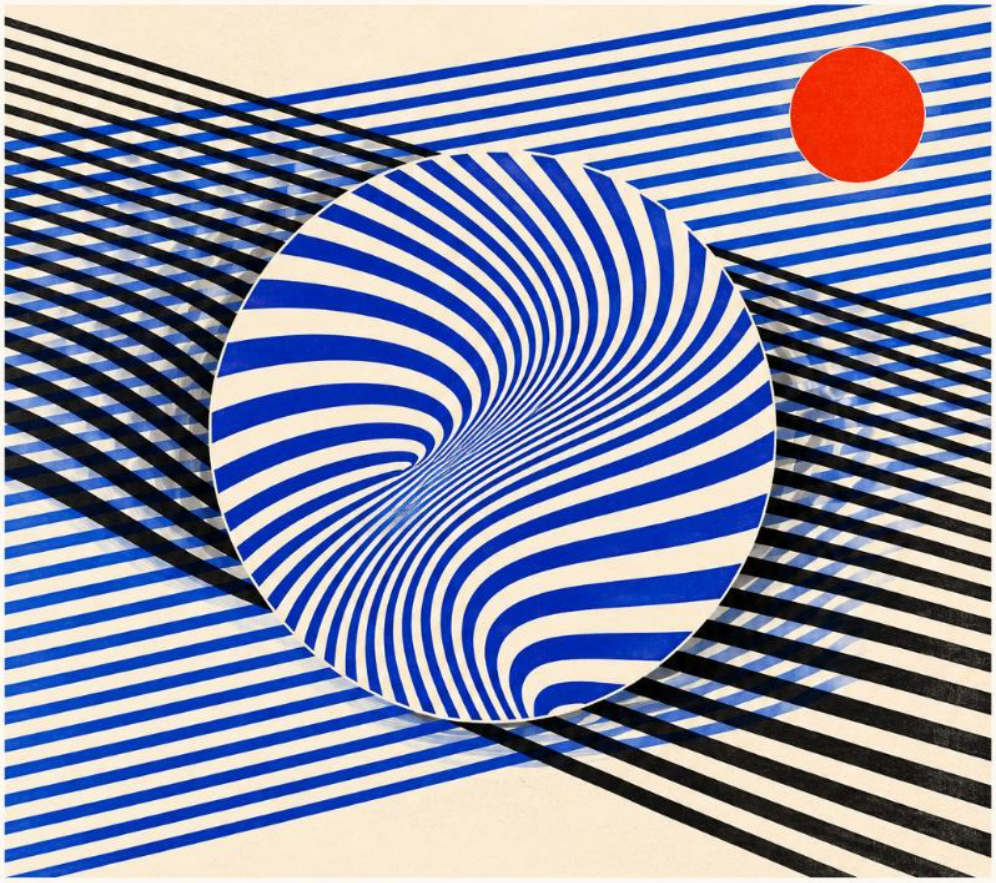
El límite de la superposición



Eudgene Brenev
Mira Veyran

2026

El límite de la superposición

De la superposición a hipótesis comprobables

Eudgene Brenev
Mira Veyran
2026

Prefacio

De qué se trata este libro

La teoría cuántica nos permite calcular probabilidades con gran precisión y estados de control que son difíciles de conciliar con una imagen familiar de cosas separadas. Sin embargo, su éxito práctico no elimina las preguntas sobre la naturaleza de un estado, la medición o la relación entre la descripción cuántica y la gravedad. Estas preguntas se vuelven especialmente interesantes cuando se pueden proponer distintas predicciones experimentales.

El sujeto central del libro es la búsqueda de un límite comprobable entre la dinámica cuántica estándar de un sistema abierto y un mecanismo físico adicional. Un ejemplo recurrente se refiere a la pérdida de interferencia espacial. El efecto es lo suficientemente concreto como para calcular, pero lo suficientemente complejo como para revelar las principales dificultades: el entorno puede imitar una señal, los parámetros pueden ser indistinguibles y un experimento idealizado puede omitir una parte importante de la trayectoria.

El libro comienza con los conceptos necesarios y avanza gradualmente hacia la investigación contemporánea. Luego considera modelos de colapso, ruido, entrelazamiento gravitacional y relojes físicos. La parte final establece hipótesis y conceptos de trabajo para los protocolos de medición. En cada área, el dominio de aplicabilidad, la cantidad observable y las condiciones bajo las cuales se debe abandonar la explicación propuesta son esenciales.

Una construcción matemática inicial, una combinación de tres mediciones de la tasa de decoherencia, se ejecuta a través de varios capítulos. Al principio, parece una forma conveniente de eliminar el fondo. Entonces surge un contraejemplo exacto: las patadas aleatorias ordinarias pueden producir la misma ley. El desarrollo adicional se centra en qué información adicional realmente ayuda a distinguir los mecanismos. Así, una metodología general surge de un problema físico específico.

El libro combina explicaciones de principios físicos con pruebas que se han llevado a cabo. Un experimento de sodio con datos abiertamente disponibles se examina a través de una especificación de su aparato, un cálculo ambiental y una reproducción del análisis publicado. Un modelo artificial separado permite medir la tasa de falsos positivos, la potencia estadística y la cobertura de intervalos. En las secciones gravitacionales, una fase ideal se convierte en un testigo de medición y un recuento finito de eventos. La procedencia de los datos se identifica en todos los casos: nuestras simulaciones no se presentan como observaciones de laboratorio, y las reproducciones de los resultados de otros conservan su atribución.

El resultado central del libro es metodológico. Un efecto observable debe estar conectado a una clase de explicaciones dinámicas, una calibración y una regla de decisión. Las pruebas cuantitativas se construyen para algunas clases; para otros, la indistinguibilidad exacta se demuestra bajo el acceso limitado al sistema. Estos resultados no establecen prioridad científica para las nuevas leyes físicas. Proporcionan una base reproducible sobre la cual se podría probar tal afirmación.

Cómo leer este libro

Los primeros seis capítulos forman una introducción. Se adaptan a los lectores familiarizados con los conceptos básicos de probabilidad, energía y ondas a nivel escolar que no usan el formalismo cuántico todos los días. Los nuevos objetos matemáticos se introducen a través de sus roles en la preparación y medición. No se requieren derivaciones técnicas largas para seguir el argumento principal.

La segunda parte se refiere a un límite físico para la superposición. Los conceptos se vuelven concretos: la masa, la separación de ramas, la longitud de correlación, el tiempo de retención y los parámetros ambientales entran en la discusión. Los lectores que ya se sienten cómodos con las matrices de densidad pueden encontrar útil comenzar con el Capítulo 7 y volver a las definiciones introductorias según sea necesario.

La tercera parte considera la gravedad y el tiempo. No supone que los protocolos de laboratorio elegidos ya hayan establecido experimentalmente la naturaleza cuántica de la gravedad. La tarea principal es distinguir los niveles de inferencia: medir una fuerza, observar una fase, detectar el entrelazamiento e investigar la estructura del mediador para responder a diferentes preguntas.

La parte final se dirige a los lectores que desean comenzar sus propios cálculos. Da a un modelo espaciotemporal general una especificación física, examina los límites de su conexión con hipótesis del colapso y realiza un experimento estadístico con la calibración separada, una búsqueda sobre la escala y una prueba con datos reservados. Los efectos de los pulsos finitos se calculan para el ruido temporal. Los capítulos muestran tanto la recuperación exitosa de una señal inyectada como la falsa atribución física cuando la descripción de fondo está incompleta.

Las fórmulas vienen con explicaciones de la notación y la numeración basada en capítulos. Se pueden leer útilmente en dos pasadas: primero siga el problema de medición en el texto principal y luego verifique el cálculo. Las referencias numeradas apuntan a la bibliografía. Los primeros capítulos contienen ejemplos completos con dos estados y dos bases; el apéndice técnico deriva fórmulas de verosimilitud, proyección y ruido temporal. El glosario y las instrucciones de ejecución le permiten revisar definiciones y reproducir números sin reconstruir pasos ocultos.

Los acentos azul y naranja ayudan a distinguir los elementos; el significado del color se especifica en cada figura. Los diagramas de enseñanza y diseño se distinguen del aparato de un experimento publicado. Los objetos en las ilustraciones explicativas no están dibujados a escala; las relaciones cuantitativas se especifican mediante etiquetas dimensionales, fórmulas y gráficos.

Índice

Parte I Fundamentos de la descripción cuántica

1 Lo que afirma la teoría cuántica 6
2 Estados y probabilidades en la dinámica cuántica 12
3 Medición y medio ambiente 21
4 Entrelazamiento y limitaciones en la explicación 28
5 Cuando una hipótesis cambia una teoría 34
6 Cómo la medición se convierte en evidencia 40

Parte II Búsqueda del límite de superposición

7 Cómo encontrar el límite de superposición 46
8 Modelos objetivos de colapso 56
9 El medio ambiente como modelo físico 64
10 Tres medidas y los límites de su significado 76
11 Lo que agregan el calentamiento y las correlaciones 85
12 Desde recuentos en bruto hasta un resultado verificado 94

Parte III Gravedad y relojes físicos

13 Por qué la gravedad es difícil de incluir en la imagen cuántica 104
14 Dos masas y una prueba del mediador 114
15 ¿Qué significa el tiempo cuántico? 130
16 Cómo comparar modelos de gravedad 140

Parte IV Programa de Investigación Verificable

17 Hipótesis del ruido espacial universal 152
18 Hipótesis de memoria y decoherencia controlada 166
19 El límite de distinguibilidad y un conjunto mínimo de observaciones 178
20 Aparato experimental y canalización de datos completa 188
21 Resultados del programa computacional y los límites de inferencia 196
Qué se ha establecido y dónde termina la inferencia 207
Apéndice A Símbolos y unidades físicas 209
Apéndice B Glosario conciso 211
Apéndice C Reproducción de los cálculos 213
Apéndice D Derivaciones técnicas 215
Referencias 219
Lista de figuras 226

Parte I Fundamentos de la descripción cuántica

1 Lo que afirma la teoría cuántica

La teoría cuántica se refiere a la forma en que un sistema se prepara para las probabilidades de los resultados de medición. Su inusualidad se revela incluso cuando un objeto puede llegar al detector de varias maneras. Para entender las hipótesis posteriores, primero es necesario establecer qué características de este experimento realmente requieren explicación.

Un objeto y muchas repeticiones

Imaginemos una configuración que libere partículas de una en una. Hay dos caminos disponibles entre la fuente y la pantalla. Cada objeto registrado deja un rastro local: un solo punto, un flash o un impulso eléctrico. Después de muchas repeticiones, surge una distribución de éxitos. Bajo ciertas condiciones contiene regiones alternas de alta y baja probabilidad. Estas bandas forman el patrón de interferencia.

Un punto individual y una distribución de puntos responden a diferentes preguntas. El primero muestra dónde terminó una interacción particular con el detector. El segundo caracteriza las estadísticas de experimentos preparados idénticamente. Por lo tanto, la frase “una partícula se comporta como una onda” requiere aclaración: la estructura de la onda aparece en las reglas para calcular probabilidades, aunque el registro puede ser local. Por lo general, es imposible restaurar toda esta estructura de un solo golpe.

Uno de los pasos históricos para probar este comportamiento para objetos complejos se realizó en 1999: se observó interferencia para las moléculas C60. Es importante que habláramos del centro de masa de una molécula que consta de muchos átomos, y no de un electrón individual dentro de ella. Este resultado amplió la clase de sistemas para los que fue posible implementar el experimento correspondiente [1]. Los experimentos posteriores con objetos más masivos se discuten en el séptimo capítulo.

El experimento del pensamiento de dos caminos es útil precisamente debido a su simplicidad. Le permite discutir la preparación, instalación y registro por separado. Si se confunden estas etapas, es fácil confundir un cambio en la fuente con un cambio en las leyes del movimiento, o una característica del detector con un límite fundamental de la naturaleza. En el trabajo real, cada etapa tiene su propio modelo y sus propias comprobaciones.

Amplitud y probabilidad

Para las dos alternativas, la mecánica cuántica estándar primero agrega las amplitudes. Pueden ser números complejos, por lo que no se pueden identificar con probabilidades positivas. Después de la adición, se calcula el cuadrado del módulo. Es

en este paso que aparece un término que depende de la fase relativa de las dos contribuciones.

Deje que las amplitudes de llegada a un cierto punto en la pantalla sean iguales a a y b. Si ambas alternativas participan coherentemente, la probabilidad es proporcional al cuadrado del módulo de su suma. Con una elección clásica independiente del camino, las probabilidades se sumarían. La diferencia entre estos procedimientos se puede probar variando la fase relativa y observando el movimiento de las franjas.

La fase no es una probabilidad adicional de que el objeto “cambió de opinión” para seguir el camino elegido. Especifica la posición relativa de amplitudes complejas. Una analogía geométrica conveniente son dos segmentos orientados en un plano: el resultado de la adición depende tanto de sus longitudes como del ángulo entre ellos. La analogía explica el cálculo, pero no dice por sí misma de qué sustancia física está hecha la función de onda.

