CADERNOS DE ASTRONOMIA – vol. 6, n°2 (2025)
Seção Temática - Efeitos Quânticos na Astrofísica e Cosmologia

Efeitos quânticos em espaços curvos: do conceito de partícula à teoria de campos

Sandro Dias Pinto Vitenti
Universidade Estadual de Londrina

Resumo
A teoria quântica de campos constitui hoje a melhor descrição da matéria, mas essa formulação é resultado de uma longa evolução do conceito de partícula na física. Neste artigo acompanhamos esse percurso: partimos da mecânica clássica, em que partículas são tratadas como pontos materiais; seguimos para a mecânica quântica, onde passam a ser descritas como ondas associadas a probabilidades; e chegamos à teoria quântica de campos, em que surgem como excitações de campos fundamentais. Mostramos que, em espaços-tempos curvos ou em expansão, a definição de partícula deixa de ser única: diferentes observadores podem adotar diferentes estados de vácuo e, consequentemente, identificar partículas de formas distintas. Discutimos também o papel do vácuo quântico e sua relação com o problema da constante cosmológica, uma das grandes questões em aberto da física contemporânea. Ao articular teoria quântica, relatividade geral e cosmologia, o artigo discute tanto os avanços alcançados quanto os desafios conceituais ainda presentes na descrição do universo em suas escalas mais extremas.

Abstract
Quantum field theory is currently the most accurate description of matter, but this framework is the result of a long evolution of the concept of particle in physics. In this article, we trace this development: starting from classical mechanics, where particles are treated as point-like objects; moving to quantum mechanics, where they are described as waves associated with probabilities; and finally arriving at quantum field theory, where particles appear as excitations of fundamental fields. We show that in curved or expanding spacetimes, the definition of a particle is no longer unique: different observers can adopt different vacuum states and consequently identify particles in different ways. We also discuss the role of the quantum vacuum and its connection to the cosmological constant problem, one of the major open questions in contemporary physics. By connecting quantum theory, general relativity, and cosmology, the article addresses both the progress achieved and the conceptual challenges that remain in describing the universe at its most extreme scales.

Palavras-chave: teoria quântica de campos; espaço curvo; vácuo quântico; partículas; constante cosmológica; cosmologia quântica; relatividade geral.
Keywords: quantum field theory; curved spacetime; quantum vacuum; particle concept; cosmological constant; quantum cosmology; general relativity.

DOI: 10.47456/Cad.Astro.v6n2.49699

1 Ponto material

Na física, criamos modelos para descrever e entender os fenômenos da natureza. Um desses modelos, por mais curioso que pareça, é o do ponto material. Mas o que isso significa?

Podemos imaginar um ponto material como uma parte mínima de um objeto, um fragmento tão pequeno que, para os propósitos do nosso estudo, podemos tratá-lo como se não tivesse dimensões internas. Pense, por exemplo, em um copo ou uma mesa. Se quebrarmos esse objeto em pedaços cada vez menores, chegamos a fragmentos tão pequenos que sua estrutura interna torna-se irrelevante. Em nosso modelo, supomos que podemos repetir esse processo indefinidamente, até alcançar uma idealização: o ponto material.

Essa é uma hipótese: uma construção abstrata que facilita a formulação de teorias. Não estamos afirmando que a natureza seja assim em última instância, mas sim que, do nosso ponto de vista, os fragmentos podem ser considerados pequenos

Licença Creative Commons

o suficiente para que qualquer estrutura interna restante seja desprezível. Em outras palavras, o que importa é a escala de observação. Se não conseguimos perceber diferenças internas, tratamos o objeto como pontual.

Esse tipo de raciocínio é comum na física. Ao falar de distância, por exemplo, também supomos que algo pode estar tão longe quanto se queira. Aqui, trabalhamos com a ideia complementar: algo pode ser tão pequeno quanto se queira. A novidade está em aplicar esse raciocínio ao tamanho e, com isso, criar um modelo simples, porém poderoso, para descrever o comportamento de objetos em diversas situações.

Agora, como toda idealização na física, o modelo de ponto material tem consequências. Vamos examinar uma delas. Suponha que esse ponto funcione como uma pequena lâmpada emitindo luz igualmente em todas as direções, sem criar nem destruir luz no processo. Essa emissão deve ser completamente simétrica, já que, no modelo pontual, qualquer estrutura interna é desprezível e, portanto, não pode haver direção preferencial.

Se colocarmos detectores ao redor da partícula, formando uma superfície esférica de raio R, poderemos medir quanta luz total (L) atravessa essa superfície. A área dessa esfera é $A = 4\pi R^2$, o que leva a uma densidade superficial de luz (potência por unidade de área) dada por $I = L/(4\pi R^2)$. Se repetirmos a medição a uma distância maior R', a luz total L permanece a mesma, mas como a área da nova esfera $A' = 4\pi R'^2$ é maior, a nova densidade será menor: $I' = L/(4\pi R'^2)$.

Para entender por que a densidade da luz diminui com o quadrado da distância, imagine um esguicho d'água saindo de uma mangueira. Bem perto do bico (onde a mangueira é estreita), o jato de água está concentrado e "denso". Conforme o jato se afasta, a mesma água se espalha por uma área circular cada vez maior, ficando mais "diluído". Algo semelhante acontece com a luz emitida por uma partícula muito pequena, idealizada como uma fonte pontual. Toda a luz (L) emitida se distribui por uma superfície esférica ao redor da partícula. Quanto maior o raio (R) dessa esfera, maior será sua área, e mais "espalhada" ficará a luz. É isso que os detectores medem.

Essa analogia, no entanto, tem um limite importante. No caso da mangueira, vemos que ela tem uma largura finita, mas existe, portanto, um limite para o quão concentrado o jato pode ser: a densidade da água perto do bico é grande, mas finita. No modelo da partícula pontual, porém, não há esse limite: assumimos que a partícula pode ser tão pequena quanto quisermos, idealmente um ponto sem extensão. Isso seria como imaginar uma mangueira com bico infinitamente estreito, o que permitiria um jato com densidade arbitrariamente grande bem próximo da origem. E se a luz (ou qualquer outra quantidade emitida) não pode ser destruída nem criada, essa extrapolação nos obriga a aceitar que sua densidade pode crescer indefinidamente conforme nos aproximamos da partícula. Essa consequência revela uma fragilidade do modelo: ele funciona bem enquanto mantemos distância, mas leva a divergências quando tentamos aplicá-lo em escalas muito pequenas.

1.1 Geometria euclidiana

Note que essa relação entre densidade e distância não é uma peculiaridade do modelo de luz ou de partículas: ela decorre diretamente da *geometria euclidiana* do espaço. Essa geometria é particularmente simples e simétrica, isto é, nossas medidas de comprimento não dependem da direção: uma régua tem o mesmo tamanho apontando para cima, para baixo ou para os lados. Além disso, as propriedades geométricas são as mesmas em todo lugar e a todo tempo. É essa regularidade do espaço que faz com que forças como a gravitação de Newton ou a força elétrica descrita por Coulomb também caiam com o quadrado da distância: ambas "respeitam" a mesma geometria ao se propagar.

