5 kHz com uma potência de 0.51 mW. Ajustando a razão de potência, pudemos anular o deslocamento diferencial de luz na presença de ambos os lasers, como mostrado na figura 7.

2.5.2 Picos Contra-propagantes e Co-propagantes

A figura 8 exibe o espectro Raman que obtemos, ao escanear a diferença de frequência Raman de um único pulso Raman. Podemos ver que há 3 picos principais em um mapeamento maior de Raman. O do centro é devido às transições Raman co-propagantes,

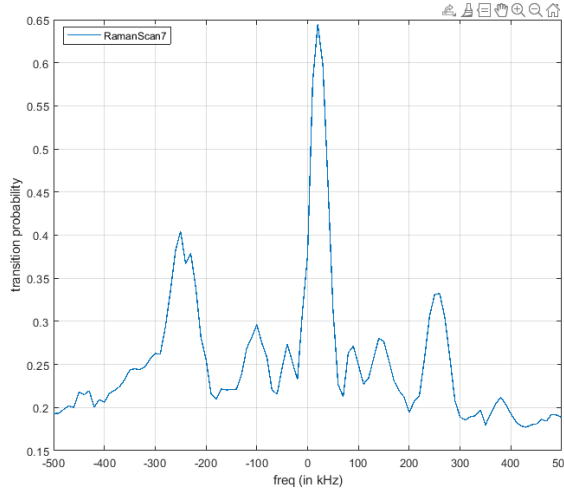


Figura 8: Mapeamento Raman com picos contra e co-propagantes da transição Raman

que podem ser vistas apenas com os feixes Raman incidentes, e os dois em ± 250 kHz que são as transições contra-propagantes e que necessitam do feixe incidente e também da reflexão no espelho no topo da câmara de vácuo, ambos passando pelos átomos. Todos são afetados pelo deslocamento Stark AC e os outros picos menores são apenas os lobos da função sinc.

Ao ajustar a nossa diferença de frequência Raman entre os dois feixes para o deslocamento desses picos, podemos usar a transição co-propagante ou contra-propagante. Como a contra-propagante tem mais transferência de momento, usamos essa configuração para fazer a interferometria de átomos.

2.5.3 Oscilações de Rabi

Quando estamos em ressonância com uma das duas transições contra-propagantes, podemos então induzir oscilações de Rabi, como na figura 9, variando a duração do pulso Raman. Extraímos a partir disso a frequência de Rabi das transições Raman. Podemos usar essa informação para nos posicionar no meio da inclinação crescente no início da oscilação de Rabi. Com isso, somos capazes de otimizar a posição horizontal do feixe Raman nos átomos com uma base de translação, por exemplo. Nesse ponto, com essa duração de pulso, uma potência maior e, portanto, uma frequência de Rabi maior resultaria em uma maior quantidade de átomos no estado excitado. Assim, a cada ciclo, se estamos obtendo mais átomos, significa que temos um melhor alinhamento.

Como não conseguimos alcançar a frequência de acoplamento/Rabi desejada apenas com o aumento da potência do TA, reduzimos o desacordo do laser Raman, em detrimento de mais emissão espontânea, para aumentar o acoplamento.

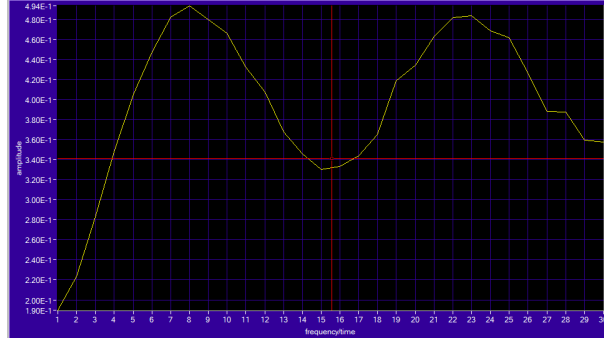


Figura 9: Oscilações de Rabi dos átomos sob um mapeamento da duração do pulso dos lasers Raman. As durações dos pulsos no eixo x estão em μs .

Laser	Antes da fibra de entrada	Após a fibra de entrada	Antes do TA	Após o TA	Antes da fibra de saída	Após a fibra de saída
R1	11.8	5.6	5.1	303	157	47
R2	5.6	3.1	2.5	161	94	23

Tabela 1: Potências em mW do laser R1 (R2) na configuração de amplificação medidas com o outro feixe R2 (R1) bloqueado em diferentes partes do sistema para a corrente de 1500 mA do TA. **Lembre-se de que essas potências podem variar com a configuração da placa de ondas.**

3 Resultados

3.1 Avaliação de desempenho

3.1.1 O TA

Na Tabela 1, podemos ver as potências esperadas para 1500 mA no TA para a entrada do laser dada (que varia com a corrente). Podemos observar que obtemos um aumento significativo nas potências dos lasers acopladas à fibra ao usar o amplificador (veja após a fibra de entrada e após a fibra de saída para comparação).