Con módulos iguales de contribuciones, la fase relativa puede mejorar la probabilidad en un punto y suprimirla en otro. La probabilidad nunca se vuelve negativa: el módulo al cuadrado siempre es no negativo. La desaparición de la probabilidad en un área determinada significa redistribución entre resultados aceptables mientras se mantiene la normalización completa. Si las pérdidas son posibles, el resultado de “partícula no registrada” también debe incluirse en el conjunto completo de resultados.

$$|a+b|^2 = |a|^2 + |b|^2 + 2\mathrm{Re}(a^* b)$$

(1.1) El último término es interferencia. El asterisco denota el conjugado complejo, y Re destaca la parte real.

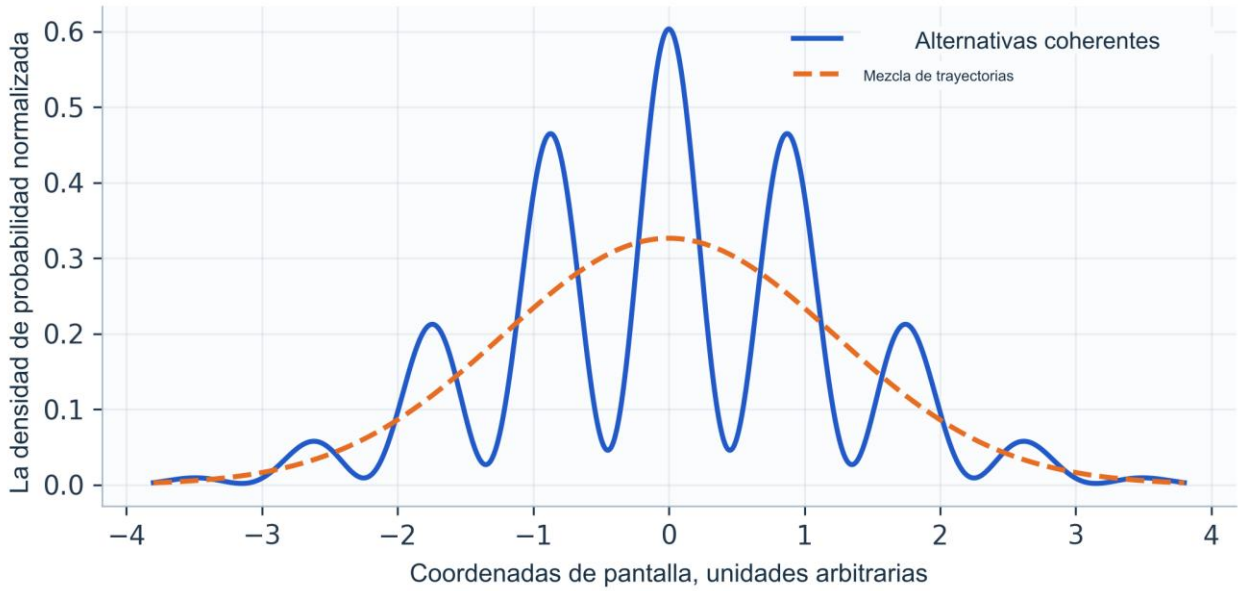


Figura 1. La adición de amplitudes crea franjas de interferencia. Se muestran las distribuciones de modelos normalizadas; su envolvente general es la misma.

Superposición e ignorancia

Es posible preparar el objeto de modo que en la mitad de los experimentos la trayectoria izquierda esté abierta, y en la otra mitad la trayectoria derecha esté abierta. Si olvidas qué opción fue elegida, terminas con una mezcla estadística. En otro procedimiento, ambas trayectorias permanecen coherentes y se controla su fase relativa. Cuando se mide solamente la posición antes de que las trayectorias se junten, ambas preparaciones pueden producir las mismas estadísticas. Después de mezclar, la diferencia se hace observable.

Por lo tanto, la ignorancia del resultado y la superposición cuántica no son conceptos intercambiables. El sistema puede ser poco conocido por el experimentador y aún así describirse mediante una mezcla de estados. También se puede preparar en un estado puro conocido a partir del cual el único resultado de la medición elegida no se puede predecir de antemano. Para distinguir entre estos casos, debe especificar qué medidas están disponibles.

También existe la sutileza opuesta. Lo que parece ser una mezcla para un objeto puede surgir del estado enmarañado puro de un sistema más grande. Si solo el objeto está disponible, algunas correlaciones no estarán disponibles. Su descripción local entonces no contiene toda la información sobre el estado conjunto. En el tercer capítulo, esta transición se mostrará mediante un cálculo explícito.

Cuando se usa la expresión "un objeto está en dos lugares", denota brevemente la preparación con componentes coherentes espacialmente separados. No debe reemplazar la descripción del experimento con una imagen de dos copias clásicas, cada una de las cuales tiene todas las propiedades del cuerpo original. Qué cantidades se determinan y qué correlaciones existen se decide por el estado específico.

Un solo ensayo y el patrón esperado

En el ejemplo de dos caminos, puedes ir directamente a los números. Deje que la fuente prepare amplitudes iguales, y antes de que los caminos converjan, la fase φ se establece en la rama derecha. El haz combinado llega a dos salidas, indicadas por signos más y menos. El ajuste ideal está diseñado para que en la fase cero las amplitudes se amplifiquen en la salida más y se cancelen entre sí en la salida menos. Durante la fase π, las salidas intercambian sus funciones.

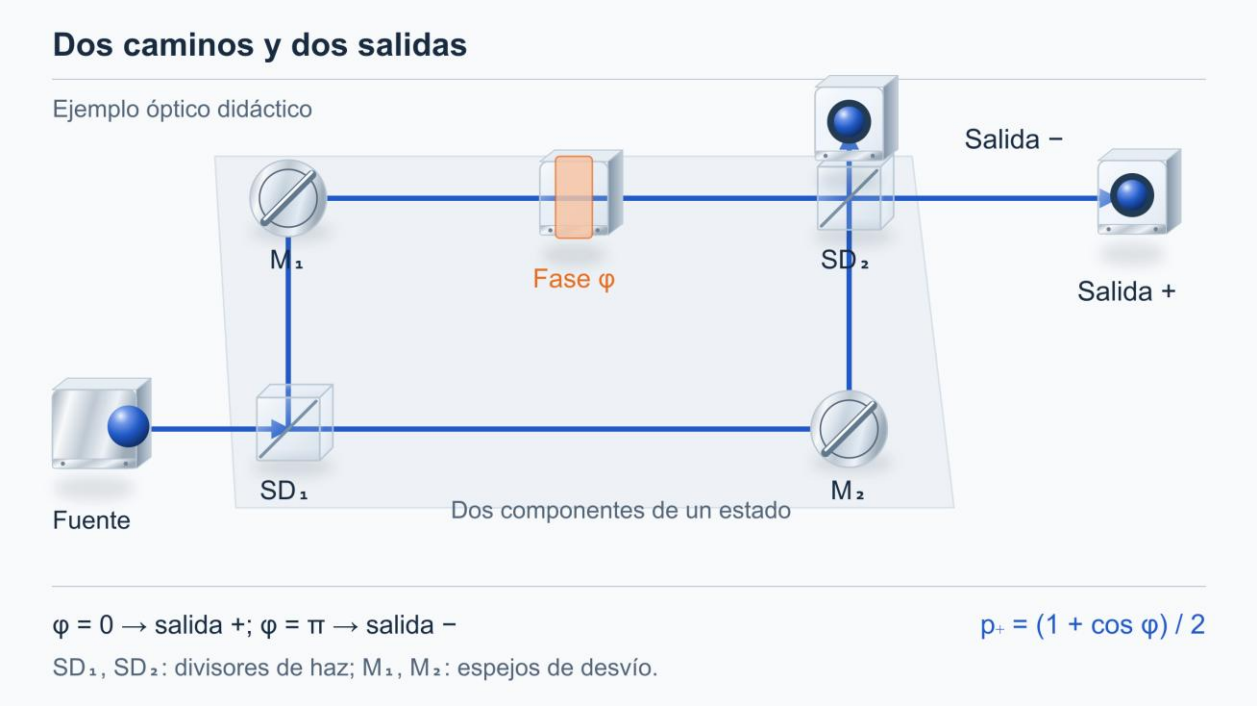


Figura 2. Interferómetro de dos trayectorias de entrenamiento: dos divisores de haz, dos espejos giratorios, un elemento de fase y dos detectores. En la convención elegida, el ajuste ideal da $p_+(\varphi) = (1 + \cos\varphi)/2$: cuando $\varphi = 0$ la salida más se activa, cuando $\varphi = \pi$ la salida menos se activa. Las líneas azules representan los componentes de estado de un solo objeto. Este es un circuito óptico de entrenamiento, no una configuración de sodio MUSCLE.

Cuando $\varphi = \pi/2$ Ambos resultados son igualmente probables. Para mil tiradas idénticas, se esperan aproximadamente quinientas inscripciones por producción. Esta es una expectativa matemática, y no una promesa de números enteros estrictamente iguales en cada serie. Si las series son independientes, la desviación estándar del número de registros de una salida es igual a la raíz de $Np(1-p)$. con $N = 1000$ y $p = 1/2$ Se trata de 15.8. Por lo tanto, por ejemplo, una diferencia moderada entre dos contadores no significa en sí misma una ruptura del interferómetro.

Ahora el camino se elige al azar durante la preparación. En la mitad de los recorridos, el objeto se envía a la rama izquierda, a la mitad, a la derecha; no hay una conexión coherente entre ellos. Después de una convergencia perfecta, ambas salidas dan la probabilidad 1/2 en cualquier fase. Por lo tanto, la diferencia entre las dos preparaciones no es visible en un solo punto en el detector, o incluso en un conjunto de quinientos eventos. Aparece como una distribución dependiendo de la configuración controlada.

Esta escena se repetirá en el libro con descripciones gradualmente más detalladas. En el segundo capítulo, las probabilidades se obtienen de matrices. En el tercero, aparecerá un registro físico de la ruta en el marcador. El sexto agregará pérdidas de registro y errores de etiqueta de salida. Gracias a esto, la “pérdida de coherencia” abstracta se asocia cada vez con qué eventos han cambiado y qué dimensión adicional nos permite comprender la razón.

La probabilidad cero en la fórmula ideal tiene un significado preciso: la amplitud correspondiente se establece en cero en el modelo dado. El registro de laboratorio

puede contener eventos de fondo, un ligero error de fase y una mezcla imperfecta. Por lo tanto, el cero ideal es útil como un límite de control para el cálculo. Para evaluar el efecto real, es necesario describir por separado qué procesos ordinarios crean los recuentos en la salida casi oscura.

$$p_+(\varphi) = \frac{1+\cos\varphi}{2}$$

$$p_-(\varphi) = 1 - p_+(\varphi).$$

(1.2) Probabilidades de dos salidas de un interferómetro ideal con amplitudes iguales. Para una mezcla igualmente probable de trayectorias, ambas probabilidades son iguales a 1/2, independientemente de la fase.

¿Qué cuenta como observación?

En un protocolo de física, la observación significa una interacción que relaciona el estado de un sistema con los estados distinguibles de un dispositivo o entorno. El detector es capaz de registrar un evento mientras no hay ninguna persona en la habitación. Los datos se pueden guardar y leer más tarde. Para calcular las lecturas de tal dispositivo, el formalismo estándar es suficiente para describir la interacción, preparación y lectura.

Esto no resuelve todas las preguntas filosóficas sobre la conciencia y el experimento. Establece un hecho más estrecho sobre la construcción del modelo: no se introduce una variable separada de “persona buscada” en las ecuaciones estudiadas aquí. Si se propone una dependencia física de la percepción consciente, debe formularse como una hipótesis independiente con sus propias consecuencias observables. Simplemente usar la palabra "observador" no es suficiente para esto.

Es especialmente importante distinguir entre la adquisición de información de ruta y su uso posterior. Si la información se registra físicamente en otra entidad y esa entidad no está controlada, la interferencia del subsistema seleccionado puede reducirse independientemente de quién lea el registro. La relación cuantitativa entre la información de ruta disponible y la visibilidad de interferencia se ha explorado, en particular, en el trabajo de Englert [2].

A continuación, las palabras “observador”, “sensor” y “sistema de lectura” se referirán a roles físicos específicos. Tal lenguaje permite que las afirmaciones sean probadas sin transiciones ocultas entre el experimento y la visión del mundo. También le ayuda a notar cuando una explicación popular promete más de lo que sugieren las mediciones.

El alcance de la cuestión

El éxito de un cálculo cuántico para un cierto rango de masas, energías y tiempos no prueba su aplicabilidad en todas las condiciones posibles. Cualquier prueba experimental tiene un rango de sensibilidad. Al mismo tiempo, la falta de experimentación directa con un objeto arbitrariamente grande no es evidencia de una

violación de la teoría. Entre estas declaraciones se encuentra el trabajo para expandir el rango de medición.

Este libro se centra en la coherencia espacial, los sistemas cuánticos abiertos y los cambios comprobables en la dinámica. La teoría cuántica de campos, la física de partículas y el diseño de computadoras cuánticas aparecen donde ayudan a plantear una pregunta específica. Una presentación completa de todas las ramas de la física cuántica requeriría una estructura diferente y un volumen diferente.