Além disso, essa nossa régua imaginária funciona do mesmo jeito em qualquer lugar: mede o mesmo tanto na sala ou na cozinha, no quintal ou na lua. E também não muda com o tempo, pois ela mede o mesmo hoje, amanhã ou daqui a mil anos. Essa regularidade, tanto no espaço quanto no tempo, é uma das marcas da geometria euclidiana. É como se o espaço fosse sempre o mesmo, plano e previsível, sem surpresas.

É por causa dessa simetria tão simples e confiável que cientistas como Coulomb e Newton encontraram leis que envolvem o quadrado da distância. A força elétrica medida por Coulomb e a força gravitacional descrita por Newton têm exa-

tamente a mesma forma matemática. Isso não é coincidência, mas é porque ambas se espalham pelo espaço seguindo as mesmas regras geométricas. Mesmo sendo forças bem diferentes, elas "sentem" o espaço do mesmo jeito. A geometria é o palco comum onde essas forças atuam.

Agora, vejamos por que o modelo de partícula pontual, apesar das consequências discutidas, ainda é útil para descrever muitos fenômenos da natureza. Se lançarmos duas partículas carregadas uma contra a outra, elas se repelirão com uma força cada vez maior à medida que se aproximam. No entanto, para que a densidade de campo (ou a força) realmente se torne infinita, seria necessário um grau de precisão também infinito: as partículas teriam que colidir exatamente no mesmo ponto, com alinhamento e controle absolutos.

Na prática, isso nunca acontece. Sempre trabalhamos com escalas finitas de energia e precisão. Assim, os efeitos extremos previstos pelo modelo pontual nunca se manifestam. É por isso que a mecânica de Newton, baseada nesse modelo, funcionou tão bem por tanto tempo. Ela descreve com sucesso o movimento de planetas, projéteis e até cargas elétricas em muitas situações.

1.2 Instabilidade do modelo

Mas o cenário muda quando consideramos fenômenos mais sutis. Ao entender melhor o eletromagnetismo, descobriu-se que cargas aceleradas emitem luz, isto é, radiação eletromagnética e, com isso, perdem energia. Isso significa que, mesmo com baixa energia, se colocarmos uma carga negativa em órbita ao redor de uma carga positiva, a carga em movimento irá irradiar energia e, aos poucos, perder velocidade.

O problema surge porque, ao perder energia, a partícula se aproxima cada vez mais da outra. Eventualmente, ela acabaria "caindo" sobre a partícula central, atingindo uma região onde a força prevista se tornaria infinita, fazendo algo fisicamente absurdo. É como se nos aproximássemos demais do bico da mangueira imaginária: a densidade do jato (ou, aqui, da força) ficaria tão grande que deixaria de fazer sentido. Esse tipo de instabilidade revela uma limitação importante do modelo de ponto material. Ele funciona bem enquanto mantemos uma certa distância, mas falha justamente quando tentamos entender o que ocorre nas menores escalas.

2 Mecânica quântica

Diante do impasse, poderíamos imaginar que a solução seria abandonar o modelo de partícula pontual. Mas o que aconteceu foi diferente: surgiu uma nova forma de pensar a realidade, chamada *Mecânica Quântica*. Ela manteve a ideia de partícula, mas mudou completamente a maneira como a descrevemos.

Ao invés de falarmos em posições e velocidades bem definidas, agora lidamos com *estados* e *probabilidades*. A partícula continua sendo tratada como "pontual", mas não podemos mais dizer com certeza onde ela está ou para onde vai. A teoria nos diz apenas onde é mais provável encontrá-la.

E foi justamente essa mudança de perspectiva que resolveu o problema das órbitas instáveis. Ao estudarmos os estados possíveis de uma partícula sob ação de uma força atrativa, como a elétrica entre próton e elétron, descobrimos que sua energia não pode variar de forma contínua. Ela só pode assumir certos valores discretos. Isso impede que a partícula perca energia indefinidamente até colapsar sobre a outra. A órbita "salta" para estados estáveis, quantizados.

Entre as muitas consequências da mecânica quântica, uma das mais importantes para a nossa discussão é que ela impõe, desde a sua formulação, limitações fundamentais sobre o que podemos saber a respeito de uma partícula.

Na mecânica de Newton, quando descrevemos o estado de uma partícula, atribuímos a ela uma posição x_0 e uma velocidade v_0. Esses valores são tratados como números bem definidos, isto é, a teoria admite, sem restrições, que esses números possam ser conhecidos com precisão arbitrária. Em outras palavras, se tivermos instrumentos suficientemente bons, nada na estrutura da teoria impede que descubramos x_0 e v_0 com exatidão. Essa possibilidade está incorporada na própria construção do modelo: os estados são representados por pares (x, v) bem definidos.

Naturalmente, na prática, nossos instrumentos são limitados. Mas essa imprecisão sempre foi tratada, na mecânica clássica, como uma dificuldade tecnológica, não como uma limitação da

própria teoria.

Já na mecânica quântica, a situação é radicalmente diferente. A própria estrutura da teoria impede que um estado seja representado por uma posição e uma velocidade simultaneamente bem definidas. A incerteza não surge por falta de instrumentos adequados, mas sim como uma consequência inevitável da maneira como a teoria descreve a natureza. A ideia de um estado com (x, v) bem determinados sequer faz parte do espaço de possibilidades permitido pelo modelo.

Essa nova descrição em termos de probabilidade marca uma mudança profunda na forma como representamos os estados físicos. Na mecânica clássica, um estado era simplesmente um par (x, v), isto é, uma posição e velocidade bem definidas em um dado instante. Já na mecânica quântica, não podemos mais falar em posição e velocidade determinadas ao mesmo tempo. O que passamos a descrever é a probabilidade de encontrar a partícula em uma certa posição, ou, alternativamente, a probabilidade de encontrar uma certa velocidade.[1]

2.1 Probabilidade como um fluido

Veja que coisa interessante. Quando falamos, por exemplo, da força de Coulomb que diminui com o quadrado da distância, justificamos isso pelo fato de que essa força, ao se espalhar pelo espaço, não é "criada" nem "destruída". E como o espaço tem uma certa geometria, a euclidiana, esse espalhamento obedece sempre às mesmas regras: quanto mais longe da fonte, mais "diluída" a força fica.

Agora pensemos na probabilidade. Partimos de uma ideia simples: a probabilidade de encontrar uma partícula em algum lugar do espaço tem que ser 100%. E se a partícula não for criada nem destruída, essa probabilidade continua sendo 100% ao longo do tempo. Ou seja, a probabilidade pode mudar de lugar, fluir de uma região para outra, mas não pode simplesmente aparecer ou desaparecer.

[1] Essa diferença é ainda mais sutil do que parece. A função de onda da mecânica quântica nos dá a probabilidade de encontrar a partícula em uma posição *ou* em uma velocidade, mas não fornece uma probabilidade conjunta de posição *e* velocidade ao mesmo tempo. Essa limitação está ligada a princípios fundamentais da teoria e não abordaremos aqui.

Na prática, imagine que em um certo momento há 5% de chance de encontrar a partícula dentro de uma determinada região. Com o tempo, essa chance pode "escorrer" para fora dessa região, mas a quantidade total de probabilidade no espaço todo tem que permanecer constante.

Mas como descrevemos isso de forma precisa? Precisamos medir "porções" do espaço, e fazemos isso com a geometria euclidiana: usamos o volume da região como referência. A função que descreve onde é mais ou menos provável encontrar a partícula precisa se adaptar ao fato de que o espaço tem volume, assim como a densidade de água de um jato se adapta à área por onde ela passa.

