

Testes de gravitação quântica no laboratório

Francisco Bento Lustosa

Universidade Estadual do Ceará

Resumo

Este trabalho introduz alguns dos principais tópicos relacionados aos recentes esforços para realizar experimentos que comprovem a natureza quântica da gravidade no laboratório. Um panorama geral dos problemas conceituais envolvidos será apresentado, descrevendo as teorias mais conhecidas bem como discutindo algumas abordagens mais relevantes para os experimentos no laboratório como o modelo de decoerência de Diósi-Penrose. Utilizando o formalismo da quantização canônica da gravidade linearizada é demonstrado como previsões estão começando a ser extraídas das teorias conhecidas para um regime ainda pouco explorado experimentalmente. Em seguida, são discutidas algumas das principais propostas experimentais da literatura, em especial a possibilidade de gerar emaranhamento entre duas fontes massivas em estado de superposição quântica e os testes envolvendo sistemas optomecânicos. As conclusões listam problemas em aberto relacionados aos métodos tradicionais de quantização da gravidade no regime de baixas energias e discutindo os caminhos mais promissores experimentalmente para testar previsões que possam comprovar a natureza quântica do campo gravitacional.

Abstract

This work introduces some of the main topics related to recent efforts to conduct experiments that prove the quantum nature of gravity in the laboratory. An overview of the conceptual problems involved will be presented, describing the most well-known theories as well as discussing some of the most relevant approaches for laboratory experiments, such as the Diósi-Penrose decoherence model. Using the formalism of canonical quantization of linearized gravity, it is demonstrated how predictions are beginning to be extracted from the known theories for a regime that is still little explored experimentally. Next, some of the main experimental proposals in the literature are discussed, particularly the possibility of generating entanglement between two massive sources in a state of quantum superposition and the tests involving optomechanical systems. The conclusions list open problems related to traditional methods of gravity quantization in the low-energy regime and discuss the most promising experimental paths to test predictions that could confirm the quantum nature of the gravitational field.

Palavras-chave: gravitação quântica; decoerência; emaranhamento.

Keywords: quantum gravity; decoherence; entanglement.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v6n2.49482](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v6n2.49482)

1 Introdução

1.1 Motivações

O problema de unificar as interações fundamentais da Natureza em uma teoria única, coerente e completa continua sendo um dos maiores desafios da Física [1, 2]. O principal obstáculo nessa direção parece ser a falha em desenvolver uma Teoria de Gravitação Quântica que ofereça previsões testáveis e conclusivas. As duas mais conhecidas tentativas nessa direção são a Teoria das Cordas [3] e a Teoria de Gravidade de Laços (*Loop Quantum Gravity*, ou LQG) [4], que têm oferecido diversos caminhos indiretos para a ob-

servação de efeitos de gravitação quântica desde as maiores escalas com modelos de cosmologia quântica [5–8] e buracos negros [9] até as menores escalas através de modificações do princípio da incerteza e violações da simetria de Lorentz [10, 11]. No entanto, ambas as abordagens sofrem de algumas falhas conceituais e não oferecem caminhos claros para testar suas premissas fundamentais diretamente. Se, em última instância, as teorias são desenvolvidas para explicar a emergência da Mecânica Quântica e da Relatividade Geral a busca pela assinatura fundamental se dá sempre indiretamente por modificações de uma dessas duas teorias em alguma escala de energia, massa

ou comprimento. Na verdade, propriedades como comprimentos mínimos e violações de Lorentz são comuns à muitas abordagens de quantização da gravidade ou de unificação das interações através de extensões do Modelo Padrão de partículas. Por esse motivos muitos pesquisadores têm se voltado para buscar assinaturas de efeitos relacionados à granularidade do espaço-tempo ou um comprimento mínimo que modifique as relações de incerteza com um foco maior em situações em que altas energias e curvaturas possam estar envolvidas como em cenários astrofísicos e cosmológicos (ver [11] para mais referências sobre o assunto).

Alguns autores argumentam que o campo gravitacional não deve ser tratado como um campo quântico e sua natureza fundamentalmente diferente requer que pensemos em um acoplamento entre esta entidade clássica e os campos quânticos que seja consistente e coerente com essa diferença [12–14]. Por outro lado, a ideia de que a aplicação de métodos de Teorias Efetivas de Campo (EFTs, na sigla em inglês) [15,16] ou de quantização canônica da relatividade geral [17,18] pudessem gerar previsões para situações experimentais de baixas energias em que o campo gravitacional pudesse estar em estados superpostos [19] ou mediar o emaranhamento [20] tem ganho cada vez mais atenção tanto de grupos experimentais como de colaborações teóricas para gerar previsões para situações específicas (ver [21] para uma extensa e recente revisão sobre os diversos desafios relativos aos experimentos e previsões teóricas para a gravitação quântica no laboratório). A questão que está posta é: a gravidade precisa ser quantizada? É possível imaginar experimentos que provem a natureza quântica do campo gravitacional mesmo que não comprovem diretamente uma teoria específica?

Enquanto os limites de energia para testar teorias fundamentais parece inacessível diretamente em experimentos terrestres, o avanço das tecnologias tem nos permitido acessar experimentos com comprimentos cada vez menores de espaço [22] e de tempo [23] e massas cada vez maiores em experimentos quânticos de baixas energias [21,24,25]. Ao mesmo tempo que a necessidade de uma melhor precisão em medidas da constante gravitacional de Newton têm avançado na direção de experimentos de gravitação clássica com massas cada

vez menores [26]. Além disso, o campo da optomecânica quântica oferece caminhos promissores na direção de testar as interações de sistemas quânticos bem controlados de fótons com sistemas cada vez maiores [27,28].

Esses avanços renovaram o interesse em experimentos de gravitação quântica no regime de baixas energias. Vários autores têm proposto cenários experimentais em que campos gravitacionais pudessem causar efeitos fundamentalmente quânticos possíveis de serem observados com tecnologias atuais [15,21,25,29]. Em especial, a proposta de Bose [30], Marletto e Vedral [31] envolvendo o emaranhamento de superposições massivas tem sido amplamente discutida na literatura tanto do ponto de vista teórico quanto em seu desenvolvimento experimental [30,32,33]. Essa possibilidade gerou uma ampla gama de teorias nas quais a gravidade é responsável por algum tipo de modificação da mecânica quântica [34–37]. Essa última categoria de teorias com correções de gravitação quântica em baixas energias têm a vantagem distinta de serem capazes de produzir previsões para sistemas laboratoriais simples que deveriam violar a mecânica quântica padrão em experimentos acessíveis no futuro próximo (alguns experimentos envolvendo detecção de radiação por emissão espontânea já foram realizados para testar modelos de decoerência gravitacional [38]). As consequências de tais efeitos têm sido discutidas na literatura de forma mais intensa nas últimas duas décadas e podem ter implicações importantes em todas as áreas das aplicações quânticas [39].

Neste artigo apresentamos as alternativas experimentais que têm sido discutidas na literatura envolvendo superposições do campo gravitacional, decoerência induzida pela gravitação e a possibilidade de emaranhamento mediado pelo campo gravitacional [15,25]. Não será nosso objetivo descrever as muitas alternativas teóricas que têm sido propostas na literatura, apesar de ocasionalmente nos referirmos à uma proposta ou outra que envolva alguma modificação das teorias usuais (como o mecanismo de colapso gravitacional Diósi-Penrose [34,40]). Ainda assim, é impossível falar sobre os experimentos e seus objetivos sem uma visão clara do status atual das propostas teóricas de quantização da gravidade. Portanto, antes de introduzirmos os experimentos que ire-

mos analisar apresentaremos um panorama teórico geral e incluiremos uma seção dedicada a uma descrição dos métodos utilizados para derivar previsões que utilizaram a quantização canônica de uma métrica linearizada [17, 18, 37, 41], inspiradas no trabalho seminal de Bronstein [42] que aplicou pela primeira vez as técnicas de primeira quantização na equações de Einstein linearizadas. Essa abordagem pode ser considerada “padrão”, mas como iremos ressaltar ao longo do texto alguns passos na derivação de previsões são alvo de debate na literatura. Em especial, a questão de como lidar com os estados de vácuo de campos quânticos no limite de infravermelho [43–45] e a forma de definir a superposição de geometrias na quantização canônica de campos gravitacionais [17, 46] são problemas em aberto relacionados aos fundamentos das teorias envolvidas e que motivam a continuada busca por uma teoria unificada de gravitação quântica [47].

1.2 Problemas de interpretação

Uma consequência natural da maneira como este “novo”¹ campo da Gravitação Quântica de Bancada tem se desenvolvido é a incerteza sobre quais conclusões podemos tirar dos mesmos, caso sejam bem sucedidos em demonstrar que o campo gravitacional possa ser colocado em superposição, mediar emaranhamento ou ser responsável por um novo tipo de decoerência quântica [37, 51, 52]. Isso se dá por diversos motivos, começando pela dificuldade inerente em unificar uma teoria baseada em espaço-tempo quadridimensional curvo e sem observadores com outra que descreve vetores em um espaço de Hilbert com dimensão arbitrária que depende fundamentalmente da definição de observáveis e medidas. Com relação a mecânica quântica em geral, é preciso ressaltar que

¹A ideia de testar a natureza quântica da gravitação com sistemas quânticos certamente não é nova e remonta à proposta de Feynmann desenvolvida nas discussões da conferência de Chapell Hill em 1957 [48] e que descreveremos mais a frente. Além disso, os experimentos de Colella-Ovehauser-Werner (COW) em 1975 [49] e de Page-Geilker de 1981 [50] foram propostos como exemplos de testes de gravitação quântica mas posteriormente foram compreendidos como evidência de que o campo gravitacional clássico da Terra afeta sistemas quânticos. O aspecto fundamentalmente “novo” dos experimentos que iremos analisar está na ideia de que sistemas quânticos possam ser a fonte do campo gravitacional a ser medido.

os mecanismos de decoerência ainda são relativamente imprecisos nas suas derivações teóricas e apenas o modelo de Caldeira-Leggett que descreve banhos térmicos e o modelo de banho de spin de Prokof’ev e Stamp foram testados diretamente em situações específicas (ver [39, 53] e referências para uma discussão completa sobre o status desses modelos e seus experimentos). A não-localidade intrínseca ao fenômeno do emaranhamento também coloca em dúvida a possibilidade de introduzir uma base espaço-temporal para o fenômeno de forma a evitar paradoxos. A ideia de que o campo gravitacional possa estar em um estado superposto ou mediar um efeito explicitamente não-local, vai de encontro ao conceito tradicional de trajetórias geodésicas próprio da relatividade e necessita de uma explicação racional que unifique os conceitos quânticos à essa estrutura. É nessa direção que surgiu a ideia de Referenciais Quânticos (*Quantum Reference Frames*, ou QRFs) proposta por Giacommini, Castro-Ruiz e Brukner em [54], que vem sendo explorada e debatida na literatura nos últimos anos com a necessidade de modificações e extensões sendo ressaltada por diversos autores [55–57]. Também não será nosso objetivo discutir os desenvolvimentos e limitações teóricas dos modelos de decoerência gravitacional ou de superposições de referenciais quânticos, mas é importante ressaltar essas questões para demonstrar que não é apenas a falta de uma teoria quântica de gravitação que limita a interpretação dos resultados experimentais. A limitação da compreensão dos fenômenos de superposição, decoerência e emaranhamento na formulação tradicional da mecânica quântica também impõem sérias dificuldades à derivação de cenários teóricos claros e consistentes [39].