El principal interés es la transición de la duda general a la comparación de las predicciones. La pregunta "está completa la mecánica cuántica" se vuelve experimental cuando se especifican dos modelos, parámetros de configuración y datos por los que se pueden distinguir. Esta aclaración no reduce la naturaleza fundamental del problema. Muestra qué tipo de trabajo se necesita para que la respuesta ya no dependa solo de la imagen preferida del mundo.

En el siguiente capítulo, esta conversación toma un lenguaje matemático. Para la línea principal del libro, algunos objetos son suficientes: un vector de estado, una matriz de densidad, una regla para calcular probabilidades y una ecuación de movimiento. Cada uno de ellos se introducirá a través del problema que resuelve.

2 Estados y probabilidades en la dinámica cuántica

La matemática de la teoría cuántica es necesaria para comparar preparaciones y mediciones. Los símbolos adquieren significado a través de operaciones que se pueden realizar o al menos definir con precisión. Este capítulo introduce un conjunto mínimo de notación y muestra qué requisitos debe conservar una posible modificación de la teoría.

Vector de estado

Si un sistema tiene dos estados subyacentes distinguibles, es conveniente indicarlos como cero y uno. Para un interferómetro, estos pueden ser ramas izquierda y derecha; para otro dispositivo, el significado será diferente. La notación como vector significa que un estado puro arbitrario está representado por una combinación lineal de estados subyacentes seleccionados.

Los coeficientes determinan las amplitudes. Sus módulos al cuadrado dan las probabilidades de los resultados correspondientes en una base dada, y la normalización expresa que la suma de las probabilidades es igual a uno. Multiplicar todo el vector por el mismo factor de fase no cambia las probabilidades observadas. La fase relativa entre componentes, por otro lado, puede aparecer después de cambiar el método de medición.

La base es un método de grabación asociado con las alternativas distinguibles seleccionadas. Reemplazarlo no crea un nuevo objeto en el laboratorio. Sin embargo, una operación física que gira el estado con respecto a un medidor fijo cambia las estadísticas. Es útil distinguir entre un cambio matemático de coordenadas y un impacto real en el sistema: mezclar estas acciones a menudo da lugar a falsas paradojas.

Incluso para dos estados, no se puede obtener una predicción completa solo a partir de las probabilidades de cero y uno. Dos preparaciones con las mismas probabilidades pueden diferir en la fase relativa. Para detectar la diferencia, se necesita una medición en una base diferente. Esta capacidad formará la base de la recuperación del estado y las pruebas de coherencia.

$$|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$$

$$|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$$

(2.1) Coeficientes α y β son amplitudes complejas. Las probabilidades de 0 y 1 en la base elegida son iguales a los cuadrados de sus valores absolutos.

Matriz de densidad

No toda la preparación se describe por un vector. La fuente puede seleccionar aleatoriamente diferentes estados puros, pero el investigador solo puede tener acceso a parte del sistema más grande. En ambos casos es conveniente usar la matriz

de densidad. Combina la información necesaria para calcular las probabilidades locales.

Para un estado puro conocido, la matriz se obtiene a partir del producto externo de un vector y su vector conjugado. Para una mezcla estadística, tales matrices se añaden con pesos iguales a las probabilidades de preparación. Los elementos diagonales en la base seleccionada especifican las probabilidades de los resultados subyacentes. Los elementos fuera de la diagonal caracterizan conexiones coherentes con respecto a esta base.

Dos caminos igualmente poblados proporcionan un ejemplo particularmente claro. En una superposición coherente, la matriz contiene elementos fuera de la diagonal. En una mezcla en la que la trayectoria se elige aleatoriamente y no hay acoplamiento de fase, estos elementos son iguales a cero. La medición de la trayectoria no diferencia entre preparaciones porque las diagonales son las mismas. La convergencia de las trayectorias y la medición posterior las distingue.

La palabra "fuera de la diagonal" siempre se refiere a una base específica. Es posible diagonalizar la matriz matemáticamente, pero tal notación en sí misma no prueba que haya ocurrido un colapso físico en el experimento. La pregunta es sobre cambiar las predicciones dada una descripción fija de la preparación y la lectura, no sobre la disposición de los números en la página.

$$\rho = \sum_j p_j |\psi_j\rangle\langle\psi_j|$$

$$p_j \geq 0$$

$$\sum_j p_j = 1$$

(2.2) La matriz de densidad puede representar una mezcla de preparaciones. Diferentes descomposiciones de la misma matriz no tienen que corresponder a situaciones localmente distinguibles.

$$\rho_+ = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\rho_{\text{mix}} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

(2.3) La primera matriz describe un estado coherente con amplitudes iguales, la segunda - una mezcla igualmente probable de dos estados básicos.

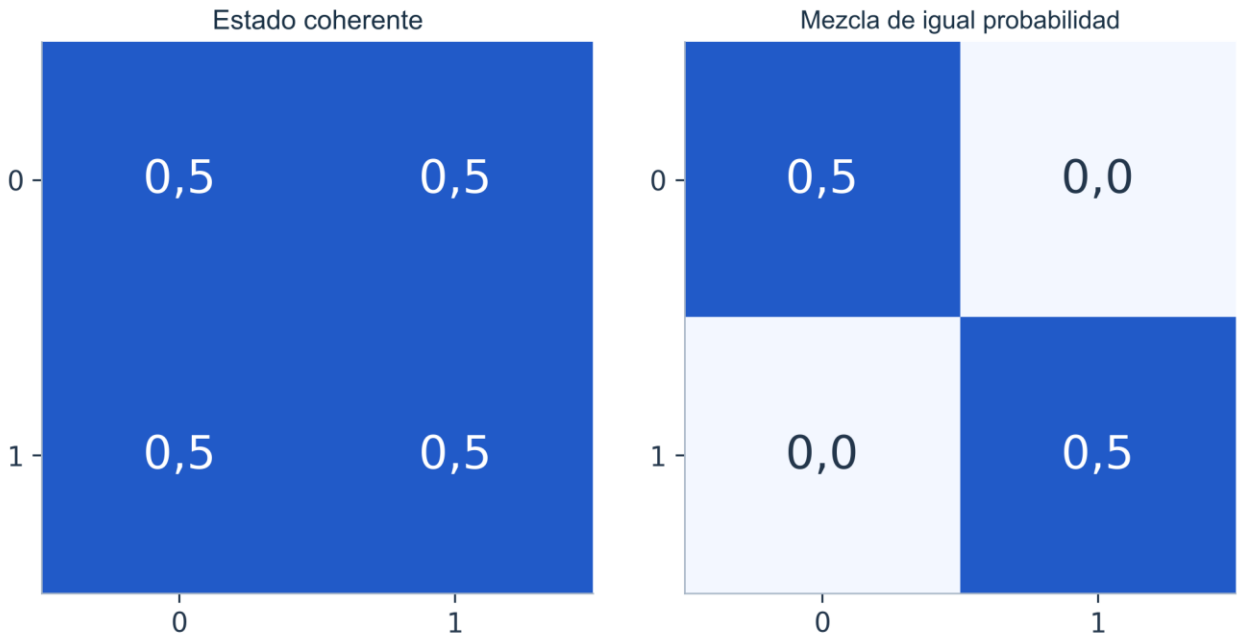


Figura 3. Matrices de dos preparaciones con diagonales idénticas. Los elementos fuera de la diagonal son diferentes, por lo que medir en una base diferente puede distinguir las preparaciones.

Regla de la probabilidad

Una medición se define por un conjunto de resultados posibles y los operadores correspondientes. En el caso ideal más simple, se utilizan proyectores en estados distinguibles. Para instrumentos reales, un conjunto más general de operadores positivos cuya suma es igual a la unidad es más útil. Este conjunto se denomina medida con valores en operadores positivos (POVM). Le permite tener en cuenta la resolución finita y algunas características de lectura sin afirmar que el dispositivo es ideal.

La probabilidad de un resultado se calcula a partir del estado y el operador de ese resultado. Esta regla relaciona una matriz abstracta con las frecuencias de los eventos observados. También muestra por qué diferentes estados pueden ser indistinguibles por un conjunto limitado de mediciones. Si los operadores elegidos son insensibles a las diferencias entre matrices, las repeticiones adicionales del mismo experimento no recuperarán la información faltante.

La normalización y la positividad de la matriz de densidad tienen un significado físico directo. Una probabilidad negativa o una suma de probabilidades distintas de una para el conjunto completo de resultados indica un problema con el modelo o una descripción incorrecta de la selección de datos. Una posible nueva teoría debe explicar explícitamente cómo obtiene las probabilidades aceptables. Una hermosa ecuación de movimiento no te exime de esta comprobación.

En la reconstrucción del estado, los errores estadísticos finitos a veces producen una matriz formal con un pequeño valor propio negativo. Esto no es automáticamente una violación de la mecánica cuántica. Primero, es necesario verificar el procedimiento estadístico, la calibración y las restricciones de reconstrucción. Las

estadísticas observadas y el resultado de la reconstrucción numérica son diferentes niveles de descripción.

$$p(k) = \mathrm{Tr}(\rho E_k)$$
$$E_k \geq 0$$
$$\sum_k E_k = I$$

(2.4) Los operadores E_k describir los resultados de las mediciones. La traza Tr suma los elementos diagonales del producto y da la probabilidad del resultado correspondiente.

Dos bases y cuatro probabilidades

Consideremos dos matrices ya escritas, ρ_+ y ρ_{mix}, como dos instrucciones para predecir un dispositivo. La medición de la trayectoria es descrita por los proyectores $P_0 = |0\rangle\langle 0|$ y $P_1 = |1\rangle\langle 1|$. En la notación aceptada, estas son matrices diagonales con una sola unidad. Cuando se multiplica por ρ y tomando la traza, se aísla el elemento diagonal correspondiente. Ambas preparaciones rinden $p(0) = p(1) = 1/2$.

Para medir otra magnitud, las trayectorias se reúnen con una fase relativa controlada. Con fase cero, la salida positiva corresponde al vector $|+\rangle = (|0\rangle+|1\rangle)/\sqrt{2}$ y la salida negativa, al vector $|-\rangle = (|0\rangle-|1\rangle)/\sqrt{2}$. El proyector P_+ coincide con la matriz ρ_+. La traza del cuadrado de ρ_+ es igual a uno, por lo que la preparación coherente llega a la salida positiva con probabilidad uno. Para la mezcla, la traza del producto de I/2 y P_+ es 1/2. Se utilizan las mismas dos filas de la matriz; no ha hecho falta una nueva variable física para establecer la diferencia.

Es útil realizar una multiplicación manualmente. El producto $\rho_{\mathrm{mix}}\, P_+$ es igual a una matriz cuyos elementos son iguales a 1/4. La suma de sus elementos diagonales es 1/2. Por el contrario, $\rho_+^2 = \rho_+$, y la suma de la diagonal es igual a uno. Por lo tanto, una regla con un rastro convierte la palabra cualitativa “coherencia” en una diferencia verificable entre dos distribuciones. Para los resultados, las probabilidades menos se complementan con uno: cero y 1/2, respectivamente.

Introduzcámonos ahora en fase y decadencia gradual. Para poblaciones iguales, denotamos el módulo de coherencia relativa por v, donde $0 \leq v \leq 1$. Un vector con la amplitud derecha $\exp(i\varphi)/\sqrt{2}$ da el elemento diagonal superior $\exp(-i\varphi)/2$; después del canal de desfase seleccionado se convierte en $v \exp(-i\varphi)/2$. Los valores propios de la matriz son iguales a $(1\pm v)/2$. Por lo tanto, el rango especificado de v proporciona un estado válido y limita la visibilidad.

Medir el camino todavía da dos probabilidades 1/2. La medición después de la reducción da $p(+) = [1+v\cos\varphi]/2$. Por ejemplo, con $v = 0.6$ y $\varphi = 0$, La probabilidad de salida más es igual a 0.8, con $\varphi = \pi/2$ es igual a 0.5, con $\varphi = \pi - 0.2$. Estos son tres valores calculados de un estado con tres ajustes. No son una evaluación experimental de ningún mecanismo.

Esta comparación también muestra los límites del método. Los valores medidos pueden determinar v y φ dentro del modelo, pero no diga cómo se reduce v. La mezcla durante la preparación, la fase incontrolada y la interacción con el entorno

pueden conducir a una matriz local. Para encontrar la causa, necesitará condiciones de preparación, dependencias de tiempo y observaciones independientes, que se discuten en los siguientes capítulos.

$$P_+ = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}$$

$$P_- = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix}.$$

(2.5) Estos son dos proyectores de medición en la base más y menos. Su suma es igual a I, y su producto es igual a cero.

$$\rho(v, \varphi) = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & v e^{-i\varphi} \\ v e^{i\varphi} & 1 \end{pmatrix}$$

$$p_+ = \frac{1 + v\cos\varphi}{2}.$$

(2.6) El parámetro v describe el módulo de coherencia relativa para este ejemplo de dos niveles. No especifica una razón física para su disminución.