A conclusão é que não descrevemos mais os estados de nossas partículas pontuais apenas como pontos com posição e velocidade bem definidas. Em vez disso, passamos a representá-las como *campos de probabilidade*: funções que indicam a chance de encontrar a partícula em cada região do espaço. É isso que chamamos de função de onda.

2.2 Quantização

A descrição em termos de probabilidades espalhadas pelo espaço traz uma consequência peculiar. Como essa probabilidade está distribuída em um espaço euclidiano (eventualmente com condições de contorno), surgem restrições sobre como essa distribuição pode evoluir. Em certas situações, os estados possíveis deixam de variar de forma contínua e passam a só poder assumir valores discretos: os chamados *quanta*.

Um exemplo importante é o oscilador harmônico, como um pêndulo idealizado ou um sistema massa mola. Nesse sistema, a energia não pode assumir qualquer valor: ela deve ser um múltiplo de $\hbar\omega$, onde ω é a frequência natural de oscilação e $\hbar$ a constante de Planck. Isso significa que o oscilador não pode oscilar indefinidamente devagar. Existe um valor mínimo permitido para sua energia. Essa restrição tem uma interpretação natural: se o oscilador tivesse energia zero, ele estaria parado no ponto de equilíbrio. Nesse caso, saberíamos ao mesmo tempo sua posição e sua velocidade, o que viola os princípios da mecânica quântica.

O surgimento desses valores discretos pode ser

entendido a partir da forma como a probabilidade se espalha no espaço e da geometria do sistema. No caso do oscilador harmônico, a energia potencial cresce com o quadrado da distância ao ponto de equilíbrio. Quando resolvemos a equação de Schrödinger para esse sistema, encontramos dois tipos de soluções: uma com a função de onda concentrada em torno do ponto de equilíbrio e outra que cresce indefinidamente quando nos afastamos desse ponto.

A questão é que apenas as soluções concentradas são fisicamente aceitáveis: a função de onda deve ser normalizável, ou seja, representar uma distribuição de probabilidade finita. No entanto, essas soluções só existem para certos valores específicos de energia, justamente os múltiplos de $\hbar\omega$. Ao exigir normalização, impomos uma condição de quantização. Assim, a quantização surge como uma consequência direta das restrições impostas pela estrutura espacial e pelas condições físicas que a função de onda deve obedecer.

3 Relatividade especial

Agora, quando introduzimos a relatividade especial, a situação fica ainda mais estranha. Vamos ver por quê.

Imagine dois observadores numa sala: um está parado ao lado de uma lâmpada; o outro caminha em direção a ela. E você está observando a cena de fora, vendo tudo acontecer. Em um certo instante, a lâmpada acende.

Você vê a luz se propagar e alcançar primeiro o observador que caminha em direção à lâmpada, afinal, ele está indo ao encontro do feixe, e só depois atingir o que está parado. Mas aqui está o ponto fundamental: a relatividade especial exige que ambos os observadores meçam a mesma velocidade da luz, c, com seus próprios relógios e réguas.

Então, cada um deles vai dizer que viu a luz chegar exatamente após d/c segundos, onde d é a distância inicial entre eles e a lâmpada em seus respectivos referenciais. Ou seja, embora você veja claramente a luz atingir primeiro quem está em movimento, ele próprio mede que o feixe levou d/c segundos. O mesmo vale para o observador parado.

Isso revela uma contradição com a nossa intuição clássica: você concorda com o observador parado sobre o tempo que a luz levou até ele, mas não com o que está em movimento. Não pode haver um tempo universal compartilhado por todos. O que consideramos como "o tempo que passou" depende do referencial. Em outras palavras, o tempo deixa de ser absoluto.

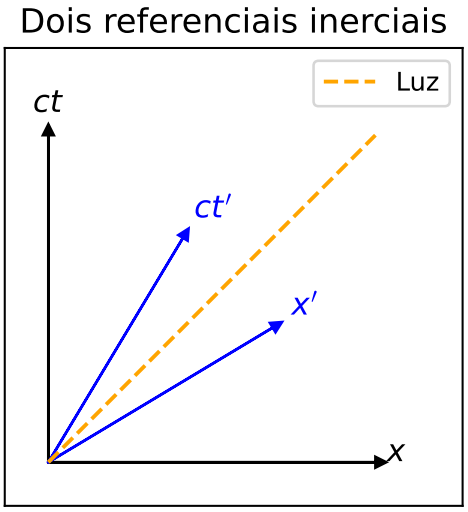

Figura 1: Dois referenciais: um parado (vertical) e outro em movimento (inclinado). Note que as linhas azuis misturam coordenadas de tempo e espaço no referencial parado (linhas pretas) (x, t).

Quando modelamos matematicamente esse fenômeno, descobrimos que a relação entre dois referenciais em movimento relativo uniforme é descrita pelas transformações de Lorentz. Essas transformações mostram que espaço e tempo estão entrelaçados, e são dadas por:

$$x' = \gamma(x - vt),$$
$$t' = \gamma\left(t - \frac{vx}{c^2}\right),$$

onde $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ e v é a velocidade relativa entre os referenciais. As variáveis x e t representam as coordenadas de um evento no referencial "parado", enquanto x' e t' representam as mesmas coordenadas no referencial em movimento.

O que é importante entender nas equações acima é que uma linha horizontal na Figura 1 representa um instante de tempo no seu referencial, ou seja, uma "foto" do espaço em um determinado momento, como dissemos antes.

Porém, para o observador em movimento, o que

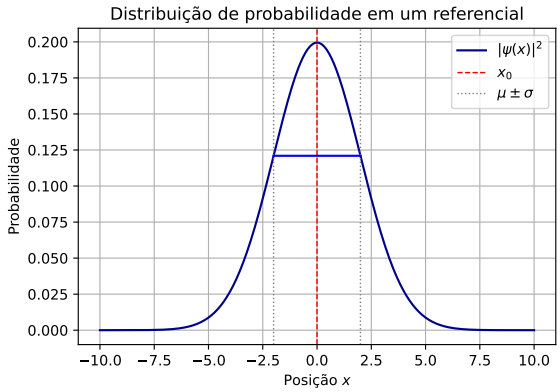

Figura 2: Distribuição de probabilidade para uma partícula em um referencial.

ele chama de "instante" corresponde a uma linha inclinada, como a linha azul na figura. Isso significa que aquilo que ele considera como "agora" inclui eventos que, para você, aconteceram em tempos diferentes. Em outras palavras, o conceito de simultaneidade deixa de ser absoluto: cada observador tem sua própria noção de quais eventos ocorrem ao mesmo tempo.

3.1 Efeitos sobre a probabilidade

O que acontece quando misturamos os conceitos de probabilidade com os referenciais da relatividade especial?

Considere uma partícula cuja posição mais provável está em torno de uma coordenada x_0, com a probabilidade decaindo à medida que nos afastamos desse ponto. Para ilustrar, usamos uma distribuição Normal (Gaussiana), como mostrado na Figura 2. Essa descrição, porém, é feita em um referencial específico. Ou seja, o observador define um instante, sua noção de simultaneidade, e atribui probabilidades às posições espaciais da partícula naquele instante. O problema surge quando outro observador, em movimento em relação ao primeiro, tenta descrever essa mesma distribuição: para ele, os pontos que são simultâneos são diferentes. Assim, a forma como a probabilidade está distribuída no espaço também será diferente. A função de onda, portanto, não é algo absoluto: sua aparência depende do referencial adotado.