A estabilidade do sistema é, em geral, boa. Ela permanece muito estável por alguns dias, cerca de 3-4 dias, embora ainda tenha sido necessário ajustar ocasionalmente em um intervalo de tempo maior. Principalmente o acoplamento no TA que se desajustou e, em seguida, o acoplamento na fibra de saída.

3.1.2 As travas

Os lasers podem sair da trava quando o ponto de operação se aproxima de uma mudança de modo (uma frequência na qual o laser salta repentinamente para outra que não é contígua ao mudar a corrente ou o piezo). Mas, ajustando as correntes ou as temperaturas dos lasers, as travas permanecem estáveis por dias.

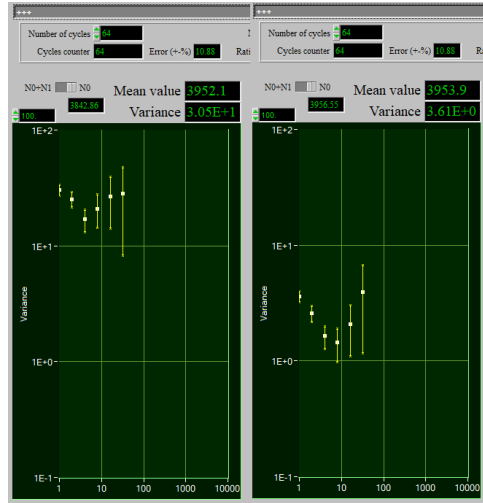


Figura 10: Desvios padrões de Allan sem (esquerda) e com (direita) o loop de estabilização de potência ativado.

3.1.3 Estabilização de potência

O laser ficou muito mais estável com a estabilização de potência do TA ativada. Pudemos observar isso tanto ao monitorar o sinal em loop do fotodiodo utilizado para o loop de controle quanto com um fotodiodo fora do loop.

Na Figura 10, podemos ver o desvio padrão de Allan com e sem a estabilização. Os dados foram coletados realizando pulsos de 10 ms e calculando a área do pulso integrando a tensão aplicada no fotodiodo Thorlabs posicionado após o AOM. O valor mais à esquerda corresponde ao desvio padrão de um disparo para outro. A variância de disparo a disparo em porcentagens é 0.77 % sem a estabilização de potência e 0.09 % com a estabilização.

Na Figura 11, podemos ver a Transformada de Fourier do ruído no sinal de potência capturado no fotodiodo Thorlabs na mesma posição utilizada para as Variâncias de Allan. Com isso, obtemos uma visão do perfil de ruído em uma escala de tempo mais curta. Podemos observar menor ruído até altas frequências (de cerca de 10 kHz).

3.2 Oscilações de Rabi

Realizamos algumas avaliações da frequência de Rabi para diferentes potências dos lasers Raman variando a amplitude do sinal RF enviado para o AOM e o driver de corrente do TA, como pode ser visto na Tabela 2.

3.3 Interferometria de gravímetro

Com um acoplamento contra-propagante e frequência de Rabi de 35 kHz e, portanto, um pulso de $\pi/2$ de 7 μ s e um pulso π de 14 μ s, realizamos um interferômetro com a configuração atual que foi capaz de fornecer o valor da gravidade. Para isso, usamos os três pulsos Raman conforme descrito acima. Além disso, aplicamos um chirp

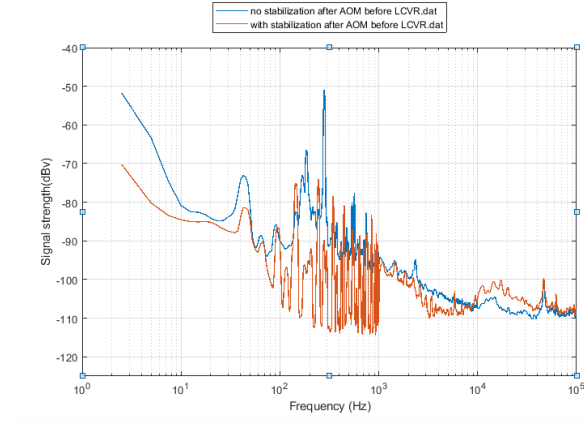


Figura 11: FFT da parte AC da potência no fotodiodo Thorlabs posicionado após o AOM com (laranja) e sem (azul) estabilização.