Preparación	**p(0)**	**p(1)**	**p(+)**	**p(−)**
Estado coherente |+⟩	1/2	1/2	1	0
Mezcla equivalente	1/2	1/2	1/2	1/2
v = 0.6 y φ = 0	1/2	1/2	0.8	0.2

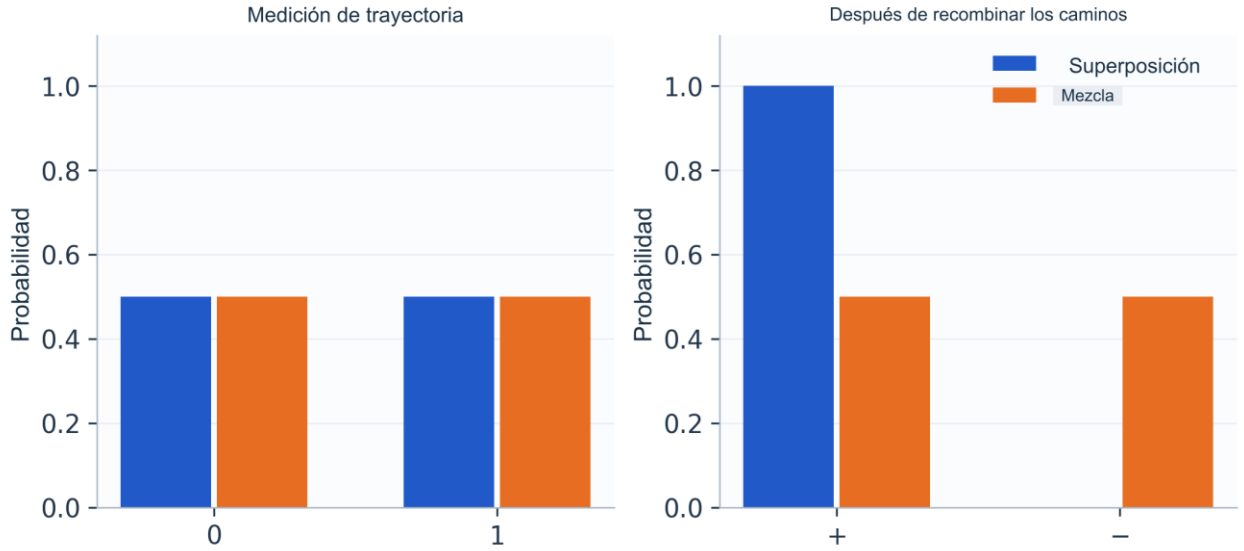


Figura 4. Las dos bases diferencian las dos preparaciones de diferentes maneras. En la base de trayectoria, las probabilidades son las mismas; después de mezclar, la preparación coherente y la mezcla dan rendimientos diferentes. Todos los valores se calculan a partir de las matrices escritas.

Lo que sucede después del resultado

Las probabilidades de la primera medición aún no determinan el estado que encontrará el segundo dispositivo. Una descripción completa debe vincular cada resultado registrado a una transformación del sistema. En la teoría cuántica, esto define un instrumento de medición: para el resultado k, un mapeo completamente positivo I_k se utiliza, y la suma de las asignaciones conserva la traza. La probabilidad del resultado es igual a la traza del estado de salida no normalizado. El estado normalizado después de seleccionar el resultado se obtiene dividiendo por esta probabilidad. Un dispositivo de este tipo es especialmente importante para mediciones seleccionadas secuenciales y condicionalmente. [56]

En el caso finito-dimensional, el mapeo puede ser representado por operadores Kraus $M_k\alpha$. El índice adicional α tiene en cuenta las variantes físicamente indistinguibles del mismo resultado k. La suma de $M_k\alpha^\dagger M_k\alpha$ over α da el operador de efecto E_k, que se incluyó en la regla de probabilidad. Por lo tanto, el instrumento detecta la POVM, pero la POVM sola generalmente no es suficiente para recuperar el instrumento. Esta diferencia se hace visible ya en el experimento con dos estados.

Deje que el dispositivo distinga mal las rutas. Sus dos operadores K_+ y $K_–$ diagonal; el parámetro μ entre cero y uno establece la fuerza de la discriminación. Cuando μ = 0 ambos operadores son proporcionales a la unidad: el registro no informa nada sobre el camino y el estado no cambia. Cuando μ = 1 tenemos proyectores en el camino. El caso intermedio permite obtener parte de la información mientras se mantiene parte de la coherencia.

Para la entrada $|+\rangle$ y μ = 0.6, cada signo del dispositivo aparece con probabilidad 1/2. Después del resultado más, la matriz normalizada tiene diagonales 0.8 y 0.2, y ambos elementos fuera de la diagonal son 0.4. Sigue siendo pura: el determinante es cero. El resultado no significa que se haya producido una medición de trayectoria perfecta; cambió las amplitudes relativas e hizo que una trayectoria fuera más probable.

Comparemos dos dispositivos. El primero después de recibir el signo más deja el sistema en el estado indicado. El segundo obtiene exactamente la misma entrada y luego intercambia las rutas con el operador X. Su operador para este resultado es XK_+. Desde $X^\dagger X = I$, Las probabilidades del primer signo de los dos dispositivos son las mismas para cualquier entrada. Pero en la siguiente medición de la ruta, la probabilidad de cero es de 0.8 para el primero y 0.2 para el segundo. El mismo conjunto de E_k Los efectos no describen esta diferencia.

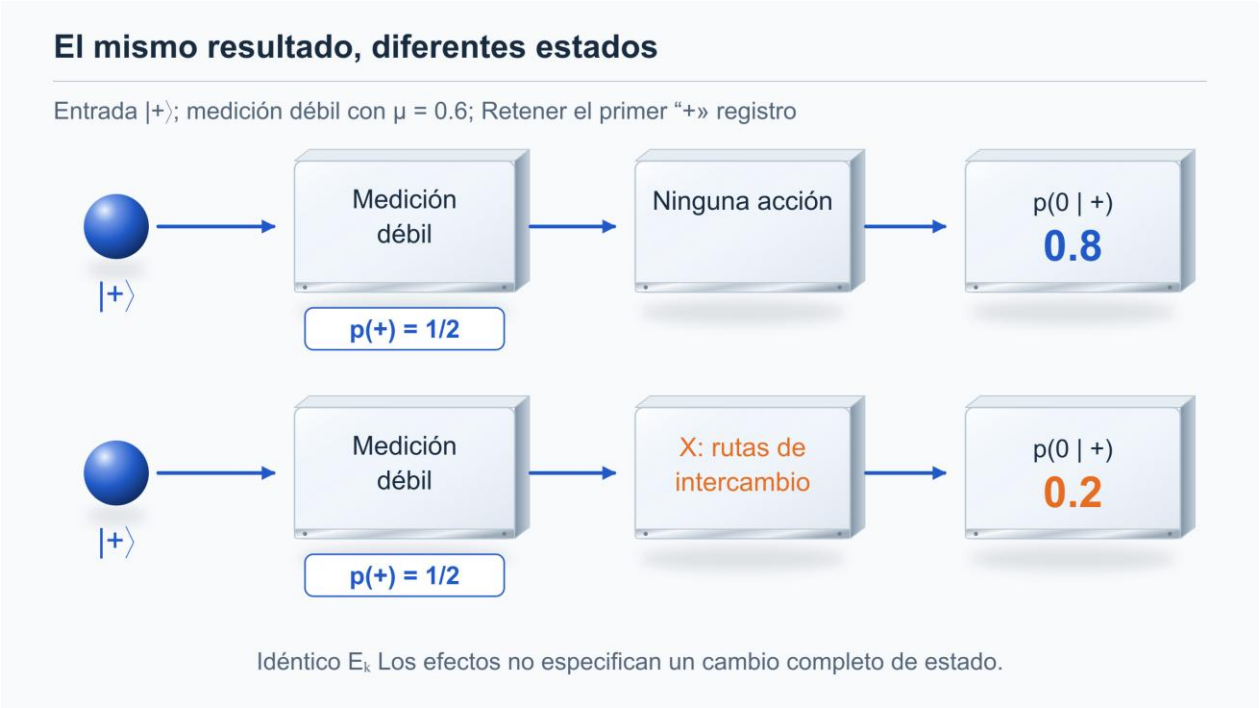


Figura 5. Los dos instrumentos de medición tienen la misma E_k efectos, pero difieren en lo que hacen después de la grabación. Para la entrada $|+\rangle$ y $\mu = 0.6$, La probabilidad de la primera entrada más es igual a 1/2. Después de su selección, el siguiente resultado del camino 0 tiene una probabilidad de 0.8 Sin acciones adicionales y 0.2 después de reorganizar físicamente las trayectorias X. La coincidencia de la primera estadística no determina el estado después de la medición.

Si se pierde el registro de un dispositivo débil, ambos estados de salida no normalizados se suman. con $\mu = 0.6$, Las diagonales vuelven a 1/2, y la coherencia se multiplica por $\sqrt{(1-\mu^2)} = 0.8$. Después de que las trayectorias convergen, la probabilidad de más es igual a 0.9. La predicción condicional con un registro conocido y la predicción incondicional después de eliminarlo responden a diferentes preguntas experimentales. Esta distinción será necesaria cuando se discuta el medio, la medición continua y el supuesto colapso objetivo.

$$\mathcal{J}_k(\rho) = \sum_\alpha M_{k\alpha}\rho M_{k\alpha}^\dagger$$

$$E_k = \sum_\alpha M_{k\alpha}^\dagger M_{k\alpha}.$$

(2.7) La herramienta determina tanto la probabilidad del resultado como el estado no normalizado después de él. Sumar todos los efectos da I.

$$p_k = \mathrm{Tr}\,\mathcal{J}_k(\rho)$$

$$\rho_k = \frac{\mathcal{J}_k(\rho)}{p_k}(p_k > 0).$$

(2.8) El estado condicional se define para resultados de probabilidad distintos de cero. Si se pierde un registro, la salida es igual a la suma $I_k(\rho)$, sin normalización adicional de cada término.

$$K_+ = \begin{pmatrix} \sqrt{(1+\mu)/2} & 0 \\ 0 & \sqrt{(1-\mu)/2} \end{pmatrix}$$

$$K_- = \begin{pmatrix} \sqrt{(1-\mu)/2} & 0 \\ 0 & \sqrt{(1+\mu)/2} \end{pmatrix}.$$

(2.9) Dos operadores de medición de trayectoria débil. Aquí. 0 ≤ μ ≤ 1; sus cuadrados se suman en una matriz de identidad.

$$\rho_{+\text{record}} = \begin{pmatrix} 0.8 & 0.4 \\ 0.4 & 0.2 \end{pmatrix}$$

$$X\rho_{+\text{record}}X = \begin{pmatrix} 0.2 & 0.4 \\ 0.4 & 0.8 \end{pmatrix}.$$

(2.10) Dos estados diferentes después de la misma estadística del primer resultado. La inversión de las trayectorias se hace discernible en la siguiente medición.

Sistema cerrado y abierto

Para un sistema cerrado idealizado, la evolución del estado está dada por el hamiltoniano. Determina cómo cambian las fases y cómo se redistribuyen las amplitudes. La dinámica unitaria conserva la normalización y permite la transformación inversa a nivel de descripción matemática completa si se conocen el hamiltoniano y el control.

Un sistema abierto intercambia información y, a veces, energía con su entorno. Su estado generalmente no puede ser descrito por un operador unitario que actúe solo sobre él. Esto no significa un abandono inmediato de la mecánica cuántica. Es posible describir un sistema acoplado y luego excluir grados de libertad no disponibles cuando se calculan probabilidades locales.

En ciertas aproximaciones de Markov, la dinámica de la matriz de densidad se escribe en la forma establecida por el trabajo de Gorini, Kossakovsky, Sudarshan y Lindblad. Su estructura asegura la positividad completa y la preservación de la traza en condiciones apropiadas [8, 9]. Estos trabajos caracterizan la clase de generadores; no afirman que cada entorno real no tenga memoria.

La positividad completa significa la corrección de la transformación, incluso en el caso de que el sistema en consideración esté entrelazado con otro adicional, que no se vea afectado por la transformación. La positividad convencional solo para un conjunto aislado de entradas puede no ser suficiente. Esta sutileza es esencial cuando se construyen nuevos modelos dinámicos: deben probarse en sistemas compuestos.

$$i\hbar \frac{d|\psi\rangle}{dt} = H|\psi\rangle$$

(2.11) Ecuación de Schrödinger para un sistema cerrado. La constante $\hbar$ traduce la energía en la escala de cambio de fase.

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + \sum_k \left(L_k \rho L_k^\dagger - \frac{1}{2}\{L_k^\dagger L_k, \rho\} \right)$$

(2.12) Generador de Markov en forma GKSL. Los corchetes indican el conmutador y las llaves, el anticonmutador. Los parámetros de las tasas pueden incorporarse en los operadores L_k.

Por qué las fórmulas por sí solas no son suficientes

La misma forma de una ecuación puede surgir de diferentes descripciones microscópicas. El término adicional de reducción de coherencia puede representar colisiones, un campo fluctuante o un mecanismo fundamental putativo. Por lo tanto, llamar a un término “colapso” no significa establecer su origen.