Para entender o que acontece com uma partícula descrita por uma distribuição como a da Figura 2 ao longo do tempo, é preciso considerar como a incerteza sobre sua velocidade afeta a posição. Como discutido anteriormente, só podemos falar da probabilidade de encontrar a partícula com determinada posição e velocidade, e não de valores exatos. Se conhecêssemos exatamente sua velocidade, seria possível prever com precisão sua posição futura, e a distribuição não se modificaria com o tempo. Mas isso violaria o princípio da incerteza. Na prática, a incerteza na velocidade implica que a posição futura da partícula também seja incerta, o que leva ao espalhamento da distribuição: quanto mais tempo passa, maior a região onde a partícula pode estar, e portanto maior a largura da distribuição.

É possível imaginar que, no início, as velocidades possíveis estão distribuídas de forma a fazer a partícula tender ao centro, tornando a distribuição mais concentrada. Mas, com o tempo, essas velocidades começam a apontar para fora, fazendo a distribuição se espalhar. Na prática, ambos os efeitos ocorrem: a distribuição se contrai até atingir um mínimo e depois volta a se expandir. No caso de uma distribuição Normal como a da Figura 2, a dinâmica da equação de Schrödinger para uma partícula livre nos dá uma largura que evolui no tempo como

$$\sigma(t) = \sigma_0\sqrt{1+t^2}.$$

Para $t < 0$, a distribuição se torna mais concentrada, atingindo um mínimo em $t = 0$; para $t > 0$, ela passa a se espalhar novamente. A Figura 3 mostra esse comportamento para os instantes entre $t = -1$ e $t = 1$.

Como essa mesma distribuição de probabilidade é vista por um observador em movimento? As transformações de Lorentz mostram que as coordenadas de espaço e tempo se misturam quando mudamos de referencial. Especificamente, os pontos (x, t) no referencial original são transformados em (x', t') no referencial em movimento, segundo:

$$x = \gamma(x' + vt'), \qquad t = \gamma(t' + vx'/c^2).$$

Se a largura da distribuição no referencial original é dada por $\sigma(t) = \sigma_0\sqrt{1+t^2}$, ao expressarmos essa largura em termos das coordenadas do referencial em movimento, obtemos:

$$\sigma(x', t') = \sigma_0\sqrt{1 + \left(t' + \frac{vx'}{c^2}\right)^2}.$$

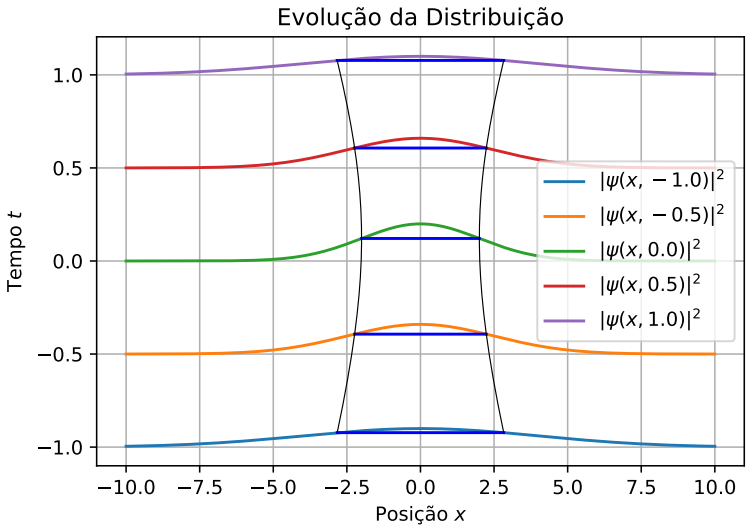

Figura 3: Distribuição de probabilidade para uma partícula em um referencial.

Ou seja, para o observador em movimento, a largura da distribuição passa a depender simultaneamente da posição x' e do tempo t'. Mesmo ao fixar um instante $t' = 0$, a largura não será constante ao longo do espaço x'. Isso acontece porque, como ilustrado na Figura 1, os pontos considerados simultâneos no referencial em movimento correspondem a tempos diferentes no referencial original, e como a largura da distribuição varia com o tempo, ela aparecerá com valores distintos em diferentes posições. Assim, a distribuição que originalmente era simétrica e normalizada deixa de ser uma gaussiana, e mais do que isso: em função de x', ela já não é mais uma distribuição normalizável. Isso contradiz a premissa fundamental de que a probabilidade total de encontrar a partícula em algum ponto do espaço deve ser 100%.

Esse efeito é ilustrado na Figura 4, que mostra como a distribuição de probabilidade é vista por um observador em movimento. A figura revela que a antiga gaussiana simétrica se deforma, apresentando dois picos e perdendo sua forma característica. Ainda que a perda da normalização não seja visível diretamente na figura, ela é uma consequência inevitável dessa deformação: a distribuição em função de x', ao não preservar a integral total igual a 1, deixa de representar uma probabilidade válida.

4 Mecânica quântica relativística

A incompatibilidade entre a Mecânica Quântica tradicional e a Relatividade Especial era, em certa medida, esperada. Afinal, a equação de Schrödinger é formulada dentro do contexto da mecânica clássica não relativística. Portanto, não surpreende que ela não respeite os princípios da relatividade especial.

A expectativa era que, ao construirmos uma versão relativística da equação de Schrödinger, a compatibilidade com a relatividade fosse restaurada. A primeira tentativa nesse sentido levou à equação de Klein-Gordon, que de fato é covariante (isto é, tem a mesma forma em todos os referenciais inerciais). No entanto, essa equação não permitia interpretar a densidade de probabilidade de forma consistente: ela não garantia a conservação da probabilidade com o tempo.

Em seguida, Dirac propôs uma nova equação, a equação de Dirac, que também respeita a relatividade especial e tem soluções que descrevem partículas com spin 1/2. Ainda assim, ela apresentava dificuldades em manter uma interpretação probabilística direta e consistente.

O avanço conceitual decisivo veio com a compreensão de que essas equações não deveriam descrever a probabilidade de uma única partícula. Em vez disso, elas descrevem campos, entidades que existem em todo o espaço e tempo. As partículas passam a ser entendidas como excitações desses campos. Assim, a Mecânica Quântica Re-

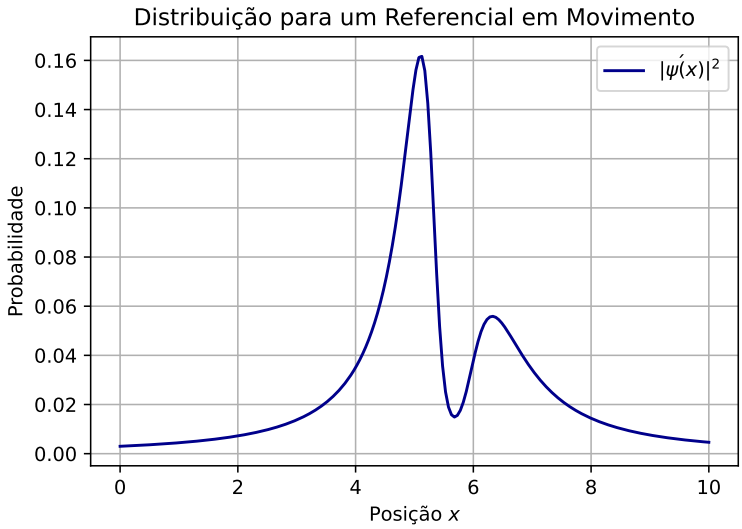

Figura 4: Distribuição de probabilidade para uma partícula em um referencial em movimento.

lativística evolui para a Teoria Quântica de Campos, onde a noção de partícula surge como um fenômeno derivado da dinâmica dos campos.