Para deixar claro este último ponto podemos tentar visualizar o que ocorreria se colocássemos uma massa em uma superposição de duas posições diferentes, levando em conta a massa como fonte do campo gravitacional (e, portanto, da geometria do espaço-tempo considerado). Uma representação pictórica dessa situação está representada na Figura 1 [35]. Tentando manter uma visão agnóstica sobre a interpretação da mecânica quântica, podemos assumir que a massa evolui simultaneamente por dois caminhos e portanto o campo gravitacional da mesma também evolui de maneira superposta. O que isso implica para a

estrutura espaço-temporal durante a evolução da superposição? A massa curva o espaço-tempo da mesma maneira como se houvessem duas massas, uma em cada um dos caminhos? Ou teríamos uma divisão do campo pelos ramos da função de onda? Se tentarmos observar essa situação, estaremos observando um processo de decoerência como os outros ou a curvatura do espaço-tempo deve causar algum efeito novo? Essas questões, apesar de exacerbadas pela possibilidade de considerar um espaço-tempo curvo, já existem na mecânica quântica usual quando pensamos em objetos carregados, por exemplo. Até hoje a questão de como descrever e observar uma superposição quântica de campos quânticos localizados leva a diversos problemas fundamentais que ultimamente estão relacionados à formulação inicial dos postulados da mecânica quântica e sua incompatibilidade com uma descrição completa da realidade. Não é por acaso que o renascimento do interesse na possibilidade de testar efeitos de gravitação quântica no laboratório começou com a proposta teórica de Diósi e Penrose [34, 40, 46], que foi inspirada pelo paradoxo do colapso da função de onda e os desenvolvimentos em torno dos modelos de decoerência [39].

Na ausência de uma Teoria Quântica de Gravidade e de uma interpretação clara e consistente para o formalismo da mecânica quântica usual, os experimentos que têm sido propostos são focados em provar que o campo gravitacional tem propriedades essencialmente quânticas, eliminando dessa maneira ao menos a classe de teorias que nega essa possibilidade [13, 14]. A discussão sobre qual teoria quântica de gravitação seria a correta e como poderíamos interpretar os resultados ficaria postergada para quando pudermos de fato discutir os resultados experimentais.

1.3 Unificando interações ou quantizando geometrias?

Uma característica comum tanto à Teoria de Cordas como à LQG é a de que todos os testes experimentais propostos para as mesmas só poderão gerar sinais indiretos, através da modificação da Relatividade Geral ou das teorias quânticas usuais - ou ambas. Apesar de teorias (relativamente) consistentes em um nível fundamental e com muitas propriedades e consequências interes-

santes, ainda não há nenhuma indicação experimental que possa validá-las no presente momento mesmo que indiretamente. Nesse sentido, uma atitude mais conservadora sugere voltar às origens da discussão e tentar encontrar situações acessíveis aos experimentos atuais que possam esclarecer os problemas conceituais que nos impedem de construir uma descrição unificada do mundo.

Voltar às origens da discussão significa tentar extrair previsões relativas aos limites de aplicação das duas teorias (Gravitacional e Quântica) de formalismos que empreguem apenas os conceitos básicos das mesmas. Por um lado, podemos considerar a Relatividade Geral como uma teoria quântica de campos efetiva em baixas energias evitando questões relativas à divergências no UV [16]. De fato, essa abordagem tem sido utilizada amplamente na literatura e pode ser utilizada para calcular correções quânticas para o potencial gravitacional no limite newtoniano [15]. No entanto, questões relativas às divergências no infravermelho são motivo de debate na literatura quando consideramos situações envolvendo fontes quânticas [43–45, 58]. De forma ainda mais conservadora mas seguindo a mesma linha, vários autores têm demonstrado como a quantização canônica das equações linearizadas da Relatividade Geral para sistemas simples pode ser usada para extrair previsões quantitativas para situações envolvendo sistemas quânticos massivos que possam causar emaranhamento ou sofrer decoerência devido às interações gravitacionais [17, 18, 37]. A consistência dessas derivações com aproximações a partir dos métodos de teorias efetivas de campo envolvendo expansões perturbativas também tem sido verificado para alguns casos e efeitos [41, 59].

De forma geral, os modelos de quantização canônica da gravidade podem ser considerados como a abordagem inicial comum à muitas propostas de Teoria de Gravitação Quântica [2, 60, 61]. Diversas interpretações da mecânica quântica também tem sua origem em formas diferentes de tentar entender a equação de Wheeler-DeWitt que determinaria a função de onda do universo [62]. Exemplos de interpretações que são usadas até hoje na construção de modelos de cosmologia e teorias de gravitação quântica incluem a interpretação de muitos mundos proposta por Everett e estendida por De Witt [63, 64], a abordagem de

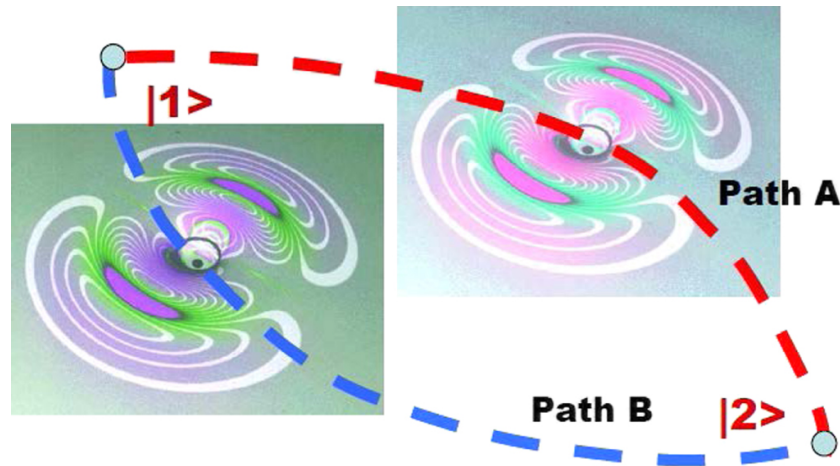


Figura 1: Representação pictórica do efeito gravitacional de uma partícula massiva em uma superposição quântica de dois caminhos (Figura retirada de [35]).

histórias consistentes [65–67] e a Teoria da Onda-Piloto de de Broglie-Bohm [68]. Essa última se enquadra na categoria geral de teorias onde podemos geometrizarmos a mecânica quântica para incluir a gravitação através do formalismo Hamiltoniano possivelmente modificando as equações de Schrödinger [69–71].

No entanto, a necessidade da quantização do campo gravitacional e a validade dos métodos tradicionais para derivar efeitos observáveis do mesmo não foram verificados experimentalmente. Por um lado, sabemos como campos clássicos podem influenciar sistemas quânticos em modelos simplificados que ignoram a estrutura do espaço-tempo [49, 50]. A equação de Wheeler-deWitt permite a exploração de um regime em que a curvatura do espaço-tempo pode ser incluída na evolução do estado quântico sem que seja necessária a formulação de uma teoria de gravitação quântica subjacente. Comprovar a validade de efeitos derivados a partir desse formalismo pode comprovar não só a necessidade de quantizar o campo gravitacional mas também tem o potencial de oferecer uma janela para testar alguns efeitos derivados no contexto de diferentes teorias [21, 36, 71].

O artigo está organizado da seguinte forma. Na Seção 2 apresentaremos o formalismo da gravitação quântica linearizada que levou às derivações de modelos para possíveis efeitos de decoerência gravitacional e emaranhamento mediado pelo campo gravitacional, sem a necessidade de incluir modificações fundamentais nem na teoria quântica nem na gravitacional. Na Seção 3

descreveremos os experimentos mentais que deram origem às propostas práticas atualmente em desenvolvimento e como eles ressaltam os desafios conceituais e práticos relacionados a extrair previsões e compará-las com resultados reais. Na Seção 4 descreveremos os possíveis efeitos de decoerência gravitacional e como o mecanismo de Diósi-Penrose pode causar efeitos observáveis, discutindo algumas propostas experimentais (algumas já realizadas [38] e outras em desenvolvimento [15]). Na Seção 5 apresentaremos a proposta de Bose, Marletto e Vedral (BMV) que envolve a observação de emaranhamento mediado pelo campo gravitacional gerado por superposições quânticas. Finalmente, na Seção 6 apresentaremos uma proposta recente que foi usada para testar possíveis efeitos de teorias alternativas de quantização da gravidade usando um sistema optomecânico, demonstrando o potencial desse tipo de experimento para realizar medidas precisas de efeitos ainda não totalmente compreendidos com métodos de quantização tradicional. Ainda com relação a sistemas optomecânicos, descreveremos a proposta recente de tentar usar sensores quânticos e a interação com ondas gravitacionais para detectar o graviton. Na Seção final serão listados alguns dos desafios teóricos e os possíveis caminhos que podem ser explorados para comprovar a natureza quântica do campo gravitacional utilizando as propostas experimentais apresentadas.