Para la interpretación física, es necesario indicar a qué variables se refiere, qué parámetros se consideran universales y cómo cambia bajo cambios controlados en las condiciones. Si el coeficiente se elige libremente por separado para cada experimento, el modelo puede describir las observaciones, pero su poder predictivo es limitado. La hipótesis universal hace un requisito más fuerte para la consistencia.

Un ejemplo específico establece un procedimiento conveniente para probar nuevas dinámicas. En primer lugar, se calculan las probabilidades normalizadas de una única medición, a continuación se añaden las probabilidades conjuntas de la secuencia, y a continuación el entorno y el control. Las aproximaciones (punto cuerpo, ruido blanco, distancia constante) se introducen en el paso donde simplifican el cálculo correspondiente. Los límites de estas simplificaciones se mostrarán en las partes posteriores.

Ahora es posible describir una medición como la interacción de dos o más sistemas cuánticos. Es en esta descripción que el papel del entorno se hace visible y surge la pregunta de qué explica la decoherencia y qué queda más allá de su resultado inmediato.

3 Medición y medio ambiente

El dispositivo de medición debe cambiar para que su estado dependa del estado del objeto que se esté estudiando. Esta tarea sencilla conduce al entrelazamiento. Si el dispositivo interactúa con el entorno, algunas de las correlaciones no están disponibles y la interferencia local se debilita. Aquí se puede trazar toda la transición sin recurrir a la metáfora de la mirada humana.

¿Cómo aparece una grabación?

Consideremos un dispositivo con un estado de preparación inicial. Está diseñado para que un objeto en estado cero lo transfiera a un registro, y un objeto en estado uno lo transfiera a otro. Para estas dos entradas, el funcionamiento del dispositivo parece completamente clásico: cada entrada corresponde a una salida específica.

Pero la dinámica cuántica es lineal. Si la entrada es una superposición de dos estados, después de la interacción, se obtiene una superposición de dos combinaciones correlacionadas de objeto y dispositivo. El resultado formal contiene la relación entre el componente de estado del objeto y el registro correspondiente. No se puede reemplazar con una de las combinaciones solo porque el dispositivo es grande.

Esto crea la tensión central del problema de medición. El modelo lineal de interacción conjunta da un cierto estado, mientras que en cada lectura específica se registra un cierto registro. Diferentes interpretaciones y modificaciones de la teoría relacionan estos niveles de descripción de diferentes maneras. Antes de discutirlos, es necesario entender lo que hace el entorno del instrumento.

Los dos registros deben ser suficientemente robustos y distinguibles para el procedimiento de lectura seleccionado. No todas las interacciones a corto plazo producen un resultado de medición utilizable. Si los estados del dispositivo casi coinciden, la información sobre el objeto es pequeña. Si cambian de forma rápida e impredecible, el registro puede no persistir hasta que se lea.

$$(\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle)|D_{\text{ready}}\rangle \longrightarrow \alpha|0\rangle|D_0\rangle + \beta|1\rangle|D_1\rangle$$

(3.1) La interacción de medición idealizada relaciona dos estados de entrada con dos registros de instrumentos. La linealidad preserva la superposición de alternativas conjuntas.



Figura 6. El objeto interactúa con el dispositivo, y la información sobre el estado de grabación se puede propagar al entorno a través de interacciones adicionales. Las filas inferiores muestran alternativas de descripción conjuntas, en lugar de dos resultados leídos simultáneamente de la misma ejecución. La decoherencia en sí misma no es evidencia de la elección de un solo resultado. Escena conceptual: geometría, escala y número de fragmentos ambientales no definen un modelo cuantitativo.

¿Qué ve el subsistema?

Deje que las ramas izquierda y derecha del objeto se correlacionen con dos estados del entorno. El estado de unión permanece puro en el modelo idealizado, pero la matriz de densidad local del objeto se obtiene después de eliminar el medio. Su elemento fuera de la diagonal se multiplica por la superposición de los dos estados ambientales.

Si el entorno en ambos casos es casi el mismo, la superposición está cerca de la unidad, y el acoplamiento de fase está disponible para el objeto. Si el entorno puede distinguir caminos de manera confiable, hay poca superposición. Entonces, la interferencia del objeto se debilita, incluso si el medio no se midió especialmente y nadie leyó su estado.

Para varios fragmentos independientes del entorno, el solapamiento de la articulación se convierte en el producto de solapamientos individuales. Por ejemplo, si cada uno de los cien fragmentos condicionales tiene una superposición de 0.99, El producto es sobre 0.366. Con un millar de tales fragmentos es aproximadamente 0.000043. Estos números se refieren a un ejemplo matemático y no a una configuración experimental específica. Muestran cuántas correlaciones débiles pueden hacer que la interferencia local sea prácticamente imposible.

La independencia de los fragmentos es esencial aquí. El entorno real puede tener correlaciones espaciales y temporales, por lo que un producto simple no siempre es

aceptable. Son precisamente estos detalles los que se vuelven decisivos cuando se trata de separar la decoherencia ordinaria de un mecanismo adicional.

$$|\Psi\rangle = \frac{|L\rangle|E_L\rangle + |R\rangle|E_R\rangle}{\sqrt{2}}$$

$$\rho_{LR} = \frac{1}{2}\langle E_R|E_L\rangle$$

(3.2) Una traza parcial a través del medio deja una superposición de sus estados en coherencia local. Este es un cálculo directo para el estado conjunto seleccionado.

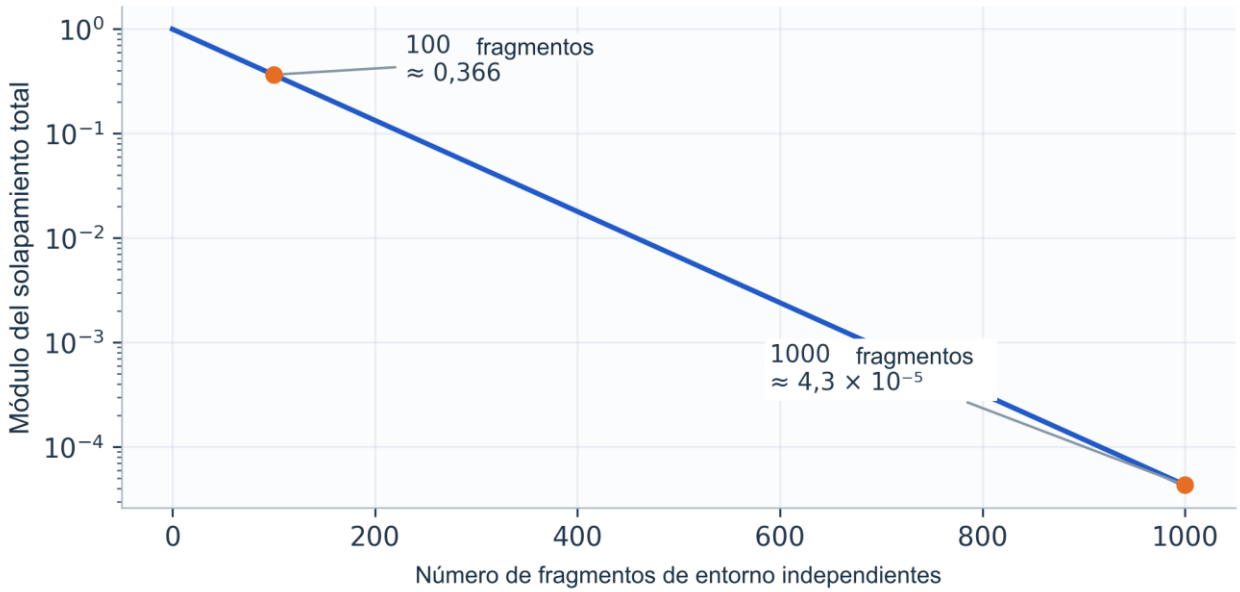


Figura 7. Ejemplo matemático de acumulación de correlación. Cuando se superponen 0.99 para cada fragmento independiente, el multiplicador total es igual a 0.99 El poder de N.

¿Por qué algunos registros son más estables que otros?

El entorno suele interactuar con ciertas cantidades físicas. Por ejemplo, la radiación dispersa puede transportar información sobre la posición de un objeto. Los estados que están establemente correlacionados con el medio ambiente durante dicha interacción desempeñan un papel especial en la formación de registros observados.

En el trabajo de Zurek 1981, la conexión entre la base estable del dispositivo y el hamiltoniano de su interacción con el medio ambiente se formuló explícitamente. La descripción posterior de las reglas de superselección inducidas por el medio ambiente desarrolló esta idea [3, 4]. Para este libro, una consecuencia específica es importante: la elección de grabaciones estables depende de la física de la comunicación con el medio ambiente, y no de la preferencia arbitraria del experimentador.

Este resultado ayuda a explicar por qué ciertos registros macroscópicos suelen estar disponibles en las mediciones diarias. Sin embargo, una declaración sobre la estabilidad de un determinado conjunto de estados no es idéntica a una declaración

sobre la elección de un resultado en un experimento separado. Caracteriza la estructura dinámica de las correlaciones y la supresión de la interferencia observada entre registros.

La distinción se vuelve especialmente importante al crear modelos alternativos. Si el término añadido de la ecuación simplemente reduce los elementos fuera de diagonal de la matriz de conjunto, no se deduce que la historia de un solo evento esté completamente descrita. Para tal conclusión, es necesario especificar reglas o dinámicas adicionales de estados individuales y mostrar su conexión con la descripción del conjunto.

Reversibilidad y acceso a correlaciones

En un sistema cerrado idealizado, la evolución unitaria puede ser invertida por un operador inverso adecuado. Pero si un objeto está entrelazado con un gran número de grados de libertad incontrolados, implementar tal inversión se convierte en un problema físico separado. La reversibilidad de la ecuación no significa que el laboratorio tenga acceso a todas las variables necesarias.

Por lo tanto, la irreversibilidad práctica puede surgir sin violar fundamentalmente la unidad de la descripción completa. Lo que importa en un experimento es la escala de pérdida de control: cuánta información está disponible, qué influencias están permitidas y cuánto tiempo se conserva el registro. La declaración “la interferencia ha desaparecido” siempre se refiere a un cierto conjunto de operaciones disponibles.

Podemos considerar un modelo simple de marcar una ruta con un objeto adicional de dos niveles. Si el marcador almacena diferentes registros para las ramas izquierda y derecha, se reduce la interferencia sin acondicionamiento en el marcador. Con una medición conjunta adecuada, las correlaciones pueden surgir en subconjuntos condicionales de los datos. Esto no permite cambios arbitrarios en el pasado ya registrado: se trata de qué probabilidades conjuntas se analizan.

La postselección requiere un cuidado especial. Mostrar solo un subconjunto seleccionado de eventos puede proporcionar una imagen que no está presente en la distribución completa. La declaración física debe ir acompañada de una probabilidad de estar en un subconjunto y una regla para seleccionarlo. De lo contrario, un cambio en las estadísticas puede confundirse fácilmente con un nuevo efecto causal.

Registro de trayectoria e interferencia condicional

Tomemos un marcador con dos estados ortogonales. Después del marcado perfecto, el estado de unión del objeto y el marcador es $(|0\rangle|0\rangle+|1\rangle|1\rangle)/\sqrt{2}$. La traza parcial a lo largo del marcador da al objeto la matriz $I/2$. Después de la convergencia de trayectoria, cualquier desplazamiento de fase deja las probabilidades de salida locales iguales a 1/2. Toda la información de fase no desapareció de la descripción conjunta: dejó de estar disponible solo para el objeto.

Ahora el marcador se mide en base más y menos. Para cada signo la probabilidad es igual a 1/2. Con un signo más, el estado condicional del objeto es $|+\rangle$, con un signo

menos - |−⟩. Después del cambio de fase φ y convergencia, la probabilidad de salida más es [1+cosφ]/2 y [1−cosφ]/2, respectivamente. Dos patrones de interferencia condicional se desplazan en la mitad de un período.

La suma con los pesos correctos devuelve una predicción local: la mitad de la primera curva más la mitad de la segunda es igual a 1/2 en cualquier fase. Por ejemplo, cuando φ = 0 el evento “marcador más y objeto más” tiene una probabilidad 1/2, “marcador menos y objeto más” tiene una probabilidad de cero. Pero todos los eventos con el objeto más todavía ocupan la mitad de la serie completa. La clasificación no creó registros adicionales; compartió eventos conjuntos existentes.

Para un dispositivo que lee solo un objeto, el significado del signo marcador es desconocido. Por lo tanto, no es posible saber a partir de un registro local si un marcador se midió en una base de trayectoria o en una base de más y menos. Para ver bandas condicionales, debe comparar ambos registros y aplicar una regla de selección predefinida. Esta es una versión específica de la diferencia entre correlación y señalización controlada.



Figura 8. Para las estadísticas condicionales, debe comparar los registros clásicos de objetos y marcadores. La selección de signo marcador produce dos subconjuntos con pesos 1/2 en el ejemplo de este capítulo; se guarda el registro completo. Ni la entrada local del objeto ni la clasificación posterior por sí misma proporcionan un mensaje o efecto controlado en una ejecución ya completada.