5 *Teoria quântica de campos*

É interessante observar o caminho evolutivo dessas ideias. A Teoria Quântica de Campos surge como resposta natural à tentativa de compatibilizar a Mecânica Quântica com a Relatividade Especial. Do ponto de vista conceitual, esse desenvolvimento parece ter seguido o caminho de menor resistência: em vez de uma reformulação radical desde o início, foram feitos ajustes pontuais, ampliando gradualmente os conceitos fundamentais.

Até esse ponto, o conceito de partícula como um ponto material permaneceu praticamente intacto. A Mecânica Quântica modifica a maneira como descrevemos seu estado, em termos de probabilidades e funções de onda, mas ainda assumimos que existe uma "partícula pontual" por trás dessa descrição.

Foi somente diante da dificuldade em formular uma Mecânica Quântica Relativística de forma consistente, onde nem a equação de Schrödinger nem suas primeiras generalizações (como Klein-Gordon ou Dirac) conseguiam lidar adequadamente com a conservação da probabilidade, que esse conceito passou a ser efetivamente questionado. O resultado foi a reformulação completa: não mais tratamos partículas como entidades fundamentais, mas como excitações localizadas de um campo quântico que permeia todo o espaço.

Um aspecto notável disso tudo é que, paradoxalmente, o conceito de partícula só se torna claro quando quantizamos o campo. Em uma teoria clássica de campos, o campo pode assumir qualquer configuração espacial contínua, e nenhuma delas se destaca naturalmente como uma "partícula". Mesmo que, em um dado instante, o campo esteja concentrado em uma região específica do espaço, ele pode evoluir suavemente para outras configurações, não há uma noção clara de quantização nem de individualidade associada a partículas.

Ao quantizar o campo, no entanto, a situação muda radicalmente. Podemos imaginar o campo como um conjunto de osciladores harmônicos, um sistema de "massas e molas", onde cada ponto do espaço está acoplado aos seus vizinhos. Como vimos na seção sobre quantização, esses osciladores não podem estar em repouso absoluto (energia zero), e tampouco podem ser excitados de maneira arbitrária: apenas múltiplos inteiros de uma unidade mínima de energia (um *quantum*) são permitidos.

A partir desses estados excitados, os chamados estados de um quantum, podemos construir distribuições espaciais que lembram, por exemplo, uma gaussiana como a da Figura 2. Assim, o que chamamos de "partícula" é, nesse contexto,

uma configuração particular do campo: uma excitação quantizada, localizada e com propriedades dinâmicas específicas. O que antes parecia um problema, a violação da conservação da probabilidade na mecânica quântica relativística, agora é reinterpretado como a possibilidade de criação ou destruição de partículas. Ou melhor, de quantas de excitação do campo.

6 Espaços curvos e a relatividade geral

Ao longo do texto, vimos que a geometria do espaço desempenha um papel central na descrição do comportamento de partículas e campos. É ela que define noções fundamentais como distância, tamanho e direção, estabelecendo, portanto, o palco onde as teorias físicas operam. A própria definição de partículas, sua evolução no tempo e os estados quânticos possíveis dependem da estrutura geométrica subjacente.

Na Relatividade Especial, espaço e tempo deixam de ser entidades separadas e passam a ser descritos por uma única estrutura geométrica: o espaço-tempo. A partir dessa ideia, é necessário adotar uma geometria que incorpore, de forma consistente, a equivalência entre réguas e relógios, respeitando a constância da velocidade da luz. Essa geometria é a chamada geometria de Minkowski, base da Relatividade Especial.

Um passo conceitual decisivo ocorre quando consideramos a equivalência entre a massa inercial e a massa gravitacional, já presente na gravitação de Newton. Essa equivalência sugere que a gravidade age de forma universal: todas as partículas caem da mesma maneira, independentemente de suas massas ou composições. Essa universalidade aponta para uma interpretação geométrica da gravidade. Afinal, se todas as partículas seguem a mesma trajetória em queda livre, parece natural concluir que essas trajetórias estão determinadas não por uma força específica, mas pela própria geometria do espaço-tempo.

Ao levar essa ideia às últimas consequências, chegamos à formulação da Relatividade Geral. A gravitação deixa de ser tratada como uma força no sentido tradicional e passa a ser entendida como a curvatura do espaço-tempo. É a presença de matéria e energia que altera essa geometria, e as partículas se movem segundo as linhas que ela define.

Por fim, a própria noção de massa ganha uma nova interpretação. A Relatividade Especial nos mostra que massa e energia são aspectos de uma mesma entidade, e que a energia (e o momento) depende do referencial. Isso nos leva à generalização natural da "massa gravitacional" para o tensor energia-momento, que contém as densidades e fluxos de energia e momento em todas as direções. A Relatividade Geral é, então, expressa pelas equações de Einstein, que relacionam a curvatura do espaço-tempo à distribuição de energia e momento nele contida.

Um ponto crucial é que, na Relatividade Geral, a geometria do espaço-tempo deixa de ser fixa: ela passa a depender diretamente da distribuição de matéria e energia, por meio do tensor energia-momento. Como vimos, campos possuem excitações que carregam energia e momento, e é justamente essa energia que curva o espaço-tempo. Surge, então, uma interdependência fundamental: a geometria determina como os campos evoluem, mas os próprios campos, ao transportar energia e momento, alteram essa geometria. Trata-se de um sistema acoplado, no qual campos e geometria influenciam-se mutuamente. Do ponto de vista técnico, é necessário resolver de forma consistente tanto a dinâmica dos campos quanto as equações que regem a curvatura do espaço-tempo.

Por mais complexa que seja, a Relatividade Geral ainda pode ser formulada como um problema de causa e efeito, ou, tecnicamente, como um problema de condições iniciais bem posto. Isso significa que, dados um estado inicial da matéria e uma geometria inicial do espaço-tempo, as equações de Einstein permitem prever a evolução do sistema ao longo do tempo.

Neste texto, no entanto, abordaremos um cenário mais simples: assumiremos uma geometria de fundo fixa (ainda que não trivial, isto é, diferente da geometria plana de Minkowski) e investigaremos como campos quânticos se comportam sobre essa geometria.[2] Adotar uma geometria de fundo

[2]Há aqui um ponto conceitual relevante: a Relatividade Geral é formulada como uma teoria clássica, em que a fonte da curvatura do espaço-tempo, o tensor energia-momento, é uma grandeza bem definida. Já a Teoria Quântica de Campos descreve energia e momento de forma probabilística, por meio de operadores sobre estados quânticos. Essa incompatibilidade conceitual está no cerne do

fixa permite estudar o comportamento de campos quânticos em geometrias curvas sem precisar resolver simultaneamente as equações de Einstein.