2 Quantização canônica da gravidade linearizada

A Relatividade Geral é baseada nas equações de movimento que derivam da ação de Einstein-Hilbert dada por

$$S = \frac{1}{\kappa} \int d^4x (-g)^{1/2} R, \quad (1)$$

onde $\kappa = 16\pi G/c^4$ é a constante de acoplamento, g é o determinante do tensor métrico e R o escalar de curvatura de Ricci. Para derivar as equações de Einstein aplicamos em geral o formalismo Lagrangiano, apropriado para análise da evolução de campos clássicos. Na mecânica quântica, por outro lado, a equação de Schrödinger é em geral construída a partir da quantização canônica de uma Hamiltoniana que leva a uma equação que determina a evolução de uma função de onda Ψ .

Com o objetivo de aplicar o procedimento de quantização de Dirac devemos construir o Hamiltoniano e os vínculos associados à Relatividade Geral [72]. O espaço-tempo quadridimensional pode ser descrito pela evolução de hiper-superfícies tridimensionais $\Sigma(t)$ caracterizadas por um tempo global t . A métrica quadridimensional pode ser escrita na forma

$$ds^2 = (N^2 - N_i N^i) dt^2 - 2N_i dx^i dt - g_{ij} dx^i dx^j, \quad (2)$$

onde N é a função de lapso, que relaciona a evolução temporal na folheação do espaço-tempo com o tempo próprio medido por observadores ortogonais às hipersuperfícies $\Sigma(t)$ (Figura 2, [73]). A ação de Einstein-Hilbert (desconsiderando termos de superfície) é reescrita em termos das quantidades tridimensionais como

$$S = \frac{1}{\kappa} \int dt \int d^3x N g^{1/2} (K_{ij} K^{ij} - K^2 + R^{(3)}). \quad (3)$$

O tensor K_{ij} representa a curvatura extrínseca das hiper-superfícies tridimensionais e é definido como

$$K_{ij} = \frac{1}{2N} \left(-\frac{\partial g_{ij}}{\partial t} + D_i N_j + D_j N_i \right), \quad (4)$$

e D_i a derivada covariante com respeito às coordenadas x^i . A partir da densidade lagrangiana contida na ação obtemos o momento canonicamente conjugado à g^{ij} :

$$p^{ij} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{g}_{ij}} = -g^{1/2} (K^{ij} - g^{ij} K). \quad (5)$$

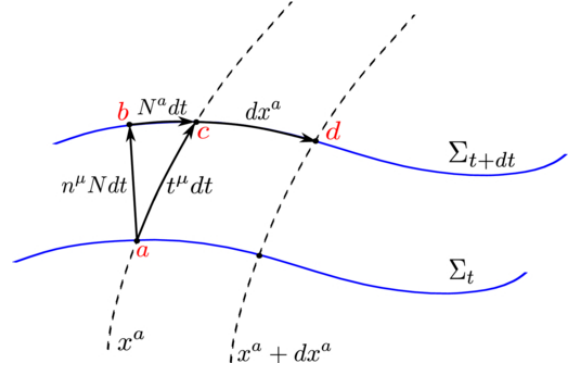


Figura 2: Representação geométrica das funções N e N^i (Figura retirada de [73]).

A hamiltoniana gravitacional será dada pela expressão usual

$$H = \int d^3x (p^{ij} \dot{g}_{ij} - \mathcal{L}). \quad (6)$$

Podemos obter uma expressão para $\dot{g}_{ij}$ invertendo a equação (5) para escrever a curvatura extrínseca em termos do momento obtemos

$$\frac{\partial g_{ij}}{\partial t} = 2N G_{ijkl} p^{kl} + D_i N_j + D_j N_i, \quad (7)$$

onde

$$G_{ijkl} = \frac{1}{2} g^{-1/2} (g_{ik} g_{jl} + g_{il} g_{jk} - g_{ij} g_{kl}). \quad (8)$$

Assim podemos escrever a hamiltoniana da Relatividade Geral clássica como

$$H = \int d^3x (N \mathcal{H} + N_i \mathcal{H}^i), \quad (9)$$

$$\mathcal{H} = G_{ijkl} p^{ij} p^{kl} - g^{1/2} R, \quad (10)$$

$$\mathcal{H}^i = -2D_j p^{ij}. \quad (11)$$

As variáveis N , e N^i não são dinâmicas e a variação da hamiltoniana com respeito às mesmas implica nos vínculos

$$\mathcal{H} = 0, \mathcal{H}^i = 0, \quad (12)$$

que serão responsáveis pela construção da evolução dinâmica do sistema. Nessa construção, todas as métricas quadridimensionais com as mesmas condições iniciais descrevem as mesmas geometrias para quaisquer escolhas de $N(t)$ e $N^i(x^i, t)$.

Utilizaremos agora a aproximação de campo fraco da Relatividade Geral que trata a métrica

do espaço-tempo como uma pequena perturbação em torno da métrica plana

$$g_{ij} = \delta_{ij} + h_{ij}, \quad (13)$$

onde δ_{ij} é a métrica Euclidiana. As funções de lapso e shift também são linearizadas como $N = 1 + n$ e $N^i = 0 + n^i$ [18].

A ação linearizada da gravidade é independente das derivadas temporais de n e n^i , indicando que eles não precisam ser tratados como graus de liberdade dinâmicos nessa aproximação. Afim de derivar os vínculos associados com essa ação, uma escolha de fixação de calibre precisa ser feita e em geral se impõem as condições $\partial_i n_j = 0$ e $\partial_i n = 0$. Assim, os únicos graus de liberdade estarão contidos em h_{ij} , que terá um momento canonicamente conjugado dado por

$$\pi^{ij} = \frac{1}{\kappa} (\dot{h}^{ij} - \dot{h} \delta^{ij}). \quad (14)$$

Para considerar a possibilidade de testar os efeitos quânticos de uma fonte gravitacional localizada, definimos um tensor de momento energia estático para a matéria cuja única componente diferente de 0 é dada por $T^{00} = \rho/\kappa$. Obtemos então os vínculos escalar e vetorial

$$\mathcal{C}_\rho = \partial_i \partial_j h^{ij} - \partial_i \partial^i h - \rho, \quad \vec{\mathcal{G}}^i = \partial_j \pi^{ij} = 0, \quad (15)$$

que correspondem indiretamente aos vínculos dados pela equação 12. A métrica $h_{ij}(x)$ pode ser escrita em termos dos momentos $\vec{k}$ e decomposta em modos longitudinal e transversal, como muitas vezes é feito no tratamento de propagação de ondas. A Hamiltoniana completa da Relatividade Geral linearizada resultante só depende da componente transversal $h_{ij}^T(\vec{k})$ e é dada por [18]

$$H_{G+M} = \kappa \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} (\pi_{ij} \pi^{ij} - \pi^2/2) + \frac{1}{4\kappa} \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} k^2 (h_{ij}^T(\vec{k}) h_T^{ij}(-\vec{k}) - h_T(\vec{k}) h_T(-\vec{k})), \quad (16)$$

onde também são impostas as condições $n = 0$, $n_i = 0$. A Hamiltoniana acima é correspondente ao que se obtém ao aplicar o formalismo de Arnowitt-Deser-Misner (ADM) [72] e expandir até segunda ordem na métrica. O acoplamento com o setor de matéria se dá através do

vínculo escalar que na aproximação linearizada com a fonte estática se transforma em um análogo da equação de Poisson, gerando uma forma clássica para $h^T(\vec{x})$ dada por

$$\mathbf{h}_\rho^T(\vec{x}) = \frac{\kappa}{4\pi} \int d^3 y \frac{\rho(\vec{y})}{|\vec{x} - \vec{y}|}. \quad (17)$$

A quantização canônica de Dirac consiste em elevar os vínculos clássicos ao status de operadores quânticos e impô-los sobre um determinado funcional de onda dos graus de liberdade da métrica $\Psi(h_{ij}) \equiv \langle \Psi | h_{ij} \rangle$. O operador de momento se torna uma derivada funcional da forma $\hat{\pi}^{ij} = -i\hbar \frac{\delta}{\delta h_{ij}}$ e a função de perturbação da métrica deve obedecer as relações de comutação gravitacionais dadas por

$$[\hat{h}_{ij}(\vec{k}), \hat{\pi}^{kl}(\vec{p})] = i\delta_{(i}^k \delta_{j)}^l (\vec{k} + \vec{p}) \quad (18)$$

Isso nos permite construir operadores a partir da Hamiltoniana e dos vínculos que levam às equações de onda equivalentes às equações obtidas no formalismo de Wheeler-DeWitt². Para escrever a versão quântica da equação do vínculo escalar aplicada a um funcional de onda apropriado precisamos definir uma base de estados de energia e é preciso definir a distribuição de energia clássica $\rho(\vec{x})$ e como ela se relaciona com a base de estados quânticos que estamos interessados em analisar.

Neste ponto é importante ressaltar que as escolhas sobre como o espaço de estados de Hilbert é definido depende largamente em escolhas relativamente arbitrárias que podem diferir dependendo das abordagens e enfoques considerados [17, 18, 59]. Em particular, para resolver as equações de onda precisamos definir a base de estados e um estado de energia mínimo que estará relacionado ao estado de vácuo do campo gravitacional bem como ao estado de energia mínima da fonte considerada. Como esses dois estados se acoplam é justamente o ponto de maior debate na literatura sobre os efeitos de gravitação quântica.

²O formalismo geral de Wheeler-DeWitt sofre de alguns problemas conceituais que levam a certas arbitrariedades na definição dos vínculos e da maneira que devemos aplicá-los à diferentes sistemas [17, 47, 71]. Aqui assumimos a postura adotada em [18, 20, 41, 59] onde o primeiro desafio é demonstrar a consistência das diferentes abordagens à quantização do campo gravitacional linearizado e sua capacidade de reproduzir o limite Newtoniano que em última instância está por trás dos efeitos previstos em [30, 31].

Não só como eles se acoplam, mas o que podemos dizer sobre esse acoplamento quando consideramos que a interação newtoniana é a principal responsável pelo mesmo. Extenso trabalho tem sido dedicado a argumentar que mesmo que seja uma superposição de campo gravitacional de potenciais newtoniana, os efeitos de interferência, coerência e emaranhamento que podem ser gerados pela mesma só podem ser explicados quando combinamos os conceitos de gravitação clássica com as teorias quânticas de campo [20, 41, 52].