Amplitude do AOM (V)	Corrente do TA (mA)	Período do pulso de Pi (μ s)	Frequência de Rabi (kHz)
0.1	1000	30	16.7
0.15	1000	17	29.5
0.7	1000	14	35.7
0.3	1000	13	38.5
0.4	1200	10	50

Tabela 2: Frequências de Rabi em acoplamento co-propagante com diferentes voltagens de configuração do AOM. A resposta do AOM é não linear e atinge um platô em torno de 0.3 V. Por isso, aumentamos a corrente do TA no final.

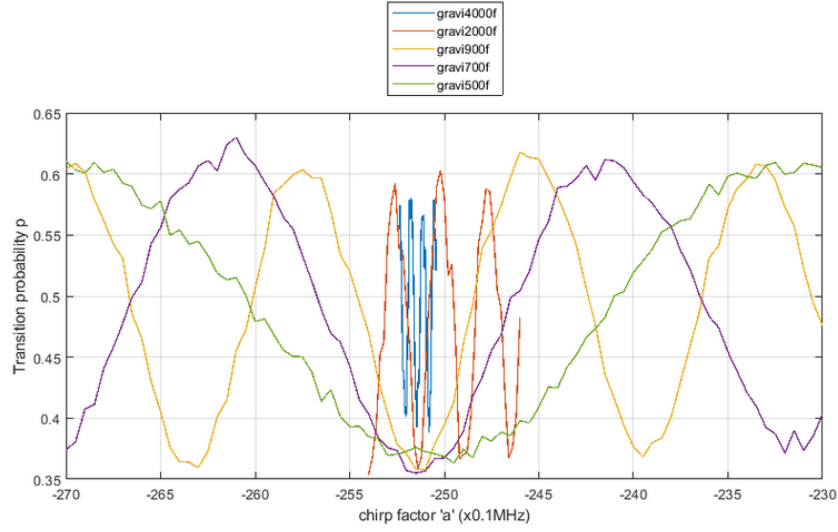


Figura 12: Franjas de interferometria de átomos com um chirp de frequência aplicado à diferença de frequência entre os lasers Raman, para diferentes tempos de interrogatório T em microssegundos. A variável escaneada foi a taxa de chirp escalada em 0.1 MHz/s.

no desacordo entre os dois lasers Raman, de modo a compensar o desvio Doppler. Esse desacordo é controlado pelo loop de trava de fase. Esse chirp adiciona uma fase extra ao interferômetro correspondente a $2\pi a T^2$, onde a é a taxa de chirp em Hz/s. Para diferentes tempos de interrogatório, escaneamos a taxa desse chirp, o que permite escanear a fase do interferômetro e, assim, observar franjas. Quanto maior o tempo de interrogatório, menor a distância entre as franjas, como em um interferômetro de Ramsey (ver fig. 12). Para recuperar o valor da gravidade a partir disso, identificamos a taxa de chirp para a qual todos os padrões de franja apresentam um mínimo. Isso ocorre quando a taxa de chirp compensa exatamente a aceleração da queda dos átomos $g \cdot k_{eff} T^2$, o que significa que cancela a diferença de fase, independentemente do valor de T . Com a taxa de chirp de ressonância igual a ≈ -25.145 MHz/s obtida do ponto mais baixo nas franjas de 4000 μ s próximas à ressonância (novamente fig. 12), podemos obter o valor da gravidade com $g k_{eff} = -2\pi a$, onde $k_{eff} = 2 \frac{2\pi}{780nm}$ e a é a taxa de chirp de ressonância. O valor obtido de g é igual a 9.806 55 m/s². Não chegamos ao limite da nossa precisão. Esta gravimetria foi mais uma validação das capacidades do sistema de laser Raman do que uma medição metrológica real.

3.4 Discussão

O TA pareceu ser a escolha mais prática para obter uma potência maior para os lasers Raman. No entanto, o problema é a baixa qualidade do perfil do feixe que sai do TA. Idealmente, deveríamos conseguir um acoplamento na fibra de cerca de 50 %, mas só conseguimos cerca de metade disso, aproximadamente 25 %. Para melhorar isso, poderíamos ter testado mais telescópios diferentes para tentar fazer com que o perfil do

feixe de saída correspondesse melhor ao perfil ideal do feixe da fibra. O problema é que isso exigiria lentes com valores muito específicos e a tentativa de todas elas para otimizar o acoplamento ajustando a ampliação do telescópio.

Outra possível mudança seria tentar melhorar a posição do chip do amplificador para que o feixe saia alinhado ao eixo óptico, o que reduziria a aberração das lentes que colimam a saída do TA. Essa mudança também melhoraria o acoplamento. Outra possibilidade seria escolher as lentes ideais para colimar a saída do TA que corresponderiam diretamente ao perfil da fibra sem a necessidade de um telescópio. Mas isso nos levaria novamente ao problema de encontrar distâncias focais muito específicas para as lentes.