7 Desafios

A formulação da Teoria Quântica de Campos em espaços-tempo curvos exige um extenso ferramental matemático, cuja construção e aplicação representam, por si só, um grande desafio técnico. Essas dificuldades, no entanto, são do tipo que consideramos "bem postas": uma vez dominado o formalismo, espera-se que os cálculos possam ser realizados de maneira consistente, ainda que complexa.

Neste texto, porém, o foco recai sobre outro tipo de desafio, mais profundo e conceitual: aqueles em que não está claro se a própria formulação da teoria é consistente ou completa. São questões que colocam em dúvida os fundamentos da Teoria Quântica de Campos em contextos gravitacionais e que apontam, possivelmente, para a necessidade de uma nova estrutura teórica.

7.1 Desafio 1: energia do vácuo

Para introduzir o problema da constante cosmológica, vamos começar com uma analogia simples e intuitiva. Suponha que o espaço não seja contínuo, mas formado por pontos igualmente espaçados. Ou seja, as posições possíveis estão separadas por um comprimento fixo Δx. Vamos também assumir que estamos olhando apenas uma dimensão do espaço (como uma linha reta).

Nessa linha, temos um campo, que chamaremos de ϕ, definido apenas nos pontos múltiplos de Δx, isto é: $\phi(\Delta x n)$, onde n é um número inteiro ($\ldots$, -2, -1, 0, 1, 2, ...). Podemos pensar no valor de ϕ em cada ponto como representando a "altura" do campo ou, em termos físicos, o grau de excitação do campo naquele ponto. Como vimos, essa excitação está relacionada à presença de partículas. Por simplicidade vamos denotar a excitação por $\phi(n)$.

Agora, queremos entender como esse campo evolui no tempo. Pela Relatividade Restrita, sabemos que espaço e tempo estão entrelaçados: o que é "tempo puro"para um observador pode ser uma mistura de tempo e espaço para outro. Assim, se quisermos uma equação para a evolução de ϕ que respeite a relatividade, ela deve envolver tanto o tempo quanto o espaço.

Esse tipo de consideração nos leva à equação de Klein-Gordon, uma das equações fundamentais para campos relativísticos:

$$-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} = 0,$$

lembrando que c representa a velocidade da luz.

Essa equação expressa o fato de que a propagação de ϕ no tempo e no espaço acontece de maneira relativisticamente consistente, isto é, sua forma é a mesma para qualquer observador inercial.

Para entender melhor o termo espacial da equação, vamos "traduzir" a derivada espacial de segunda ordem para uma linguagem discreta. Uma aproximação simples para a derivada segunda é:

$$\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} \approx \frac{\phi(n+1) + \phi(n-1) - 2\phi(n)}{\Delta x^2}.$$

Essa expressão mede como a "altura" do campo em um ponto difere da média entre os pontos vizinhos. Podemos verificar que ela se comporta como esperamos:

- Se o campo for constante, por exemplo $\phi(n) = A$, então todos os termos da equação acima valem A, e o resultado é zero, ou seja, sem variação.
- Se o campo variar linearmente, como $\phi(n) = A+Bn$, também teremos variação nula: a inclinação constante significa que não há "curvatura" no campo, apenas inclinação.
- Já quando a variação do campo muda de ponto para ponto (por exemplo, se a inclinação muda), essa expressão será diferente de zero, indicando curvatura do campo naquele ponto.

Antes de prosseguirmos, é importante lembrar que a equação de Klein-Gordon não foi escolhida de forma arbitrária. Ela surge naturalmente a partir de princípios fundamentais, como a Relatividade Restrita, que exige que as leis da física sejam válidas em todos os referenciais inerciais,

problema da Gravitação Quântica.

e a invariância por mudança de referencial, que impõe uma simetria entre espaço e tempo. Além disso, a forma da equação reflete a estrutura geométrica do espaço-tempo, que define como calculamos variações espaciais e temporais, e também está enraizada no próprio conceito de campo, que associa valores físicos a cada ponto do espaço-tempo. Esses elementos, tomados em conjunto, nos conduzem à forma da equação de maneira quase inevitável.

À primeira vista, resolver a equação de Klein-Gordon pode parecer uma tarefa bastante complicada. Para determinar como o campo varia em um ponto, precisamos saber como ele se comporta em seus vizinhos. Mas, para isso, é necessário conhecer também os vizinhos dos vizinhos, e assim por diante, o que sugere uma dependência que se propaga indefinidamente. Essa situação é análoga a um sistema de massas conectadas por molas, no qual cada massa está ligada às suas vizinhas: uma perturbação em um ponto afeta todo o sistema, e o comportamento de uma parte depende do todo.

Apesar da aparente complexidade da equação de Klein-Gordon, existe um truque bastante interessante que permite encontrar soluções de forma simples: procurar por configurações de ϕ que sejam altamente simétricas, tão simétricas que permaneçam invariantes (ou oscilem de maneira previsível) com o tempo.

Um exemplo trivial é $\phi(n) = 0$, uma configuração estática e completamente simétrica. Mas há outras menos óbvias. Considere, por exemplo, a configuração $\phi(n) = (-1)^n A$, em que o campo alterna entre $+A$ e $-A$ a cada ponto da malha. Substituindo essa configuração na aproximação discreta da derivada segunda, temos:

$$\begin{aligned} &\frac{\phi(n+1) + \phi(n-1) - 2\phi(n)}{\Delta x^2} = \\ &\quad = \frac{(-1)^{n+1}A + (-1)^{n-1}A - 2(-1)^n A}{\Delta x^2} \\ &\quad = -\frac{4A}{\Delta x^2}(-1)^n = -\frac{4}{\Delta x^2}\,\phi(n) \end{aligned} \tag{1}$$

ou seja, essa configuração satisfaz uma equação do tipo de um oscilador harmônico. O que isso nos revela é sutil: não estamos introduzindo novos osciladores no sistema. O que oscila aqui é a própria configuração espacial do campo, como um todo.

Note que, na Figura 5, o campo oscila de forma regular e previsível, como um oscilador harmônico. No entanto, a configuração espacial do campo, isto é, os valores relativos de $\phi(n)$ ao longo dos pontos, permanece inalterada: apenas a amplitude varia com o tempo. Essas configurações especiais, que mantêm sua forma espacial enquanto oscilam, são chamadas de modos de Fourier. No exemplo da figura, a frequência associada ao modo é $\sqrt{4c^2/\Delta x^2}$, sendo o fator c^2 oriundo da equação de Klein-Gordon.

Essas configurações não são casos isolados. Existe, na verdade, uma infinidade de modos simétricos como esses, que oscilam de forma regular ao longo do tempo. Além disso, é possível demonstrar que qualquer configuração do campo pode ser decomposta como uma superposição desses modos de Fourier. Isso nos permite descrever a dinâmica do campo, por mais complexa que pareça, como a soma de oscilações simples. Em geral, pode-se mostrar que as frequências possíveis desses modos são dadas por:

$$\omega_k = \frac{2c}{\Delta x}\,\mathrm{sen}\left(\frac{k\Delta x}{2}\right),$$

com k variando de 0 até $\pi/\Delta x$, onde atinge a frequência máxima.