Em [59] duas possibilidades de definição do operador de momento energia e da base de estados são discutidas. Na primeira, considera-se o modelo de uma fonte semi-clássica em uma superposição delocalizada de estados quânticos. Essa situação seria descrita por um operador $\hat{T}_{00}(\hat{x}_S, \hat{p}_S)$ atuando sobre estados da fonte de acordo com

$$\hat{T}_{00} |\alpha_i\rangle_S \approx \rho_i(\vec{x} - \vec{x}_i, t) |\alpha_i\rangle_S, \quad (19)$$

onde $|\alpha_i\rangle_S$ representa um estado coerente da fonte bem localizado na posição $\vec{x}_i$. Para uma fonte estática e aproximadamente pontual a densidade é dada por $\rho(\vec{x} - \vec{x}_i, t) \propto mc^2 \delta(\vec{x} - \vec{x}_i)$. Esta possibilidade é chamada de abordagem semiclássica e nela se presume que o estado quântico é fonte do campo clássico criando uma superposição que pode gerar efeitos de interferência de fase como os previstos em [30, 31]. Nesse caso o estado quântico da fonte seria dado pela superposição $|\psi\rangle = \sum_i c_i |\alpha_i\rangle_S$ e o estado total acoplado ao campo gravitacional deve ser encontrado como solução das equações de vínculo aplicadas à função separável

$$|\Psi_\psi\rangle_{S+G} = \sum_i c_i |\alpha_i\rangle_S |h_i\rangle_G, \quad (20)$$

onde dois estados $|h_i\rangle_G$ só diferem pela solução da equação de Poisson $\mathbf{h}_\rho^T(\vec{x})$.

A segunda possibilidade considera uma distribuição de energia mais geral do que a dada por um ρ bem localizado em duas posições bem definidas e pode dar vazão à análises de situações mais gerais envolvendo superposições de estados de energia. Nesse caso o estado quântico não pode ser preparado em uma combinação linear de funções localizadas mas seria dado por uma distribuição contínua construídos a partir de uma nova base $|E\rangle_S$ que diagonaliza o tensor de energia e

momento de acordo com

$$\hat{T}_{00} |E\rangle_S = E(\vec{x}) |E\rangle_S \quad (21)$$

que leva a definição de um estado geral da fonte em termos dessa base

$$|\psi\rangle_S = \int d\mu(E) \psi(E) |E\rangle_S. \quad (22)$$

Nesse caso, a equação de Poisson se torna uma integral da função $E(\vec{x})$. O estado inicial da fonte acoplada ao campo gravitacional seria dado por

$$|\Psi\rangle_{S+G} \propto \int d\mu(E) \mathcal{D}[\pi_{ij}] \psi(E) \times \exp\left(-\frac{i}{2\hbar} \int d^3x \pi_T(\vec{x}) h_E^T(\vec{x})\right) \times \Psi_{vac}[\pi_{ij}] |E\rangle_S |\pi_{ij}\rangle_G, \quad (23)$$

onde o funcional de onda para o estado de vácuo do campo gravitacional foi obtido como

$$\Psi_{vac} \propto \exp\left\{-\frac{\kappa}{\hbar} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3 |k|} (\pi_{ij}^T(\vec{k}) \pi_T^{ij}(-\vec{k}) - \pi_T(\vec{k}) \pi_T(-\vec{k}))\right\}, \quad (24)$$

onde tanto a perturbação da métrica como seus momentos associados estão projetados na direção transversal ($h_T^{ij} = P_k^i P_l^j h^{kl}(\vec{k})$, com $P_j^i = \delta_j^i - k^i k^j / |\vec{k}|^2$). A solução acima foi encontrada a partir da aplicação do vínculo escalar no estado inicial geral.

Com o objetivo de analisar situações reais, precisamos obter previsões para formas de detectar efeitos gerados pela superposição quântica de estados do campo gravitacional. Em [59], uma situação onde duas fontes $\hat{T}_A$ e $\hat{T}_B$ estariam em estados superpostos e poderiam interagir através do campo gravitacional foi analisada teoricamente. Nesse caso, a Hamiltoniana do sistema seria dada inicialmente por uma soma $\hat{H} = \hat{H}_A + \hat{H}_B + \hat{H}_0^G + \hat{H}_I$, onde $\hat{H}_0^G$ descreve o campo gravitacional livre e a interação é dada na forma mais geral por

$$\hat{H}_I = -\frac{1}{2} \int d^3x \hat{h}_{\mu\nu}(\vec{x}) (\hat{T}_A^{\mu\nu}(\vec{x}) + \hat{T}_B^{\mu\nu}(\vec{x})). \quad (25)$$

Considerando a situação em que as duas fontes são estáticas e interagem por um tempo t , os autores de [59] determinaram que o fator de fase

dependente das fontes que contribui para o emaranhamento é dado por

$$\Theta_{AB} = \frac{\kappa t}{4\pi\hbar} \int d^3x d^3y \frac{E_A(\vec{x})E_B(\vec{y})}{|\vec{x} - \vec{y}|}, \quad (26)$$

de forma que o efeito depende tanto da duração temporal da interação quanto da distância entre as fases. Muito provavelmente as funções $E(\vec{x})$ serão dependentes dos parâmetros da superposição também, bem como das propriedades das massas envolvidas.

Uma situação mais próxima da considerada em [41] foi analisada em [59], considerando que a fonte superposta do campo gravitacional deve ser medida por algum método de precisão quântica que não destrua diretamente a interferência o modelo acima foi analisado considerando que o sistema B consistia em um oscilador harmônico que não interage diretamente com o campo gravitacional. Considerando um estado separável da forma $|\Phi_0\rangle_{SGB} = |\Psi\rangle_{s+G} \otimes |\phi_0\rangle_B$ e a Hamiltoniana completa mas com o termo de interação simplificado na forma

$$\hat{H}_I = -\frac{1}{2} \int d^3x \hat{h}_{ij}(\vec{x}) \hat{T}_B^{ij}(\vec{x}), \quad (27)$$

indicando que o campo gravitacional é gerado pela fonte A e atua em B através de $\hat{h}_{ij}(\vec{x})$ (sem ele mesmo ser fonte do campo gravitacional). A tarefa se torna agora analisar a evolução desse estado dada por

$$|\Phi\rangle_{AGB} = e^{-\frac{it}{\hbar} \hat{H}} |\Phi_0\rangle_{AGB}. \quad (28)$$

Em [59] a fase gerada pelos comutadores do hamiltoniano gravitacional e de interação foi calculada até a terceira ordem na variável tempo. O método utilizado dá origem a uma longa expansão que deve incluir também comutadores entre os operadores de posição e momento da fonte e da sonda. Os resultados indicam a possibilidade de que efeitos exclusivamente quânticos apareçam em experimentos modelados a partir da ideia geral apresentada em [41, 74] e diretamente relacionado aos efeitos a serem testados no experimentos da proposta BMV [30, 31]. No entanto, a escala dos efeitos e as muitas discussões sobre a validade de alguns passos da derivação teórica continuam a ser obstáculos na direção de previsões experimentais testáveis.

Em [59] ficou demonstrado que mesmo no caso de fontes gravitacionais quânticas estáticas, é possível identificar efeitos de gravitação quântica para além dos efeitos gerados simplesmente pela superposição semiclássica do potencial newtoniano. Em configurações interferométricas envolvendo uma partícula fonte e uma partícula teste, a fase dinâmica adquirida pelo sistema pode conter termos diretamente relacionados aos comutadores entre os operadores do campo gravitacional linearizado e seus momentos conjugados — um efeito que não pode ser explicado por modelos clássicos da gravidade. Para que essa fase relativa seja observável, é necessário preparar a sonda em uma superposição quântica de estados com diferentes valores associados ao tensor energia-momento, como estados com diferentes energias ou momentos. A detecção dessas fases exige medições conjuntas do sistema, de forma a manter a coerência do estado total. Embora esses efeitos sejam difíceis de medir, eles representam uma assinatura inequívoca da quantização do campo gravitacional e abrem caminho para novos testes experimentais da gravidade quântica.

3 De experimentos mentais à experimentos reais

Já em 1957, Feynman sugeriu um experimento para testar se o campo gravitacional poderia estar em um estado de superposição, utilizando um aparelho de Stern-Gerlach onde medir o spin equivaleria a observar uma pequena esfera subindo ou descendo. A ideia surgiu em meio à uma discussão sobre os limites de aplicação da mecânica quântica em sistemas macroscópicos e a necessidade de quantizar o campo gravitacional. Nesse experimento os graus de liberdade quantizados do sistema que passa pelo aparelho de Stern-Gerlach estariam acoplados à uma bola que por sua vez estaria em uma superposição de estados para cima ou para baixo (Figura 3). Mesmo que a primeira bola seja muito pequena para que seu campo gravitacional seja observado diretamente, Feynman argumenta que uma segunda bola um pouco maior poderia ser usada como aparelho de medida que amplificaria o efeito e esta também teria uma amplitude quântica associada a superposição de seu campo gravitacional. Feyn-

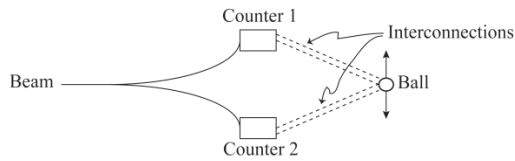


Figura 3: Representação do experimento mental proposto por Feynman em 1957 (Figura retirada de [48]).

man argumenta que “a única forma de evitar a quantização da gravidade é supor que se a amplificação se torna grande o suficiente então efeitos de interferência não poderiam ‘em princípio’ ter um papel para além de certo ponto na cadeia”, e você não pode usar a mecânica quântica a partir de certas escalas maiores. Curiosamente é justamente essa possibilidade que está por trás da proposta de colapso gravitacional do modelo de Diósi-Penrose [34, 40] que discutiremos na próxima Seção.