La marca intermedia también se calcula directamente. Si los estados marcadores tienen superposición real c = 0.5, la matriz de objetos local recibe elementos fuera de la diagonal 0.25 y visibilidad v = 0.5. En la fase cero, la probabilidad de más es igual a 0.75. Por lo tanto, una disminución continua en la superposición del entorno establece un cambio continuo en las probabilidades observadas; las entradas ortogonales ideales son el límite. c = 0.

En este ejemplo, la restauración de la interferencia condicional requiere un token especialmente disponible. Para entornos macroscópicos, tal acceso puede ser prácticamente imposible. Sin embargo, el modelo es útil: muestra qué correlaciones fueron excluidas por la traza parcial y qué se tuvo que devolver exactamente al conjunto de observaciones. Abogar por la restauración de la coherencia sin tener en cuenta la probabilidad de selección sería comparar diferentes problemas estadísticos.

$$|\Psi\rangle = \frac{|00\rangle + |11\rangle}{\sqrt{2}} = \frac{|+\rangle|+\rangle + |-\rangle|-\rangle}{\sqrt{2}}.$$

(3.3) El mismo par entrelazado está escrito en dos bases. El primer carácter se refiere al objeto, el segundo al marcador.

$$p(x = +, m = \pm|\, \varphi) = \frac{1 \pm \cos\varphi}{4}$$

$$p(x = +|\, \varphi) = \frac{1}{2}.$$

(3.4) Las probabilidades conjuntas preservan la dependencia de fase. La suma sobre el registro desconocido del marcador m lo elimina.

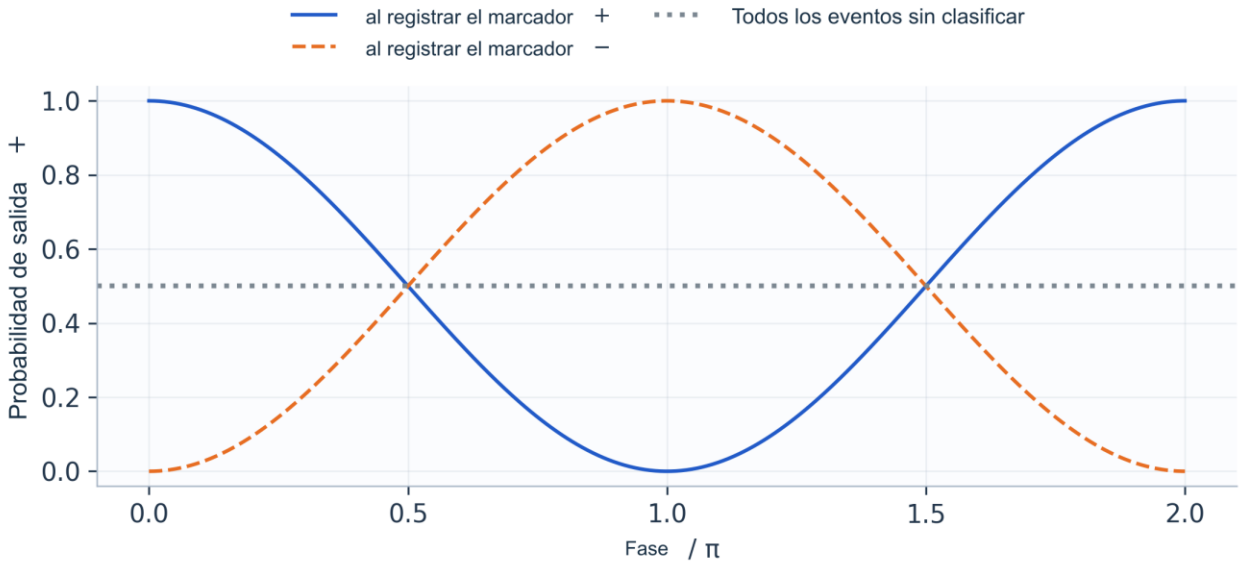


Figura 9. Los patrones de interferencia condicional para dos registros marcadores son mutuamente complementarios. Después de sumar con las probabilidades 1/2, el conjunto completo de eventos permanece sin rayas. Este es un cálculo de probabilidades conjuntas, no un cambio en el registro anterior.

Lo que queda abierto

La decoherencia explica una parte importante de la transición de la dinámica cuántica acoplada a los registros locales estables. Permite calcular la supresión de interferencias, la influencia del entorno y la selección de estados prácticamente estables. Estos resultados pueden ser probados cuantitativamente.

La pregunta de por qué un experimento se describe como un resultado observable requiere una indicación separada de la interpretación o modificación aceptada de la

dinámica. En algunos enfoques, la singularidad se entiende en relación con el registro del subsistema de observación. Otros introducen variables adicionales o localización estocástica objetiva. Estos enfoques deben ser evaluados por sus supuestos e implicaciones explícitas.

Para el programa experimental del libro, este cálculo hace una pregunta práctica: ¿Qué registros están disponibles y qué predicción surgirá después de promediarlos? El entorno normal, la localización adicional y los errores de preparación se comparan en el mismo conjunto de observaciones. La transición al octavo capítulo mostrará otra ambigüedad: diferentes historias estocásticas individuales pueden dar una ecuación de conjunto.

Por lo tanto, hay una transición del problema de la medición al problema de la distinguibilidad. La discusión de lo que existe en la naturaleza debe ir acompañada de una pregunta sobre la información disponible. Si diferentes modelos dan las mismas probabilidades para todas las mediciones elegidas, esas mediciones particulares no resolverán la disputa, independientemente de su precisión.

El entrelazamiento con el entorno ya ha demostrado que el estado de un todo puede contener más que descripciones locales de sus partes. El siguiente capítulo examina esta característica directamente y explica qué restricciones en los modelos convencionales se derivan de las correlaciones cuánticas.

4 Entrelazamiento y limitaciones en la explicación

Para un sistema cuántico compuesto, el conocimiento completo de sus partes puede no ser suficiente. Las correlaciones observadas dependen del estado de la articulación. El entrelazamiento hace que esta característica sea particularmente destacada y permite probar clases enteras de explicaciones, pero la conclusión de cada una de estas pruebas implica ciertas suposiciones.

Cuando el todo no puede descomponerse en partes

Dos sistemas están en un estado de producto puro si el estado de cada uno se puede especificar por separado, y el estado conjunto se obtiene por su producto tensor. En este caso, una parte puede influir en otra a través de dinámicas posteriores, pero la preparación inicial no contiene entrelazamiento. Un estado mixto es separable si se puede representar como una mezcla convexa de productos tensores de los estados de los subsistemas: los pesos no son negativos y suman uno.

Consideremos un par de objetos de dos niveles en una superposición igual de alternativas conjuntas 00 y 11. Cada objeto individualmente produce un cero o uno con la misma probabilidad. Pero sus resultados en esta base coinciden. La coincidencia en sí misma todavía puede reproducirse por correlación clásica: la fuente podría haber distribuido bits aleatorios idénticos por adelantado.

La diferencia surge cuando se mide en otras bases. Un estado conjunto coherente conserva las relaciones de fase entre alternativas que no están presentes en una simple mezcla de bits pre-distribuidos. Por lo tanto, un tipo elegido de correlación no proporciona evidencia suficiente de entrelazamiento. Lo que se necesita es un conjunto de mediciones que excluya explicaciones no complicadas correspondientes.

En los experimentos, esto se hace a menudo con la ayuda de un testigo: una cantidad calculada a partir de los datos para los que se conoce el límite para una cierta clase de estados. La violación del límite produce una conclusión cuando se cumplen las suposiciones sobre la preparación, las mediciones y el procedimiento estadístico. La palabra "testigo" no implica una exención de estas suposiciones.

$$|\Phi^+\rangle = \frac{|00\rangle + |11\rangle}{\sqrt{2}}$$

$$\rho_A = \rho_B = \frac{I}{2}$$

(4.1) El estado conjunto es puro y entrelazado, mientras que los estados locales están mezclados al máximo. La completitud de una descripción conjunta no se reduce a la completitud de dos descripciones locales.

$$\rho_{AB} = \sum_j p_j \rho_A^{(j)} \otimes \rho_B^{(j)}$$

$$p_j \geq 0, \sum_j p_j = 1.$$

(4.2) Esta es la definición de un estado mixto separable. Un estado entrelazado es un estado para el cual no existe tal representación.

Lógica de desigualdad de Bell

El trabajo de Bell 1964 mostró la incompatibilidad de una cierta clase de descripciones locales de parámetros ocultos con predicciones cuánticas. La versión Clauser, Horn, Shimoni y Holt hizo que la prueba fuera adecuada para configuraciones experimentales realistas [5, 6]. Los supuestos del modelo son significativos, incluida la factorización local y la independencia de la elección de los ajustes de los parámetros latentes en el sentido utilizado.

La idea algebraica más simple es esta. Ajustes A y A′ están disponibles en un lado, B y B′ por el otro; el resultado de cada ajuste es más o menos uno. Si se les pueden asignar conjuntamente valores en el modelo bajo consideración, la expresión S para un conjunto particular de parámetros latentes es siempre igual a más o menos dos. De hecho, una de las sumas B+B′ y B−B′ es igual a cero, y el otro tiene módulo dos.

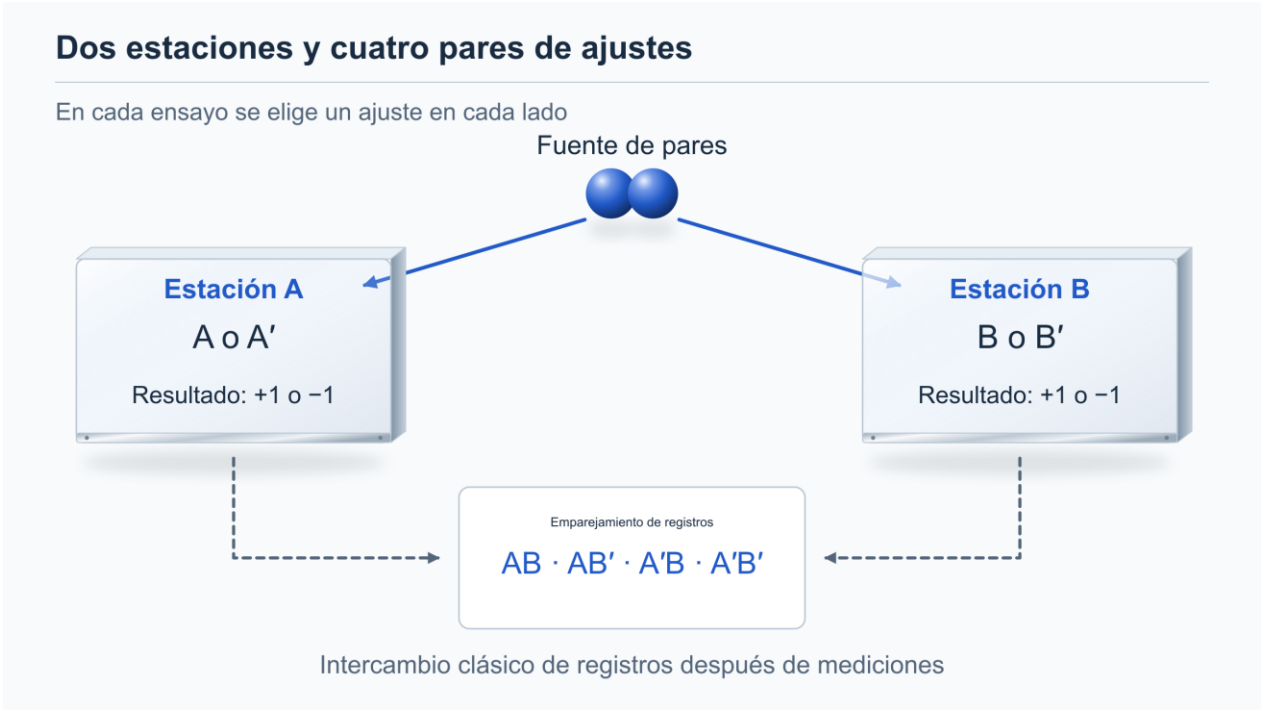


Figura 10. Lógica del experimento CHSH. La fuente prepara un par, cada lado elige uno de los dos ajustes y recibe el resultado ±1. Después de las mediciones, los registros clásicos se comparan para cuatro combinaciones AB, AB.′, A′B, A′B′. El diagrama no es una reconstrucción de un experimento histórico específico; las condiciones necesarias para cerrar las lagunas experimentales se discuten en el texto.

Los modelos locales estocásticos obedecen al mismo límite. Su aleatoriedad local adicional puede incluirse en una descripción ampliada de los parámetros ocultos; de

manera equivalente, las medias condicionales de los resultados se encuentran entre −1 y +1, que preserva el límite de CHSH.

Después de promediar sobre una distribución general de parámetros ocultos, el módulo de S no excede de dos. La teoría cuántica, para un estado adecuado y un conjunto de mediciones, permite hasta dos veces la raíz cuadrada de dos. La tarea experimental es evaluar las correlaciones y probar los límites, teniendo en cuenta las estadísticas finitas y el diseño del experimento.