A situação se torna mais sutil quando consideramos a quantização do campo. Como discutido anteriormente, um oscilador harmônico quântico possui uma energia mínima de excitação dada por $E_k = \hbar\omega_k$. Neste contexto, como o campo é descrito como uma soma de infinitos osciladores, um para cada modo de Fourier, a energia associada a cada modo também contribui com um valor mínimo. Ao somarmos essas energias em um único ponto, obtemos uma densidade de energia que cresce com o número de modos incluídos. Em particular, temos:

$$E(0) \propto \frac{\hbar c}{\Delta x},$$

ou seja, a densidade de energia em um ponto diverge quando $\Delta x \to 0$. Essa divergência não está relacionada à energia total do campo, mas à densidade local de energia, indicando que qualquer tentativa de retornar ao limite contínuo leva a infinitos. Note ainda que essa densidade é a mínima possível, ou seja, mesmo em um estado considerado vazio (o vácuo) a densidade de energia continua sendo infinita.

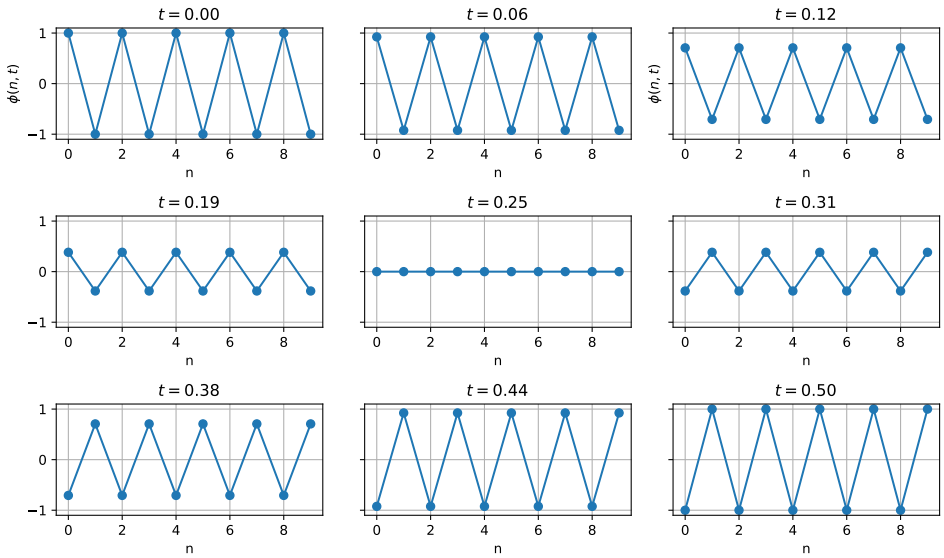

Figura 5: A evolução de ϕ para uma configuração simétrica. O tempo passa de $t = 0$ (esquerda superior) para $t = 0.5$ (direita inferior).

Pela generalidade da análise, concluímos que qualquer campo quântico, ao ser quantizado, contribui com uma densidade de energia infinita. Como vimos, energia e momento são fontes da curvatura do espaço-tempo nas equações de Einstein. Assim, surge uma situação conceitualmente delicada: os campos quânticos geram uma curvatura infinita, tornando a própria geometria do espaço-tempo mal definida.

Uma tentativa de contornar o problema seria assumir a existência de um comprimento mínimo, abaixo do qual o espaço-tempo não pode ser resolvido, por exemplo, uma escala de corte Δx fundamental. Isso impediria a divergência ao excluir os modos de alta frequência. No entanto, mesmo com esse corte, a densidade de energia estimada continua sendo extraordinariamente alta, muitas ordens de grandeza acima da densidade de energia associada à constante cosmológica inferida por observações astronômicas.

Esse é o chamado problema da energia do vácuo, mas é importante distinguir dois aspectos diferentes dessa questão. Primeiro, do ponto de vista teórico, mesmo na ausência de gravitação, a quantização de campos em espaços planos simples leva à conclusão de que o estado de vácuo possui uma energia associada. Essa energia é formalmente infinita, mas pode ser regularizada e normalizada, e sua existência é bem estabelecida dentro da teoria quântica de campos. Esse é um problema conceitual por si só: o vácuo, definido como ausência de partículas, ainda assim carrega energia. Segundo, quando passamos a considerar a gravitação, esse conteúdo energético deveria atuar como fonte da curvatura do espaço-tempo, segundo a Relatividade Geral. Ou seja, a energia do vácuo deveria contribuir para a dinâmica do universo. Com a observação da expansão acelerada do cosmos, surge então uma possibilidade tentadora: talvez essa aceleração possa ser explicada justamente pela energia do vácuo. No entanto, se tentamos calcular essa contribuição usando a teoria de campos padrão, obtemos um valor para a densidade de energia do vácuo que é dezenas (ou até mais de cem) ordens de grandeza maior do que o valor necessário para explicar a aceleração observada. Essa discrepância entre o valor previsto e o observado é uma das maiores já encontradas na física.[3]

Além disso, vale notar que esses cálculos são normalmente feitos em espaços planos e fixos, sem

[3] O modelo padrão da cosmologia inclui uma constante cosmológica para explicar a expansão acelerada do universo. Esse termo pode ser introduzido diretamente no modelo cosmológico como um parâmetro livre. Por outro lado, a teoria de campos quânticos em espaços curvos também leva, de forma natural, a uma contribuição para a dinâmica do espaço-tempo com a mesma estrutura formal. O problema surge justamente porque esses dois caminhos, o cosmológico e o quântico, produzem contribuições de forma similar mas com magnitudes extremamente discrepantes.

acoplamento dinâmico entre os campos quânticos e a gravitação. Para tratar o problema de forma mais completa, seria necessário descrever a energia do vácuo em um sistema onde o espaço-tempo é dinâmico e onde esse acoplamento é levado em conta desde o início, algo que exige uma teoria ainda não estabelecida de gravitação quântica.

Mas por que estamos enfrentando esse problema? Embora ainda não exista uma resposta definitiva, podemos levantar algumas hipóteses. Uma possibilidade é que, apesar de termos substituído o modelo de partícula pontual pela noção de campo, certos traços da ideia de pontualidade ainda persistem. Por exemplo, ao perguntarmos "onde está a partícula?", continuamos a associar essa questão a um ponto específico do espaço. Mesmo que essa pergunta agora se refira a uma distribuição de probabilidades fornecida por um campo quântico, a estrutura da teoria ainda nos leva a atribuir significado físico a quantidades definidas pontualmente. Sem uma interpretação concreta da natureza dessa "posição" na mecânica quântica, não está claro até que ponto nos afastamos, de fato, da noção de ponto material.

8 Desafio 2: definição de partícula e vácuo

Nosso segundo desafio consiste em entender a definição de partícula quando a geometria do espaço-tempo deixa de ser simples e homogênea, como no caso Euclidiano. Vamos começar retomando o que normalmente assumimos: em um espaço com simetrias bem definidas, como o espaço-tempo de Minkowski, uma excitação do campo pode ser interpretada como um quantum, isto é, uma partícula. Essa associação funciona porque podemos decompor o campo em modos bem comportados, como os modos de Fourier, cujas oscilações têm frequência e energia bem definidas. A estrutura simétrica do espaço-tempo garante que essa decomposição tenha um significado físico inequívoco: uma certa configuração de campo carrega o mesmo conteúdo físico, independentemente de sua posição ou orientação. Ou seja, uma configuração como a da figura Figura 2 tem o mesmo significado em qualquer parte do espaço.

No entanto, quando consideramos uma geometria que varia de ponto para ponto, como em um espaço-tempo curvo ou em expansão, essa correspondência deixa de ser direta. Modos de campo com a mesma forma podem ter significados físicos distintos dependendo da região do espaço-tempo em que se encontram. Em outras palavras, a ausência de simetrias globais impede que se defina, de forma universal, o que é uma partícula.