O experimento mental proposto por Feynman foi mais recentemente analisado de forma rigorosa em [41, 74] (Figura 4), e as discussões teóricas em torno dele influenciaram fortemente os desenvolvimentos teóricos que descrevemos na última Seção [18, 20, 59]. Ficou demonstrado que ele oferece um cenário interessante para discutir como modelar o campo gerado por uma fonte quântica em superposição e quais são os desafios conceituais envolvidos em medir os efeitos desse campo. O experimento consiste em um corpo carregado ou massivo preparado em uma superposição espacial com separação d , a uma distância $D \gg d$ de uma cavidade onde outro corpo massivo/carregado está colocado. No instante $t = 0$, a partícula em superposição passa por um aparelho de Stern-Gerlach invertido de forma que, se o sistema não interagir, deve produzir uma distribuição gaussiana. Se o corpo confinado também for liberado em $t = 0$, ele interagirá com o sistema em superposição, dando origem a efeitos de interferência observáveis [41].

A análise de [41] mostra que, para obter uma descrição consistente do emaranhamento e da coerência, é necessário levar em conta as flutuações do vácuo e a emissão de radiação quântica. O efeito quantitativo exato do emaranhamento entre os dois sistemas deve ser calculado considerando tanto a fonte quanto a sonda sob a perspectiva da Teoria Quântica de Campos.

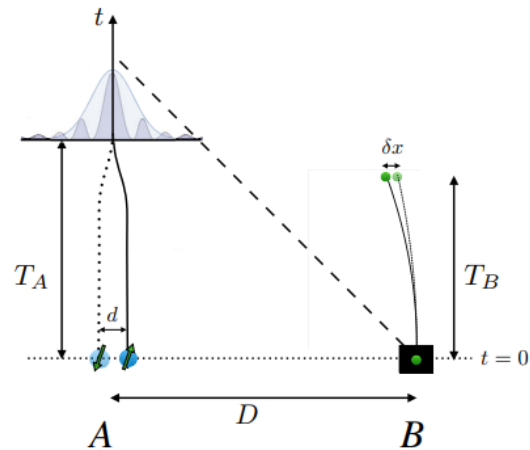


Figura 4: O experimento mental de Feynman representado de forma mais explicita como analisado por [74] e [41] (Figura retirada de [41]).

A análise teórica de [41] tem sido complementada pelas recentes discussões em torno dos graus de liberdade envolvidos na geração de emaranhamento através do campo gravitacional [17, 20, 52, 75, 76]. Por trás da discussão é possível notar que diferentes atitudes sobre os fundamentos da mecânica quântica e a teoria quântica de campos podem levar a diferentes conclusões sobre o status conceitual do fenômeno (em particular os autores de [17] indicam a necessidade de considerar outros métodos de quantização, como a abordagem de histórias consistentes [67]). Em especial, o conhecido problema da medida da mecânica quântica toma novas proporções no contexto da teoria quântica de campos e para alguns autores uma nova abordagem baseada em métodos de informação quântica deve ser desenvolvida antes de tirarmos conclusões baseadas em métodos de teorias de campo efetivas [77].

No entanto, existe um número cada vez maior de autores e abordagens teóricas indicando que a observação da superposição do campo gravitacional ou da geração de emaranhamento pelo mesmo só poderia ser explicada assumindo que o campo, mesmo na aproximação newtoniana, tenha propriedades fundamentalmente quânticas. A questão se torna encontrar situações em que esses efeitos possam ser claramente modelados e observados de maneira direta com as tecnologias quânticas que temos atualmente. É para essas propostas que nos voltaremos agora.

4 Testes de decoerência gravitacional

Mecanismos de decoerência visam descrever a evolução de estados quânticos durante o processo de medida sem assumir que superposições quânticas colapsam de forma instantânea, violando o princípio da relatividade especial. Os primeiros modelos sugeriam que ambientes podem ser modelados como banhos térmicos que, ao interagir com sistemas quânticos superpostos, causariam a perda de interferência de maneira gradual e contínua. Esse efeito foi quantificado de maneira precisa pela primeira vez no modelo de Caldeira e Leggett que permitiu separar efeitos clássicos de dissipação do fenômeno quântico de decoerência de fase (ver [39] para uma revisão completa sobre diferentes modelos teóricos e testes experimentais). Processos de decoerência são descritos pela evolução do operador de densidade dada pelo resultado de uma equação mestre, que de forma genérica pode ser escrita como [28]:

$$\dot{\hat{\rho}}(t) = \frac{i}{2m\hbar}[\hat{p}, \hat{p}^2] - \Lambda[\hat{O}, [\hat{O}, \hat{\rho}]], \quad (29)$$

onde o operador $\hat{O}$ pode ser substituído por $\hat{x}$ ou $\hat{p}/2m$ dependendo do tipo de decoerência a ser observado. O segundo termo representa o efeito da decoerência e o parâmetro Λ deverá ser determinado pelo tipo de mecanismos considerados.

Considerando apenas os efeitos derivados da quantização canônica da relatividade geral ou de métodos perturbativos de teorias de campo efetivas, é possível estimar a taxa de decoerência relacionada à possibilidade de que superposições massivas emitam radiação gravitacional [15, 39]. Estimativas desse efeito, no entanto, indicam que a escala de qualquer efeito causado pela emissão de gravitons seria até 10^{23} ordens de magnitude menores do que os efeitos de emissão espontânea eletromagnética. Além disso, é preciso imaginar que experimentos desse tipo seriam realizados sob influência do campo gravitacional da Terra e possivelmente sob efeito de um fundo de ondas gravitacionais cosmológico ou astrofísico que também deve causar efeitos de decoerência gravitacional, mas que dificilmente poderiam ser usados para testar a natureza quântica do campo [17].

Por outro lado, os modelos propostos por Diósi e Penrose indicam que o campo gravitacional afeta a evolução de superposições massivas de maneira a introduzir uma não linearidade na equa-

ção de Schrödinger e uma modificação específica da equação mestre [36, 40, 46]. Através de argumentos diferentes [15], Diósi e Penrose chegaram a conclusão que a distribuição de massa deslocada deveria levar à um efeito adicional de interferência devido à autointeração dos diferentes ramos da função de onda. Esse efeito leva não só a possibilidade de decoerência de superposições quânticas mas de efeitos de difusão aumentados para sistemas quânticos em repouso que já foram explorados por experimentos [38]. Nesse último caso, se argumenta que a interação do operador de massa com a evolução do operador de densidade de um sistema quântico isolado leva à um processo de emissão espontânea de radiação estimulado pela massa do sistema. Nesse caso a emissão seria de fótons gerados pelo colapso dos estados quânticos induzido pela distribuição de massa e descrito pela equação mestre

$$\dot{\hat{\rho}}(t) = \frac{i}{2m\hbar}[\hat{H}, \hat{\rho}] - \frac{4\pi G}{\hbar} \int d^3x d^3y [\hat{M}(\vec{y}), [\hat{M}(\vec{x}), \hat{\rho}]], \quad (30)$$

onde o operador de densidade é uma superposição dos diferentes ramos da função de onda $\hat{M} = \sum_n \mu_n(x, \hat{x}_n)$. A definição desses operadores e como utilizá-los para construir um espaço de soluções que descreva situações reais é talvez o ponto central da discussão do ponto de vista de fundamentos de mecânica quântica. Penrose e Diósi introduzem a possibilidade de que os ramos da função de onda interajam entre si quebrando a linearidade da mecânica quântica usual³.

O experimento [38] colocou vínculos restritos nos possíveis modelos de colapso induzido pela gravidade e os autores afirmam terem excluído definitivamente a versão livre de parâmetros do mecanismo de Diósi-Penrose. Existem diversas versões desse tipo de efeito introduzindo efeitos estocásticos ou não-lineares na evolução quântica devido à algum efeito de gravitação quântica [15, 35], a maioria dos quais não causaria os efeitos estudados no experimento [38].

Considerando a precisão cada vez maior de experimentos que observam diretamente a taxa de

³Diósi na verdade introduziu o efeito gravitacional como um possível efeito estocástico, mas efetivamente seu efeito real é uma correção não-linear na equação de Schrödinger.

decoerência de sistemas com um elevado número de graus de liberdade internos, não é impossível imaginar que obteremos superposições mesoscópicas com massas na ordem de 10^{-6} g nas próximas décadas [15, 19, 28]. Essas superposições, por sua vez, podem ser usadas para estudar a decoerência do campo gravitacional se encontrarmos uma maneira de interagir com o sistema através de uma “medida não destrutiva” (QND, na sigla em inglês) [15, 39]. A simples medida do tempo de decoerência pode servir como um teste dos efeitos da massa na superposição quântica de diferentes sistemas. Por outro lado, podemos imaginar um sistema massivo bem controlado que interaja com um fundo ou um pulso de ondas gravitacionais. Nesse caso, podemos buscar tanto o efeito de decoerência causado por um banho de grávitons como imaginar um experimento em que a onda seja utilizada para excitar um grau de liberdade quântico [29]. Falaremos brevemente sobre essa última proposta mais adiante.

5 A proposta BMV

A dificuldade em imaginar situações onde pudéssemos medir diretamente o efeito de decoerência quântico previsto pelos métodos de quantização tradicional, motivou os autores de [30, 31] a desenvolver um cenário onde a interferência entre duas superposições massivas pudesse ser observada (“testemunhada”) pelo emaranhamento entre os dois sistemas. Esse efeito pode ser derivado puramente do limite Newtoniano do que se considera a abordagem padrão para um regime de energias onde tanto a Mecânica Quântica quanto a Relatividade Geral são bem estabelecidas.