Aquí, a menudo se permite una conclusión demasiado amplia. La violación de tal desigualdad no significa que todas las realidades posibles sean refutadas matemáticamente o que cualquier descripción de parámetros ocultos esté prohibida. Se rechaza el conjunto de supuestos utilizados en la conclusión. Algunas alternativas cambian de localidad, otras discuten el establecimiento de la independencia o la estructura de la explicación causal. Cada uno de ellos requiere un análisis separado.

$$S = \langle AB \rangle + \langle AB' \rangle + \langle A'B \rangle - \langle A'B' \rangle$$

$$|S| \leq 2$$

(4.3) Límite CHSH para la clase correspondiente de modelos locales. Los corchetes angulares indican el producto promedio de los resultados para el par de ajustes especificado.

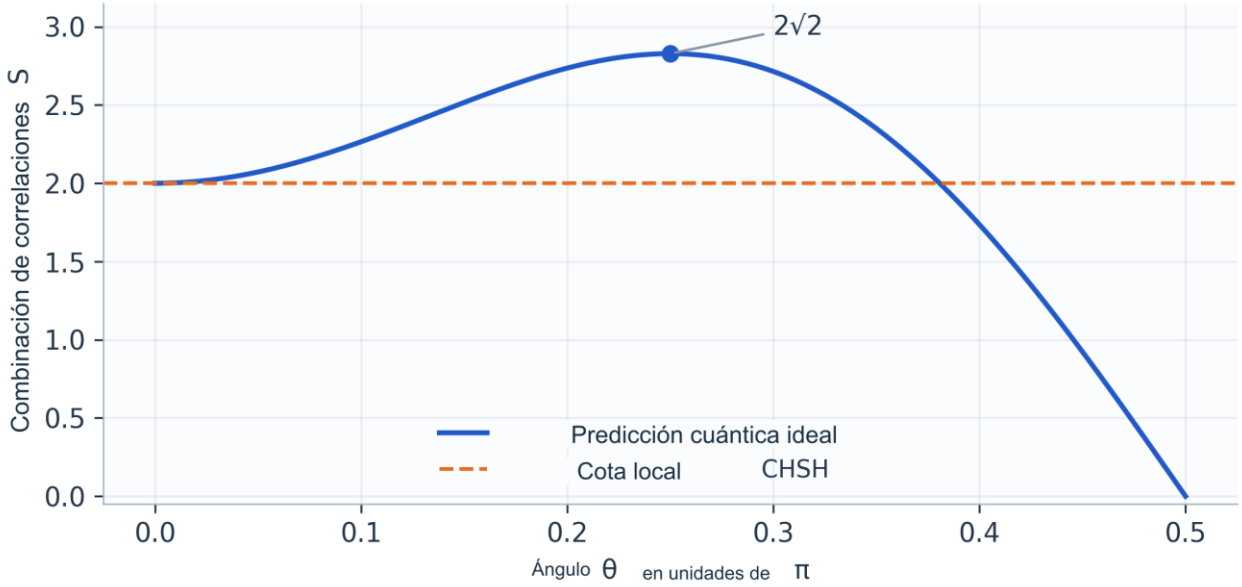


Figura 11. Dependencia ilustrativa $S = 3\cos\theta - \cos 3\theta$ para mediciones cuánticas ideales adecuadas. La comparación con la cota 2 se refiere a los supuestos de CHSH.

¿Qué añade el experimento?

Para aplicar una desigualdad, debe estar seguro de que se están comparando los eventos apropiados. La grabación incompleta, la selección dependiente de la configuración o el posible intercambio de señales entre partes de la instalación pueden cambiar la interpretación de la perturbación observada. Estos problemas se conocen como lagunas experimentales.

En 2015, Hensen et al reportaron una prueba con espines de electrones separados por 1.3 los kilómetros, que juntos cerraron la localidad clave y las lagunas de registro como parte [7] formulación. Este fue un resultado experimental específico, no una garantía universal de la ausencia de supuestos concebibles.

Por lo general, es útil separar las tres declaraciones. El teorema especifica el límite bajo las condiciones enumeradas. El experimento evalúa la cantidad observada y la incertidumbre. La interpretación explica qué condiciones y qué clase de modelos permite rechazar el resultado. Si estos niveles no están separados, una prueba ordenada puede convertirse fácilmente en una declaración demasiado amplia.

Este ejemplo es especialmente importante para los capítulos posteriores. Los experimentos de gravedad también usan testigos y argumentos inútiles. La fuerza de la inferencia depende no solo del número en la salida, sino también de cuán físicamente se basa el modelo del mediador y la estructura de la interacción. La palabra familiar “clásico” puede ocultar varios requisitos diferentes.

¿Por qué la correlación no es un canal de mensajes controlado?

En la teoría cuántica estándar, las estadísticas locales de una parte no cambian por la acción de un canal lineal, completamente positivo, de preservación de trazas en otra parte, cuando se promedian sobre todos los resultados remotos. Esto se deduce de la traza parcial del estado conjunto. Los subconjuntos condicionales pueden tener diferentes estadísticas locales, pero para separarlas, es necesario transferir registros de resultados remotos y configuraciones correspondientes.

Por lo tanto, las correlaciones fuertes no proporcionan una comunicación superluminal controlada automáticamente. Para transmitir un mensaje, el remitente debe seleccionar un efecto tal que el destinatario pueda discernir la elección de sus datos disponibles. Una correlación descubierta solo después de comparar registros usando un canal normal no cumple este requisito.

Esta distinción debe mantenerse al analizar las modificaciones propuestas. Ciertos cambios no lineales en estados puros pueden hacer diferentes descomposiciones de la misma matriz de densidad físicamente distinguibles. Entonces el pronóstico local puede comenzar a depender de la preparación remota. Un ejemplo bien conocido de tal riesgo para la extensión no lineal de Weinberg fue considerado por Gisin [11].

Este resultado en sí mismo no prohíbe ningún modelo no lineal o estocástico concebible. Muestra la necesidad de probar sistemas y métodos de componentes para preparar estados. En un programa de investigación, los nuevos términos dinámicos deben someterse a esta prueba antes de discutir la sensibilidad prevista del instrumento.

¿Qué puedes decir sobre la función de onda?

La cuestión de si un estado cuántico es una realidad física o una descripción del conocimiento también recibe limitaciones cuando se formula explícitamente matemáticamente. En términos más simples, la pregunta es: ¿pueden dos estados

cuánticos puros diferentes reflejar solo un conocimiento diferente sobre la misma situación física? El teorema de Pusey, Barrett y Rudolph considera una clase de modelos con estados físicos subyacentes a las probabilidades observadas y la asunción de la independencia de los sistemas preparados independientemente. Bajo estas condiciones, una cierta forma de descripción epistémica superpuesta es incompatible con las predicciones cuánticas de [10].

La importancia del teorema radica en la precisión de las condiciones. No resuelve sin argumentos adicionales todas las disputas sobre la naturaleza de la realidad, no selecciona automáticamente una interpretación y no reemplaza la descripción de la medición. Si una teoría cambia la asunción de la independencia de la preparación o la clase de modelos admisibles en sí, debe examinarse por separado.

En este libro, los teoremas se utilizan como restricciones en construcciones específicas. Ayudan a identificar qué suposiciones tendrán que ser revisadas, pero no lo eximen de construir una alternativa consistente. Lo que queda entre el rechazo de un postulado y una nueva teoría física son las ecuaciones, probabilidades, sistemas compuestos y predicciones experimentales.

Prueba de un par y los límites de tres inferencias

Para el Estado $|\Phi^+\rangle$, el valor cuántico CHSH se puede obtener manualmente. El operador Z distingue entre cero y uno, el operador X los intercambia. Para el par seleccionado, los promedios ZZ y XX son iguales a uno, y los promedios mixtos ZX y XZ son iguales a cero. En el primer lado, Z o X se miden; en el segundo - direcciones $(Z+X)/\sqrt{2}$ o $(Z-X)/\sqrt{2}$. Cada una de estas direcciones corresponde a la observada con los resultados ± 1.

Se obtienen cuatro correlaciones: $1/\sqrt{2}$, $1/\sqrt{2}$, $1/\sqrt{2}$, y $-1/\sqrt{2}$. Cuando se agrega con el último signo menos especificado en CHSH, el resultado es $2\sqrt{2}$. Las distribuciones locales de ambos dispositivos son igualmente probables. Esto significa que exceder el límite de dos y la ausencia de un mensaje controlado ya son compatibles en un cálculo explícito. El número real S se estima a partir de la serie finita de cada par de configuraciones; el significado simbólico se proporciona solo mediante un punto de referencia ideal.

Tres resultados a menudo adyacentes se refieren a diferentes preguntas. La prueba de Bell limita la clase de explicaciones causales para las correlaciones. La no señalización caracteriza las estadísticas locales después de promediar los resultados remotos. El argumento PBR se refiere a la superposición de descripciones de estados físicos dados preparación independiente. Sustituir una conclusión por otra no fortalece la evidencia, pero cambia la pregunta.

Es útil remitirse a esta tabla al leer testigos gravitacionales posteriores. El efecto observado siempre se incluye en la cadena junto con los requisitos previos. Si dos estudios utilizan definiciones diferentes de operaciones disponibles o un mediador, esas definiciones deben compararse primero y luego el tamaño del efecto. Esto preserva la posibilidad de una conclusión fuerte sin expandirla más allá de los límites de lo que se ha demostrado.

$$A = Z, A^{'} = X, B = \frac{Z+X}{\sqrt{2}}, B^{'} = \frac{Z-X}{\sqrt{2}}$$

$$S_{\Phi^{+}} = 2\sqrt{2}.$$

(4.4) Cálculo directo de CHSH para el estado $|\Phi^{+}\rangle$. Las probabilidades locales de cada resultado ±1 son iguales a 1/2.

Resultado	**Requisito esencial**	**Salida válida**
CHSH [5, 6]	Factorización local y elección independiente de los ajustes en la clase de modelos aceptados	Las correlaciones son inconsistentes con la totalidad de estas condiciones.
Sin señalización	El canal lineal local conserva la traza; se promedian los resultados remotos	Las estadísticas locales no transmiten la selección de una operación remota
PBR [10]	La clase descrita de condiciones físicas e independencia de los preparados	La correspondiente descripción superpuesta no reproduce todas las predicciones cuánticas.

Después de discutir correlaciones, podemos aclarar qué significa exactamente la expansión de la teoría cuántica. Cambiar la imagen del mundo, agregar variables y cambiar las probabilidades de las observaciones son diferentes actividades de investigación. El siguiente capítulo relaciona esto con los requisitos para una hipótesis comprobable.

5 Cuando una hipótesis cambia una teoría

Una nueva explicación verbal puede cambiar la idea de lo que está sucediendo, preservando todas las probabilidades calculadas. Una modificación física que es verificable experimentalmente debe producir una predicción diferente para al menos algún experimento válido. Es necesario trazar una línea precisa entre estos casos.

Descripción de la realidad y probabilidades observadas

Los dos enfoques pueden usar diferentes representaciones del estado de un sistema individual y aun así producir los mismos resultados estadísticos. A continuación, la comparación de las mediciones seleccionadas no determinará qué representación es correcta. Esta declaración se refiere a los datos disponibles y no resuelve la cuestión filosófica sobre los méritos de la explicación.

En la formulación de Everett de los estados relativos, la dinámica cuántica conjunta se considera sin un colapso fundamental separado. El enfoque de Bohm introduce variables de posición adicionales y dinámica direccional; en el equilibrio cuántico apropiado, se reproducen las predicciones estadísticas estándar [13, 14]. Estas breves caracterizaciones no reemplazan un análisis completo de los enfoques, sino que muestran que el debate sobre el patrón de eventos individuales puede extenderse más allá de una única distribución experimental.

Los modelos de colapso objetivo toman un rumbo diferente: típicamente introducen dinámicas que, bajo ciertos parámetros, cambian las estadísticas observadas. Por lo tanto, pueden estar limitados por interferencia, difusión o radiación. Qué ajustes observables dependen de la forma del modelo, no de la palabra general “colapso”.

Para el texto de investigación, es útil preguntar siempre qué se ha agregado. La nueva variable puede ser una cantidad auxiliar computacional, un parámetro ambiental o un objeto fundamental. El nuevo término puede describir una interacción efectiva conocida. El establecimiento de estos roles evita que las nuevas leyes físicas se anuncien prematuramente.

Modificación mínima verificable

Una estrategia conveniente es cambiar una propiedad claramente establecida del modelo estándar. Por ejemplo, agregue un canal de localización espacial débil con intensidad y longitud característica. En el límite de intensidad cero, se debe restaurar la dinámica original. Esto da un modelo nulo comparable y nos permite hablar de limitaciones de parámetros.

Esta construcción aún no explica el origen del proceso adicional. Es un modelo fenomenológico: especifica la forma del efecto y el método para probarlo. Su valor depende de su consistencia interna, su alcance de aplicabilidad y si puede restringir independientemente procesos de fondo similares.

Si hay demasiados parámetros y cada experimento obtiene sus propios valores libres, el modelo puede ajustarse a los datos sin un riesgo significativo de ser rechazado. Para evitar esto, los parámetros generales y las reglas de transferencia entre instalaciones se establecen de antemano. Luego, un nuevo experimento puede probar la predicción y no solo agregar otro coeficiente.