4 Conclusão

O trabalho no sistema de laser do experimento, juntamente com a participação em algumas partes do próprio experimento, foi uma experiência que desenvolveu muitas novas habilidades e conhecimentos, assim como a base para colocá-los em prática. Isso inclui óptica, física atômica, eletrônica, mecânica quântica e engenharia de controle, entre outros. Na minha contribuição para o experimento, com o TA conseguimos obter uma potência significativamente maior nos feixes Raman sem muitas modificações no arranjo experimental. Além disso, o trava de offset e a estabilização de potência também não ocuparam muito espaço nem exigiram muitas mudanças, e a estabilização de potência trouxe melhorias muito significativas para a estabilidade. Ajustando o desacordo Raman e o corrente do TA, conseguimos atingir a frequência de acoplamento/Rabi esperada.

Este relatório também é uma boa documentação que descreve as modificações implementadas e os desafios encontrados nesse processo, que agora podem ser superados mais facilmente com as informações fornecidas. O estagiário também participou da produção de documentação nos cadernos de laboratório do experimento, destacando a importância de registrar todas as modificações executadas de forma clara para que outra pessoa possa continuar o trabalho facilmente no futuro.

Referências

- [1] R. Geiger, A. Landragin, S. Merlet e F. Santos, *Highaccuracy inertial measurements with cold-atom sensors*, *AVS Quantum Sci.*, 2, 024702, 2020.
- [2] P. Asenbaum, C. Overstreet, M. Kim, J. Curti e M. A. Kasevich, “Atom-interferometric test of the equivalence principle at the 10- 12 level,” *Physical Review Letters*, v. 125, n. 19, p. 191 101, 2020.

-
- [3] G. Rosi, F. Sorrentino, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli e G. Tino, “Precision measurement of the Newtonian gravitational constant using cold atoms,” *Nature*, v. 510, n. 7506, pp. 518–521, 2014.
 - [4] L. Morel, Z. Yao, P. Cladé e S. Guellati-Khélifa, “Determination of the fine-structure constant with an accuracy of 81 parts per trillion,” *Nature*, v. 588, n. 7836, pp. 61–65, 2020.
 - [5] B. Elder, J. Khoury, P. Haslinger, M. Jaffe, H. Müller e P. Hamilton, “Chameleon dark energy and atom interferometry,” *Physical Review D*, v. 94, n. 4, p. 044051, 2016.
 - [6] V. Ménoret et al., “Gravity measurements below 10^{-9} g with a transportable absolute quantum gravimeter,” *Scientific reports*, v. 8, n. 1, p. 12300, 2018.
 - [7] D. Becker et al., “Space-borne Bose–Einstein condensation for precision interferometry,” *Nature*, v. 562, n. 7727, pp. 391–395, 2018.
 - [8] D. C. Aveline et al., “Observation of Bose–Einstein condensates in an Earth-orbiting research lab,” *Nature*, v. 582, n. 7811, pp. 193–197, 2020.
 - [9] T. Lévêque et al., *CARIOQA: Definition of a Quantum Pathfinder Mission*, 2022. arXiv: [2211.01215](https://arxiv.org/abs/2211.01215) [[physics.atom-ph](https://arxiv.org/archive/physics)].
 - [10] L. Badurina, O. Buchmueller, J. Ellis, M. Lewicki, C. McCabe e V. Vaskonen, “Prospective sensitivities of atom interferometers to gravitational waves and ultralight dark matter,” *Philosophical Transactions of the Royal Society A*, v. 380, n. 2216, p. 20210060, 2022.
 - [11] P. Cheinet, “Conception et réalisation d’un gravimètre à atomes froids,” these de dout., Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2006.
 - [12] F. P. dos Santos et al., “Gravimètre à atomes froids,” *Revue française de métrologie*, n. 13, pp. 33–40, 2008.
 - [13] J. Ma, X. Wang, C. Sun e F. Nori, “Quantum spin squeezing,” *Physics Reports*, v. 509, n. 2–3, pp. 89–165, dez. de 2011, ISSN: 0370-1573. DOI: [10.1016/j.physrep.2011.08.003](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2011.08.003). endereço: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physrep.2011.08.003>.
 - [14] R. Corgier, N. Gaaloul, A. Smerzi e L. Pezzè, “Delta-Kick Squeezing,” *Physical Review Letters*, v. 127, n. 18, out. de 2021, ISSN: 1079-7114. DOI: [10.1103/physrevlett.127.183401](https://doi.org/10.1103/physrevlett.127.183401). endereço: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.183401>.