A proposta BMV envolve o acoplamento entre os graus de liberdade de spin e o campo gravitacional de nanodiamantes com uma propriedade especial chamada de vacância de Nitrogênio que permite o controle preciso da superposição espacial dos estados de spin. Por outro lado, os nanodiamantes são massivos e neutros o suficiente para que a interação gravitacional possa dominar sobre outras interações. A ideia inicial de Bose propõe que esses nanodiamantes sejam preparados sob a ação de um campo magnético preciso em uma câmara isolada e sejam colocados em queda livre. Um detector seria posicionado na

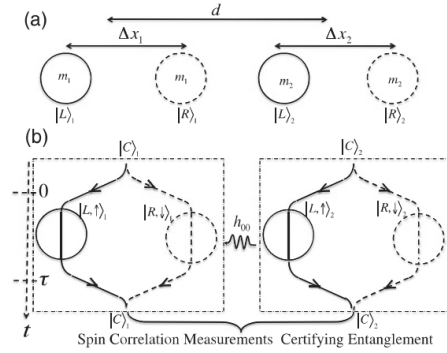


Figura 5: Representação da proposta BMV [30, 31] onde sistemas massivos seriam colocados em superposições espaciais através da aplicação de campos magnéticos atuando em seus spins. Esses sistemas devem ser então colocados em uma cavidade e deixados livres para evoluir em queda livre. A cavidade deve ser tal que permita simultaneamente o controle da superposição dos spins e evite quaisquer fontes de ruído (Figura retirada de [30]).

parte de baixo da cavidade e mediria a correlação entre os estados quânticos das duas superposições, indicando a existência de emaranhamento entre os mesmos. O argumento teórico indica que isso só seria possível se o campo gravitacional tivesse características fundamentalmente quânticas (mas como mencionamos antes, isso ainda é ponto de debate na literatura [52, 75, 76]). Existem significativos desafios práticos na realização de um experimento que tenha as dimensões e a precisão necessárias para observar o efeito proposto mas esforços na direção de obter os primeiros passos necessários, em especial a preparação de sistemas de nanodiamantes em estados superpostos bem controlados, já estão em andamento [21].

Uma versão modificada da proposta BMV também utilizando nanodiamantes com vacância de Nitrogênio poderia ser realizada com a utilização de armadilhas gravito-magnéticas [32, 33]. Nesse caso, a superposição poderia ser melhor controlada e a distância entre os sistemas medida de maneira mais precisa. Por outro lado, a armadilha tem outras potenciais fontes de ruído e decoerência que podem ofuscar o efeito da interação gravitacional. Ainda assim, devido a maior simplicidade do esquema que pretende preparar fontes espaciais estáticas em um esquema de dimensões consideravelmente menores do que a proposta original de [30] ele também tem o potencial para testar e eliminar as potenciais fontes de ruído de maneira mais rápida e precisa. Permitindo que

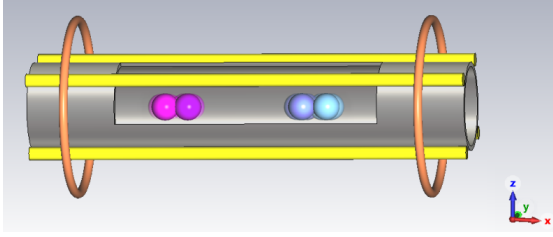


Figura 6: Representação pictórica da cavidade gravitomagnética (figura retirada de [32]). Nessa proposta a superposição espacial é gerada aplicando campos magnéticos em diferentes direções nos nanodiamantes. Controla-se os spins nas direções y e z para posicionar os sistemas e aplica-se um gradiente de campo na direção x para produzir uma superposição espacial.

os dois sistemas superpostos interajam dentro da cavidade, cria-se um estado emaranhado cuja fase de interferência será uma função da massa das superposições e da distância criada entre os estados de spin na direção x (Figura 6).

O esquema geral da proposta BMV explora a possibilidade de que o acoplamento entre os graus de liberdade de spin e a massa dos sistemas quânticos nos permitam inferir o emaranhamento mediado pelo campo gravitacional. Os obstáculos práticos para realizar os experimentos estão ligados principalmente à dificuldade em manter superposições quânticas coerentes por um período de tempo que permita a geração de emaranhamento pelo campo gravitacional. Considerando que o efeito é proporcional a massa das partículas podemos imaginar que sistemas com massas maiores poderiam ser capazes de gerar efeitos observáveis. Apesar de sistemas maiores inerentemente conterem mais complicações, o campo da optomecânica quântica e o controle de fótons em cavidades ópticas permite imaginar esquemas em que objetos razoavelmente massivos como espelhos mesoscópicos possam ser colocados em superposição.

6 Sistemas Optomecânicos

Existem inúmeras possibilidades para explorar a interação entre pulsos ópticos bem controlados e sistemas materiais conhecidos que podem eventualmente levar a detecção de efeitos de gravitação quântica. Na física de materiais, efeitos quânticos de excitação coletiva chamados de fônons são quantizados e seus estados coerentes podem

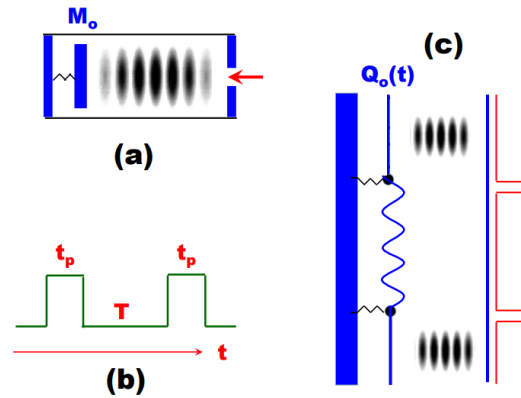


Figura 7: Representação esquemática dos elementos e realização do experimento optomecânico analisado em [27], de onde a figura foi retirada. Em (a) a cavidade com o espelho e o pulso está representada. Em (b) o protocolo de introdução de dois pulsos sequenciais que introduzem e retiram os modos oscilatórios da cavidade. A coordenada clássica do espelho $Q_0(t)$ é representada em (c) como oscilando entre a aplicação dos pulsos. Possíveis correções quânticas para o que ocorre com a oscilação do espelho devido a superposição quântica da massa M_0 depois do segundo pulso poderiam gerar emissão espontânea de fótons.

ser estudados diretamente de maneira quantitativa [39]. Em geral, experimentos envolvendo cavidades ópticas têm que levar em consideração interações entre os pulsos eletromagnéticos e os modos coletivos das paredes da cavidade. Experimentos em que a interação entre pulsos eletromagnéticos quantizados afeta sistemas mecânicos micro ou mesoscópicos envolvem o acoplamento de fótons diretamente com os modos quantizados de fônons do material. A partir daí, podemos imaginar que os modos do material e os dos fótons interagem como osciladores Harmônicos e podem transferir excitações quânticas de um para o outro. Esse tipo de modelo é amplamente utilizado e bem compreendido em diversos cenários experimentais [21, 28].

Um modelo simplificado dessa possibilidade foi estudado em [27] e está representado na Figura 7. O experimento consiste em introduzir um pulso controlado de laser em uma cavidade óptica onde um espelho está acoplado a uma mola microscópica. O desenvolvimento de experimentos de medidas quânticas cada vez mais precisos envolveu um grande esforço na direção de criar cavidades onde todas as interações externas pudessem ser isoladas. Pelo mesmo motivo, o controle de la-

sers permite a emissão de pulsos quantizados com número de fótons bem definidos.

O experimento funciona com uma sequência de pulsos que introduzem fótons na cavidade e depois os retiram. Durante o tempo T os fótons interagem com o espelho colocando a massa M_0 em um estado emaranhado com o pulso. Quando o pulso é retirado a mecânica quântica prevê que o sistema retorna ao estado inicial. Se a massa do espelho foi colocada em superposição durante a interação com o pulso é possível que o efeito de decoerência gravitacional cause excitação dos modos de vácuo eletromagnéticos dentro da cavidade. Isto é, é possível que após o segundo pulso depois de um tempo correspondente a decoerência da superposição do campo gravitacional do espelho um ou mais fótons sejam criados gerando uma assinatura da natureza quântica do campo gravitacional.

No trabalho [27] esse arranjo experimental foi utilizado para comparar as previsões obtidas com a Mecânica Quântica tradicional (não-relativística e sem considerar possíveis efeitos de gravitação quântica gerados pela massa M_0). Previsões de teorias alternativas de gravitação quântica que preveem efeitos análogos aos do modelo de Diósi-Penrose. As abordagens consideradas foram o formalismo de Schrödinger-Newton que propõe uma abordagem semi-clássica para o problema e a Teoria de Linhas de Mundo Correlacionadas (CWL) que prevê correlações gravitacionais entre diferentes ramos da função de onda (ou linhas de mundo). Ambas resultam em correções não-lineares que causariam uma probabilidade de criação de fótons na cavidade.

A precisão necessária para detectar esse efeito pode depender de muitos aspectos do experimento. Em especial a qualidade da cavidade, ou seja, a capacidade de realmente isolar fatores externos e outras fontes de decoerência que possam causar desvios das previsões da Mecânica Quântica.

Uma outra abordagem que foi discutida de forma prática recentemente em [29] consiste em tentar aproveitar a interação entre sistemas quânticos macroscópicos com ondas gravitacionais para detectar grávitons. A ideia consiste em usar medidas correlacionadas com detectores de ondas gravitacionais e uma barra resfriada de sensoramento quântico de ressonador acústico (esse mé-

todo combinaria técnicas de preparação de estados fundamentais macroscópicos através do resfriamento e detecção de ondas gravitacionais). Detectores de ondas gravitacionais em forma de barras ressonantes são estudados desde os anos 1970 mas não atingiram a precisão necessária para se tornar candidatos reais para gerar observações nas escalas esperadas [78]. A novidade na proposta de Tobar e seus colaboradores está em considerar o efeito do bombardeio de grávitons contidos em uma onda gravitacional e observar a possibilidade de que um deles cause a excitação de um fônon na barra gerando a emissão de fóton que poderia ser observado por medidas contínuas (QNDs).

Uma detecção de excitação quantizada do fônon correlacionada com uma medida de onda gravitacional pelos detectores que vem tendo imenso sucesso em obter sinais cada vez mais precisos como LIGO e VIRGO [78] seria interpretada, de acordo com os autores de [29], com evidência de que um gráviton se acoplou com o sensor quântico. A derivação teórica do fenômeno é feita utilizando métodos de primeira quantização tratando o campo gravitacional da onda como modos bosônicos oscilantes que interagem com os modos dos átomos da barra. Os resultados mostram que interações entre estados coerentes da onda levariam a propagação de estados coerentes na barra. A barra, por sua vez, deve ser preparada como um sensor quântico a ser medido continuamente (ou pelo tempo que for possível manter a barra em um estado resfriado próximo ao estado fundamental). Medidas da evolução da energia da barra podem ser usadas para medir a emissão espontânea de radiação e a correlação dos dados com observações de ondas gravitacionais pode levar à evidências em favor da quantização da onda gravitacional.