Isso está relacionado ao fato de que, para definir partículas, precisamos distinguir entre oscilações de energia positiva e negativa. Em Minkowski, isso é feito com base na simetria temporal: uma escolha de tempo permite separar os modos segundo a frequência. Mas em geometrias dinâmicas, como em um universo em expansão, essa separação é ambígua, diferentes observadores podem decompor o campo de maneiras distintas e, portanto, discordar sobre o que significa ausência de partículas.

Por exemplo, se fizermos uma mudança de referencial em Minkowski, os modos de Fourier, como mostrados na Figura 5, se transformam, mas terminam sendo outros modos de Fourier semelhantes ao original. Ou seja, o momento e a energia dos modos de Fourier podem mudar, mas o caráter de "modo de Fourier" permanece o mesmo. Isso é uma consequência direta das simetrias do espaço-tempo plano: elas garantem que os estados definidos a partir desses modos tenham o mesmo significado físico para todos os observadores inerciais. Com isso, os estados de uma partícula continuam sendo estados de uma partícula mesmo após uma mudança de referencial. Ou seja, o conceito de "partícula" permanece invariante sob transformações entre observadores inerciais.

Agora imagine um espaço-tempo cuja geometria varia com o tempo, como no caso do universo em expansão descrito pela Relatividade Geral. Nesse contexto, não existem mais simetrias globais suficientes para garantir essa equivalência. Um modo de campo bem definido em um instante pode evoluir de maneira complexa, deixando de se parecer com um modo de Fourier no futuro, pior que isso, pode ser necessário combiná-lo com vários outros modos para descrever sua evolução. Assim, a afirmação de que um certo estado corresponde a uma partícula passa a depender do referencial adotado.

Vale notar que algo semelhante já ocorre em Minkowski: ao adotarmos um referencial acele-

rado, os modos de Fourier também se deformam. Um estado que representa uma partícula em um referencial inercial pode ser interpretado como um estado com múltiplas partículas no referencial acelerado.[4]

Portanto, o que chamamos de partícula, nesse contexto, deixa de ser uma entidade absoluta. É uma construção que depende da geometria local do espaço-tempo e da forma como escolhemos decompor o campo. Como consequência, diferentes observadores, ou diferentes momentos em um espaço-tempo dinâmico, podem atribuir números distintos de partículas à mesma configuração de campo.

Mais ainda, essa ambiguidade é tal que um estado que aparenta não conter partículas (isto é, estar no vácuo) para um observador pode conter várias partículas para outro. Essa situação está na base de diversos fenômenos fundamentais, como a criação de partículas em universos em expansão e o efeito Hawking em buracos negros. Nesses casos, o que para um observador é o vácuo, para outro representa um estado com conteúdo físico observável.

Na cosmologia, essa ambiguidade se manifesta diretamente nos modelos do universo primordial. Quando consideramos o início da expansão cósmica no contexto do modelo inflacionário,[5] é comum assumir que o universo estava inicialmente preenchido por um campo em seu estado de vácuo. No entanto, como vimos, o conceito de vácuo é intrinsecamente ambíguo em geometrias dinâmicas, o que introduz uma incerteza conceitual no próprio modelo, um tema que permanece como objeto ativo de pesquisa.

É verdade que, para a maior parte das escalas relevantes descritas pelo modelo inflacionário, essa ambiguidade pode ser ignorada. Em escalas suficientemente pequenas comparadas ao raio de curvatura do universo, o espaço-tempo se comporta de forma aproximadamente plana, e os modos do campo se aproximam dos modos de Minkowski. Mesmo assim, persiste uma ambiguidade para uma fração, potencialmente significativa, das escalas, especialmente aquelas que cruzam o horizonte durante a inflação. Nessas escalas, a escolha do vácuo inicial afeta diretamente as previsões do modelo, como o espectro das flutuações primordiais, ressaltando a importância conceitual e observacional da questão.

[4] Esse fenômeno é chamado de Efeito Unruh.

[5] O modelo inflacionário é amplamente utilizado para explicar as condições iniciais do universo observável.

9 Para onde vamos?

Ao longo deste percurso, acompanhamos a evolução conceitual da física desde o modelo clássico de ponto material, passando pela quantização da mecânica e pela unificação relativística do espaço-tempo, até a formulação da teoria quântica de campos. A incorporação da geometria curva, via Relatividade Geral, amplia esse quadro ao incluir a dinâmica do próprio espaço-tempo como parte do sistema físico.

Essa trajetória revelou tensões fundamentais entre os pilares da física moderna. A quantização em espaços curvos, onde não há simetrias globais, nos leva a enfrentar ambiguidades conceituais profundas, como a indefinição do vácuo e a dependência do conceito de partícula ao referencial ou à época cósmica. Além disso, a associação entre energia do vácuo e curvatura do espaço-tempo leva à discrepância entre teoria e observação expressa no problema da energia do vácuo.

Esses dois desafios, a energia do vácuo e a definição de partícula, não são apenas dificuldades técnicas, mas indícios claros de que os princípios que sustentam nossas teorias atuais não são completos. Eles apontam para a necessidade de uma reformulação mais profunda, possivelmente em uma nova teoria que torne compatível coerentemente gravidade e mecânica quântica. Até lá, esses limites permanecem como guias importantes para onde buscar o próximo passo.

Sobre o autor

Sandro Dias Pinto Vitenti (vitenti@uel.br) é Doutor em Física pelo Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF), com experiência na área de cosmologia e física teórica. Atualmente, é professor adjunto na Universidade Estadual de Londrina (UEL), atuando principalmente nas áreas de cosmologia primordial, gravitação e cosmologia quântica, teoria quântica de campos em espaços curvos, cosmologia numérica, análise de dados

e aglomerados de galáxias como sondas cosmológicas. Suas contribuições para a pesquisa nessa área incluem o desenvolvimento da biblioteca de cosmologia numérica e análise de dados denominada *Numerical Cosmology library* (NumCosmo), a qual implementa diversos algoritmos de estatística, análise de dados e cálculo de observáveis astrofísicos e cosmológicos, sendo de grande utilidade para a comunidade científica. Além disso, é membro do Laboratório Interinstitucional de e-Astronomia (LIneA) e desempenha papel de investigador principal em colaborações internacionais, como o Legacy Survey of Space and Time (LSST) e o Dark Energy Science Collaboration (DESC).

Leituras recomendadas

Para aprofundamento nos conceitos apresentados neste artigo, sugerimos as seguintes obras e fontes de divulgação:

[1] B. Greene, *The Fabric of the Cosmos: Space, Time and the Texture of Reality* (Penguin Books Limited, 2005).

[2] S. Carroll, *Something Deeply Hidden: Quantum Worlds and the Emergence of Spacetime* (Penguin Publishing Group, 2020).

[3] S. Hawking, *A Brief History of Time* (Random House Publishing Group, 2011).

[4] N. Birrell e P. Davies, *Quantum Fields in Curved Space*, Cambridge Monographs on Mathematical Physics (Cambridge University Press, 1984).

[5] R. Wald, *Quantum Field Theory in Curved Spacetime and Black Hole Thermodynamics*, Chicago Lectures in Physics (University of Chicago Press, 1994).