7 Conclusões

Neste trabalho a discussão de modelos de gravitação quântica tentou se focar nos efeitos que podemos esperar da junção das teorias conhecidas em limites que sejam potencialmente acessíveis experimentalmente. Apesar de citar alguns modelos alternativos [34–36, 40] e possíveis interpretações que podem ajudar a resolver questões

conceituais [63, 67–69, 77], o principal objetivo foi demonstrar que i) é possível derivar quantitativamente efeitos mensuráveis de gravitação quântica com métodos de quantização usuais aplicados às aproximações lineares da Relatividade Geral e ii) existem vários cenários experimentais propostos na literatura, muitos dos quais sendo ativamente desenvolvidos por grupos experimentais, que tem o potencial de testar a natureza quântica do campo gravitacional seja por efeitos de decoerência gravitacional [37], emaranhamento [30] ou acoplamentos com sistemas optomecânicos [27, 29].

Esperamos ter deixado claro ao longo da discussão que os desafios práticos para a realização dos experimentos são tão grandes quanto os conceituais que continuam a ser explorados por perspectivas diferentes na literatura. Alguns dos problemas que mencionamos na abordagem teórica e que estão em aberto foram

- Newton vs Gráviton: há um desacordo geral na literatura sobre se as interações mediadas apenas pelo grau de liberdade newtoniano do campo gravitacional podem ser consideradas quânticas. O emaranhamento induzido gravitacionalmente é prova suficiente de que o campo gravitacional precisa ser quantizado [52, 75, 76]?
- Escolhas de calibre e quantização de vínculos: a quantização canônica leva à uma discussão sobre superposição de geometrias que, para alguns, indica a necessidade de um esquema de quantização diferente [17, 77]. Outros desenvolveram um formalismo de Referencial Quântico que afirma evitar problemas de reparametrização, mas este continua a ser refinado e debatido por diferentes autores [54–57].
- Modelagem das fontes: sem uma fonte pontual, precisamos de uma descrição mais detalhada das partículas/corpos em estados macroscópicos de superposição e de como eles emitem radiação/excitam o estado do vácuo do campo gravitacional [59]. Descrições via Teoria Efetiva de Campos usam métodos de espalhamento com estados assintóticos que não são adequados para os limites não relativísticos e de baixas energias [77].
- Divergências infravermelhas: embora haja um consenso geral de que as divergências que aparecem nos diferentes modelos podem ser removidas por técnicas adequadas, alguns autores sugerem que métodos distintos podem levar a previsões divergentes para experimentos de gravitação quântica com emaranhamento ou decoerência [43–45].

Dentro do contexto de teorias de gravitação quântica os problemas acima não são tão sérios quanto as dificuldades encontradas em outras abordagens, como a Teoria de Cordas ou Gravitação Quântica de Laços. Uma Gravitação Quântica da Relatividade Geral, seja ela baseada na quantização canônica ou em métodos de teorias de campo efetivas, ao menos permite a derivação de previsões quantitativas para diversas situações. Ao darmos enfoque aos problemas conceituais da abordagem mais conservadora, o que se pretende demonstrar é a possibilidade de testar diferentes métodos dentro dos parâmetros das teorias conhecidas que podem levar à estimativas precisas de efeitos observáveis. É natural esperar que os efeitos calculados a partir de primeiras aproximações sejam tão pequenos que possam ser desprezados. Mas as novas propostas experimentais e a combinação de diferentes métodos têm demonstrado que o que parece estar faltando é um tratamento mais preciso e cuidadoso da situação experimental correta para que consigamos finalmente encontrar a assinatura decisiva da natureza quântica do campo gravitacional.

Os desafios práticos para a realização das diversas propostas experimentais apresentados são ainda muito numerosos para serem listados. O primeiro passo continua a ser produzir estados coerentes e superpostos de sistemas cada vez maiores [24] e criar formas cada vez mais precisar de medir os diferentes efeitos de decoerência [19, 21, 28, 39]. Sensores quânticos cada vez mais precisos e formas de controlar e medir suas propriedades são uma necessidade para o avanço das tecnologias, portanto podemos esperar que avanços nas técnicas experimentais abram cada vez mais caminhos para que possamos explorar efeitos quânticos em escalas meso e macroscópica.

Testes de decoerência gravitacional já podem ser usados para testar teorias quânticas alternativas, especialmente modelos de colapso da função de onda como o de Diósi-Penrose [34, 40] mas tam-

bém efeitos das teorias de Schrödinger-Newton ou Teoria de Linhas de Mundo Correlacionadas [35]. Estimativas desse efeito com a gravidade linearizada quântica padrão prevê efeitos extremamente pequenos que não serão observáveis com a tecnologia atual. No entanto, como mencionamos ao fim da Seção 2, correções de maior ordem para além da primeira aproximação linear Newtoniana podem ocorrer ao considerarmos fontes quânticas genéricas para o campo gravitacional [59]. É possível que combinações apropriadas de superposições da fonte e do campo gravitacional gerem previsões anteriormente inesperadas que amplifiquem esses efeitos em alguns cenários.

A realização experimental da proposta de Bose, Marletto e Vedral dependerá de muitos desenvolvimentos experimentais que ainda estão nas primeiras fases de construção [21]. Ainda assim, a nova proposta de [32] indica justamente o potencial para pensarmos situações que nos aproximem do cenário ideal onde poderemos medir efeitos de emaranhamento induzido pelo campo gravitacional. Explorar o acoplamento do spin com a posição do sistema de vacância de Nitrogênio é uma das principais vantagens da proposta e o estudo desses sistemas têm sido foco de muitos esforços experimentais. Os sistemas optomecânicos surgem como candidatos ideais para a criação de novos setups experimentais que possam explorar diferentes aspectos de medidas quânticas de alta precisão. Os exemplos descritos envolvendo o espelho oscilando [27] e o ressonador acústico resfriado [29] são apenas duas das propostas atualmente estudadas na literatura [21, 28]. Muitos outros cenários ainda podem ser explorados envolvendo diferentes superposições de estados coletivos em materiais e manipulação de campos eletromagnéticos com alta precisão.

O debate em torno da quantização do campo gravitacional persiste e se aprofunda enquanto as diferentes propostas experimentais não são realizadas [12]. No entanto, nossa discussão deixa claro que ainda há muito trabalho que pode ser feito para chegarmos a descrições precisas do limite em que a Mecânica Quântica de muitos corpos, os campos quânticos relativísticos e a Relatividade Geral devem ser levados em consideração. O estudo das propostas experimentais apresentadas e dos limites atuais dos sensores quânticos mais avançados revela também os limites impos-

tos pelos problemas de interpretação do problema da medida que permeiam todas as abordagens apresentadas [77]. Os fenômenos da decoerência e do emaranhamento estão no centro de um dos maiores mistérios da física, a interpretação da função de onda, e por isso mesmo são candidatos ideais para criar caminhos para testar os fundamentos da nossa realidade.

Agradecimentos

O autor gostaria de agradecer ao Prof. Dr. Felipe Tovar Falciano (CBPF) pelo convite para contribuir com a revista *Cadernos de Astronomia*.

Sobre o autor

Francisco Bento Lustosa (chico.lustosa@uece.br) é especialista em assuntos relacionados a intersecção dos fenômenos quânticos e gravitacionais, com maior enfoque na Teoria da Onda-Piloto de de Broglie-Bohm. Tem mestrado pela Universidade Federal Fluminense (UFF), doutorado pela Universidade Estadual do Rio de Janeiro (UERJ) e passou um período de 5 anos como bolsista de pós-doutorado no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF) onde trabalhou sob a supervisão do professor Nelson Pinto-Neto. Desde janeiro de 2025 é bolsista PDCTR-FUNCAP/CNPq na Faculdade de Educação, Ciências e Letras de Iguatu (FECLI/UECE).

Referências

- [1] A. Ashtekar e R. Geroch, *Quantum theory of gravitation*, [Reports on Progress in Physics](#) **37**(10), 1211 (1974).
- [2] C. Kiefer, *Quantum Gravity*, International Series of Monographs on Physics (Oxford University Press, 2012), 3ª ed.
- [3] J. Polchinski, *String Theory, Volume I: An Introduction to the Bosonic String* (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1998).

- [4] C. Rovelli e F. Vidotto, *Covariant Loop Quantum Gravity: An Elementary Introduction to Quantum Gravity and Spinfoam Theory* (Cambridge University Press, 2014).
- [5] P. C. M. Delgado, *Introdução à cosmologia quântica*, *Cadernos de Astronomia* **4**(2), 98–111 (2023).
- [6] P. C. M. Delgado, R. Durrer e N. Pinto-Neto, *The CMB bispectrum from bouncing cosmologies*, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **2021**(11), 024 (2021).
- [7] A. Barrau, *Astrophysical and cosmological signatures of Loop Quantum Gravity*, *Scholarpedia* **12**(10), 33321 (2017), revision #184853.
- [8] L. Chataignier, C. Kiefer e P. Moniz, *Observations in Quantum Cosmology* (2023). [ArXiv:2306.14948](#).
- [9] S. Vagnozzi et al., *Horizon-scale tests of gravity theories and fundamental physics from the Event Horizon Telescope image of Sagittarius A (*)*, *Classical and Quantum Gravity* **40**(16), 165007 (2023). [ArXiv:2205.07787](#).
- [10] M. Maggiore, *A generalized uncertainty principle in quantum gravity*, *Physics Letters B* **304**(1), 65 (1993).
- [11] A. Addazi et al., *Quantum gravity phenomenology at the dawn of the multi-messenger era—A review*, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **125**, 103948 (2022).
- [12] J. Oppenheim, *Is it time to rethink quantum gravity?*, *International Journal of Modern Physics D* **32**(14), 2342024 (2023).
- [13] J. Oppenheim e Z. Weller-Davies, *The constraints of post-quantum classical gravity*, *JHEP* **02**, 080 (2022). [ArXiv:2011.15112](#).
- [14] J. Oppenheim et al., *Objective trajectories in hybrid classical-quantum dynamics*, *Quantum* **7**, 891 (2023).
- [15] D. Carney, P. C. E. Stamp e J. M. Taylor, *Tabletop experiments for quantum gravity: a user's manual*, *Classical and Quantum Gravity* **36**(3), 034001 (2019).
- [16] J. F. Donoghue, *Quantum General Relativity and Effective Field Theory* (2023). [ArXiv:2211.09902](#).
- [17] C. Anastopoulos, M. Lagouvardos e K. Savvidou, *Gravitational effects in macroscopic quantum systems: a first-principles analysis*, *Classical and Quantum Gravity* **38**(15), 155012 (2021).
- [18] L.-Q. Chen, F. Giacomini e C. Rovelli, *Quantum States of Fields for Quantum Split Sources*, *Quantum* **7**, 958 (2023).
- [19] M. Derakhshani, C. Anastopoulos e B. L. Hu, *Probing a gravitational cat state: Experimental Possibilities*, *Journal of Physics: Conference Series* **701**(1), 012015 (2016).
- [20] M. Christodoulou et al., *Locally Mediated Entanglement in Linearized Quantum Gravity*, *Phys. Rev. Lett.* **130**, 100202 (2023).
- [21] S. Bose et al., *Massive quantum systems as interfaces of quantum mechanics and gravity*, *Rev. Mod. Phys.* **97**, 015003 (2025).
- [22] W. M. Campbell et al., *Improved constraints on minimum length models with a macroscopic low loss phonon cavity*, *Phys. Rev. D* **108**, 102006 (2023).
- [23] A. L'Huillier, *Nobel Lecture: The route to attosecond pulses*, *Rev. Mod. Phys.* **96**, 030503 (2024).
- [24] M. Arndt, S. Gerlich e K. Hornberger, *Experimental Decoherence in Molecule Interferometry* (Springer International Publishing, Cham, 2022), 65–83.
- [25] D. Carney et al., *Snowmass 2021 White Paper: Tabletop experiments for infrared quantum gravity* (2022). [ArXiv:2203.11846](#).
- [26] T. Westphal et al., *Measurement of gravitational coupling between millimetre-sized masses*, *Nature* **591**(7849), 225 (2021).
- [27] J. Wilson-Gerow, Y. Chen e P. C. E. Stamp, *Testing Quantum Gravity using Pulsed Optomechanical Systems* (2023). [ArXiv:2311.02033](#).

- [28] R. Kaltenbaek et al., *Research campaign: Macroscopic quantum resonators (MAQRO)*, *Quantum Science and Technology* **8**(1), 014006 (2023).
- [29] G. Tobar et al., *Detecting single gravitons with quantum sensing*, *Nature Communications* **15**(1), 7229 (2024).
- [30] S. Bose et al., *Spin Entanglement Witness for Quantum Gravity*, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 240401 (2017).
- [31] C. Marletto e V. Vedral, *Gravitationally Induced Entanglement between Two Massive Particles is Sufficient Evidence of Quantum Effects in Gravity*, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 240402 (2017).
- [32] M. Vicentini et al., *Table-top nanodiamond interferometer enabling quantum gravity tests* (2024). Disponível em <https://arxiv.org/abs/2405.21029>, *ArXiv:2405.21029*.
- [33] G. D. Pietra et al., *The Bose-Marletto-Vedral experiment with nanodiamond interferometers: an insight on entanglement detection* (2024). *ArXiv:2410.19601*.
- [34] R. Penrose, *On Gravity's role in Quantum State Reduction*, *General Relativity and Gravitation* **28**(5), 581 (1996).
- [35] P. C. E. Stamp, *Rationale for a correlated worldline theory of quantum gravity*, *New Journal of Physics* **17**(6), 065017 (2015).
- [36] A. Bassi, A. Großardt e H. Ulbricht, *Gravitational decoherence*, *Classical and Quantum Gravity* **34**(19), 193002 (2017).
- [37] C. Anastopoulos e B.-L. Hu, *Gravitational decoherence: A thematic overview*, *AVS Quantum Science* **4**(1), 015602 (2022).
- [38] S. Donadi et al., *Underground test of gravity-related wave function collapse*, *Nature Physics* **17**(1), 74 (2021).
- [39] P. C. E. Stamp, *Environmental decoherence versus intrinsic decoherence*, *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **370**(1975), 4429 (2012).
- [40] L. Diósi, *A universal master equation for the gravitational violation of quantum mechanics*, *Physics Letters A* **120**(8), 377 (1987).
- [41] A. Belenchia et al., *Quantum superposition of massive objects and the quantization of gravity*, *Phys. Rev. D* **98**, 126009 (2018).
- [42] M. Bronstein, *Republication of: Quantum theory of weak gravitational fields*, *General Relativity and Gravitation* **44**(1), 267 (2012).
- [43] D. Carney et al., *On the need for soft dressing*, *Journal of High Energy Physics* **2018**(9), 121 (2018).
- [44] G. W. Semenoff, *Entanglement and the Infrared* (2019). Disponível em <https://arxiv.org/abs/1912.03187>, *ArXiv:1912.03187*.
- [45] K. Prabhu, G. Satishchandran e R. M. Wald, *Infrared finite scattering theory in quantum field theory and quantum gravity*, *Phys. Rev. D* **106**, 066005 (2022).
- [46] R. Penrose, *On the Gravitization of Quantum Mechanics 1: Quantum State Reduction*, *Found. Phys.* **44**, 557 (2014).
- [47] C. Kiefer, *Conceptual Problems in Quantum Gravity and Quantum Cosmology*, *ISRN Mathematical Physics* **2013**, 509316 (2013).
- [48] *The role of gravitation in physics : report from the 1957 Chapel Hill Conference* (Edition Open Access, 2017). Disponível em <https://edition-open-sources.org/media/sources/5/Sources5.pdf>, acesso em ago. 2025.
- [49] R. Colella, A. W. Overhauser e S. A. Werner, *Observation of Gravitationally Induced Quantum Interference*, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1472 (1975).
- [50] D. N. Page e C. D. Geilker, *Indirect Evidence for Quantum Gravity*, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 979 (1981).
- [51] C. Overstreet et al., *Inference of gravitational field superposition from quantum measurements*, *Phys. Rev. D* **108**, 084038 (2023).

- [52] D. L. Danielson, G. Satishchandran e R. M. Wald, *Gravitationally mediated entanglement: Newtonian field versus gravitons*, *Phys. Rev. D* **105**, 086001 (2022).
- [53] M. Schlosshauer, *Quantum decoherence*, *Physics Reports* **831**, 1 (2019).
- [54] F. Giacomini, E. Castro-Ruiz e Ćaslav Brukner, *Quantum mechanics and the covariance of physical laws in quantum reference frames*, *Nature Communications* **10**(1), 494 (2019).
- [55] M. Bojowald e A. Tsobanjan, *Algebraic Properties of Quantum Reference Frames: Does Time Fluctuate?*, *Quantum Reports* **5**(1), 22 (2023).
- [56] M. J. Lake e M. Miller, *Quantum reference frames, revisited* (2023). [ArXiv:2312.03811](#).
- [57] E. Castro-Ruiz e O. Oreshkov, *Relative subsystems and quantum reference frame transformations*, *Communications Physics* **8**(1), 187 (2025).
- [58] I. L. Shapiro, *Polemic notes on IR perturbative quantum gravity*, *International Journal of Modern Physics A* **24**(08n09), 1557 (2009).
- [59] L.-Q. Chen e F. Giacomini, *Quantum effects in gravity beyond the Newton potential from a delocalised quantum source* (2024). [ArXiv:2402.10288](#).
- [60] B. S. DeWitt, *Quantum Theory of Gravity. I. The Canonical Theory*, *Phys. Rev.* **160**, 1113 (1967).
- [61] K. V. Kuchar, *Canonical quantum gravity* (1993.). [ArXiv:gr-qc/9304012](#).
- [62] C. Kiefer e P. Peter, *Time in Quantum Cosmology*, *Universe* **8**(1), 36 (2022). [ArXiv:2112.05788](#).
- [63] B. DeWitt e N. Graham (eds.), *The Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics* (Princeton UP, 1973).
- [64] M. Leifer, *Does the many-worlds interpretation hold the key to spacetime?*, *Physics Today* **72**(12), 56 (2019).
- [65] D. A. Craig e P. Singh, *Consistent probabilities in Wheeler-DeWitt quantum cosmology*, *Phys. Rev. D* **82**, 123526 (2010).
- [66] J. J. Halliwell, *Decoherent histories analysis of minisuperspace quantum cosmology*, *J. Phys. Conf. Ser.* **306**, 012023 (2011). [ArXiv:1108.5991](#).
- [67] N. Savvidou, *Histories approach to general relativity: I. The spacetime character of the canonical description*, *Classical and Quantum Gravity* **21**(2), 615 (2003).
- [68] N. Pinto-Neto, *Bouncing Quantum Cosmology*, *Universe* **7**(4), 110 (2021).
- [69] F. Shojai e M. Golshani, *On the geometrization of Bohmian mechanics: anew approach to quantum gravity*, *International Journal of Modern Physics A* **13**(04), 677 (1998).
- [70] W. Struyve, *Wheeler-DeWitt quantization for point-particles*, *General Relativity and Gravitation* **53**(3), 32 (2021).
- [71] A. Valentini, *Beyond the Born Rule in Quantum Gravity*, *Foundations of Physics* **53**(6), 605 (2023).
- [72] R. Arnowitt, S. Deser e C. W. Misner, *Dynamical Structure and Definition of Energy in General Relativity*, *Phys. Rev.* **116**, 1322 (1959).
- [73] R. Jha, *Introduction to Hamiltonian formulation of general relativity and homogeneous cosmologies*, *SciPost Phys. Lect. Notes* **73** (2023).
- [74] A. Mari, G. D. Palma e V. Giovannetti, *Experiments testing macroscopic quantum superpositions must be slow*, *Scientific Reports* **6**(1), 22777 (2016).
- [75] D. Carney, *Newton, entanglement, and the graviton*, *Phys. Rev. D* **105**, 024029 (2022).
- [76] E. Martín-Martínez e T. R. Perche, *What gravity mediated entanglement can really tell us about quantum gravity*, *Phys. Rev. D* **108**, L101702 (2023).

- [77] C. Anastopoulos, B.-L. Hu e K. Savvidou, *Quantum field theory based quantum information: Measurements and correlations*, [Annals of Physics](#) **450**, 169239 (2023).
- [78] M. Maggiore, *Gravitational Waves: Volume 1: Theory and Experiments* (Oxford University Press, 2007).