Preferir un modelo mínimo no es un requisito que la naturaleza sea simple. Esta es una manera de hacer visibles las primeras conclusiones. Una vez que se descubre una discrepancia, la descripción puede ampliarse, pero cada expansión debe mostrar qué nueva observación explica y qué consecuencias adicionales crea.

Consistencia de probabilidades y energía

Antes de discutir el descubrimiento, es útil verificar la viabilidad matemática de la dinámica. ¿Sigue en vigor la normalización? ¿La matriz de densidad sigue siendo positiva? ¿Cómo actúa el modelo en parte del sistema entrelazado? ¿Son compatibles diferentes formas de preparar la misma condición con el mismo pronóstico posterior?

Una cuestión aparte se refiere a la energía. Algunos patrones de ruido simples causan calentamiento. Esto puede ser una consecuencia observable, o puede indicar un área donde se requiere expansión disipativa. Uno no puede usar simultáneamente la predicción de difusión adicional e ignorar silenciosamente el efecto de energía asociado si ambos siguen del mismo generador.

En este caso, el requisito de conservación de energía debe formularse para el sistema correspondiente. La energía de un objeto abierto puede cambiar debido a su entorno. Si el proceso agregado se declara fundamental, es necesario explicar cómo tiene sentido el equilibrio energético de la descripción completa. No siempre es posible reconstruir esta respuesta a partir de una ecuación efectiva para un subsistema.

La compatibilidad relativista también debe manejarse con cuidado. Un modelo no relativista puede ser útil en su campo, pero sin una construcción separada no puede considerarse una teoría completa del espacio y el tiempo. Una prueba exitosa de baja energía prueba un cierto modo y ciertos parámetros.

Ejemplo de comprobación de una regla de probabilidad

Otra forma de extensión está relacionada con la regla de Born. En una formulación idealizada de tres trayectorias, la adición estándar de amplitudes crea términos de interferencia por pares. La combinación de probabilidades que resta todas las contribuciones individuales y emparejadas debe desaparecer si un modelo de amplitud consistente se aplica a las configuraciones que se comparan.

En 2010, Sinha y sus colaboradores utilizaron un experimento fotónico de tres rendijas para limitar la interferencia de orden superior. En su formulación, las observaciones fueron consistentes con la regla estándar, y el trabajo dio un límite cuantitativo para la posible desviación [12]. Debe leerse como una prueba concreta

con precisión finita, y no como una prueba de la fórmula en todas las condiciones físicas.

La reducción algebraica es transparente: el cuadrado de la suma de las tres amplitudes contiene los cuadrados de los módulos y tres términos cruzados por pares. Al restar las expresiones de dos rutas correspondientes y devolver las contribuciones individuales, cada uno de estos términos se cancela. Esta conclusión se basa en la coherencia de las alternativas entre las que se realiza la comparación.

Todas las cantidades en combinación deben tener una normalización absoluta común, por ejemplo, la probabilidad de registro por una partícula de entrada preparada idénticamente, teniendo en cuenta la estabilidad del flujo. Es imposible volver a normalizar por separado cada configuración de ranura por el número de partículas que pasan: entonces se comparan otras probabilidades condicionales, para las cuales la reducción anterior no tiene que mantenerse.

En una configuración óptica real, el cierre de la ranura puede cambiar las condiciones límite de propagación y el detector puede tener una respuesta no lineal. Entonces, una combinación experimental distinta de cero requiere el cálculo de la física habitual de la instalación en sí. Sería un error sustituir diferentes situaciones físicas en una identidad idealizada y llamar al resto una violación de la regla de probabilidad.

$$I_3 = P_{ABC} - P_{AB} - P_{AC} - P_{BC} + P_A + P_B + P_C - P_\emptyset$$

5.1) Combinación de tercer orden. Los índices denotan las alternativas disponibles, y el último término tiene en cuenta el fondo sin ellos. La predicción nula se refiere a un modelo ideal explícitamente especificado.

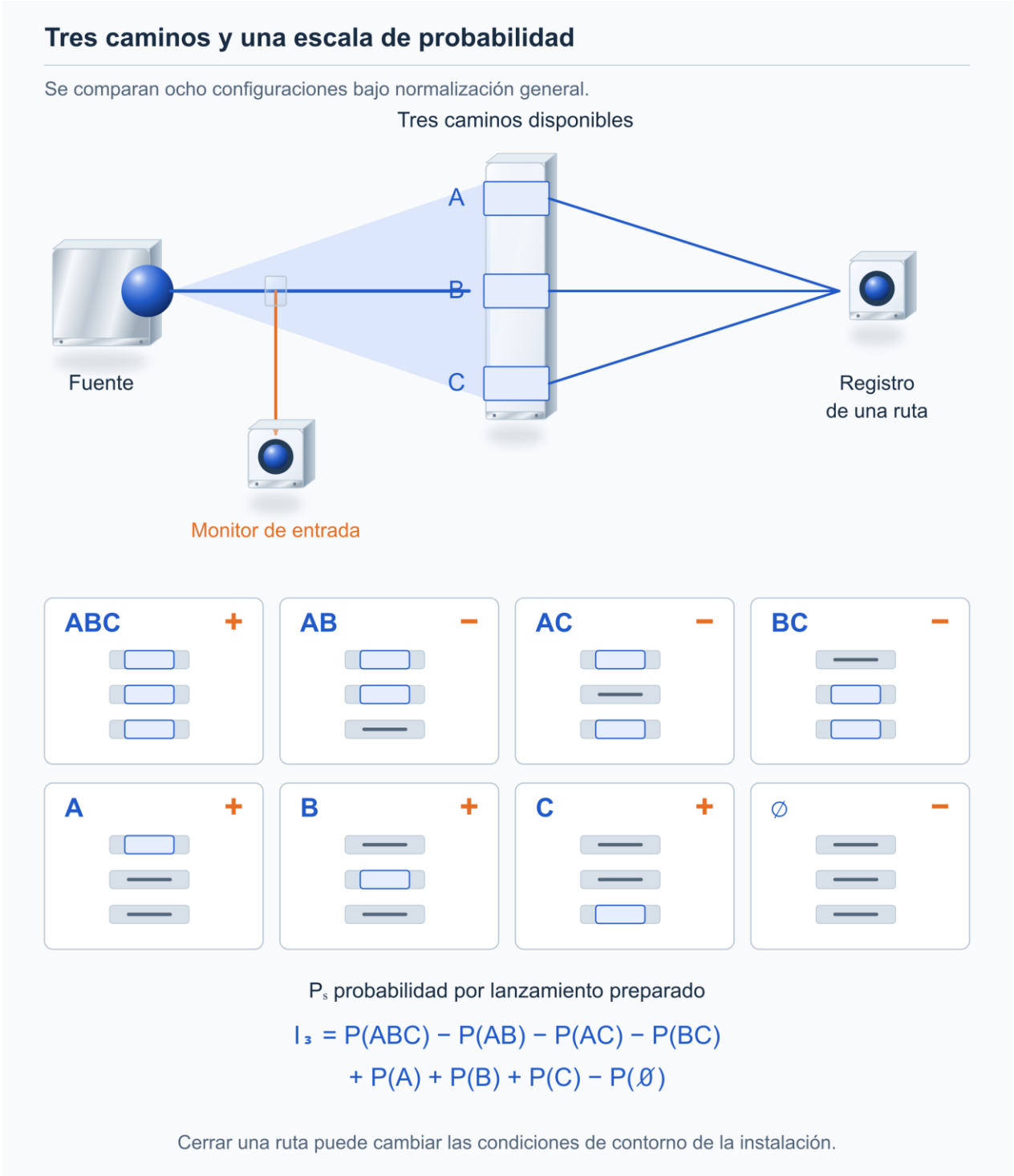


Figura 12. Entrenamiento de configuración de tres rutas y ocho configuraciones de ruta disponibles. La notación P(S) en la figura corresponde a P_s en el texto: la probabilidad se normaliza a una ejecución preparada, con un control general del flujo de entrada. Signos de combinación I_3: +ABC, −AB, −AC, −BC, +A, +B, +C, −∅. El cierre de la ranura puede cambiar las condiciones límite, por lo que un residuo experimental distinto de cero requiere el análisis de la configuración y respuesta del detector.

¿Cómo se comprueba la novedad?

Un nuevo registro de una igualdad conocida no constituye en sí mismo un descubrimiento científico. Después de obtener la fórmula, es necesario compararla con la literatura, verificar notaciones equivalentes y establecer qué condiciones ya se han considerado. A veces el resultado resulta ser un caso especial conocido; a veces la contribución útil radica en la aplicación a otro entorno físico.

El reclamo más convincente para una nueva contribución indica una diferencia precisa con el trabajo cercano. Por ejemplo, se tiene en cuenta la correlación de fondo omitida previamente, se encuentra el límite de discriminabilidad para un conjunto limitado de controles, o se muestra una nueva forma de comprobar la universalidad de los parámetros. Tal declaración puede ser criticada en detalle.

Las hipótesis de trabajo de los últimos capítulos se comparan con los diseños publicados más cercanos. Los modelos, los cálculos realizados y las condiciones de falla se dan para ellos. El mero hecho de obtener independientemente una fórmula no establece prioridad histórica. Por lo tanto, el estado del resultado se indica por separado: reproducción, desarrollo educativo de un modelo conocido, prueba de estabilidad o propuesta de pruebas físicas adicionales.

¿Qué añade exactamente el cálculo?

Un resultado de investigación se describe convenientemente mediante tres preguntas relacionadas: qué suposición se está probando, qué se ha calculado y qué conclusión se opone a ese cálculo. Por ejemplo, la combinación de tasas de tres puntos en el Capítulo Diez elimina el fondo constante y cuadrático en los coeficientes generales. Se puede mostrar en su totalidad y verificar con números. Pero la palabra "excluye" se refiere a las dos formas indicadas, y no a todos los mecanismos habituales de decoherencia.

Reemplazar una separación constante con una trayectoria real cambia el óptimo de esta combinación. El resultado añade información cuantitativa sobre el protocolo especificado. Sigue siendo útil incluso sin proponer una nueva ley fundamental. Del mismo modo, la replicación del análisis de datos publicados en el capítulo doce establece que una estimación particular se puede recuperar de los materiales disponibles. No convierte la medición de otro equipo de investigación en un nuevo descubrimiento experimental de los autores de este libro.

El programa estadístico en los últimos capítulos prueba en el siguiente nivel: con qué frecuencia el procedimiento es incorrecto y lo que predice para nuevas configuraciones. Aquí, el resultado no es solo los parámetros de la curva de mejor ajuste, sino también las tasas de detección falsas, la sensibilidad a las señales débiles y la robustez a los cambios de fondo. Una comparación con obras cercanas en el capítulo 21 muestra qué elementos ya se conocen y dónde queda el sujeto exacto para la verificación independiente.

Esta secuencia permite un resultado negativo significativo. Si dos modelos dan la misma dinámica para todas las operaciones permitidas, el cálculo puede determinar

que es imposible separarlos en este protocolo. La pregunta de investigación se corrige agregando acceso al registro ambiental, otro objeto o una calibración independiente. Aumentar el número de repeticiones no reemplaza cambiar el problema si la diferencia en probabilidades es estrictamente cero.

Resultado	Lo que establece	¿Qué falta para el siguiente paso?
Reducción de fondo algebraico	Insensible a funciones especificadas con parámetros generales	Comprobaciones de otros fondos físicos
Opptimo para la trayectoria	Mejor contraste en la familia de perfiles seleccionados	Número de eventos, errores de control y criterio estadístico
Replicar una publicación	Reproducibilidad de una evaluación externa específica	Diferencia independiente y su resultado cuantitativo
Ensayo numérico calibrado	Tasas de error bajo condiciones explícitamente simuladas	Confirmar suposiciones y probarlas con experimentos reales

El siguiente paso es pasar de la probabilidad calculada por la teoría a los datos producidos por el dispositivo. Esta relación incluye calibraciones, estadísticas finitas y parámetros ambientales. Sin ella, incluso la ecuación correcta no se convierte en una prueba confiable.

6 Cómo la medición se convierte en evidencia

La teoría predice la distribución de los datos bajo condiciones dadas. Un experimento mide un número finito de eventos usando un instrumento imperfecto. La comparación de estos dos niveles requiere un modelo de observación explícito y una pregunta preformulada: ¿qué alternativa es el resultado capaz de eliminar?

Visibilidad de la interferencia

En un experimento de interferencia simple, se registra la dependencia de la frecuencia de eventos en la fase. La visibilidad caracteriza la profundidad de la modulación. Se puede determinar a través del máximo y mínimo del patrón ideal, pero en el análisis real a menudo es más confiable ajustar el modelo completo a la distribución de los recuentos, teniendo en cuenta el fondo y la respuesta del detector.

La misma pérdida del número total de partículas no reduce necesariamente la visibilidad normalizada. Si ambas rutas están igualmente atenuadas y la selección es independiente de la fase, el número de eventos disminuye, pero se puede mantener la relación de la parte modulada a la parte promedio. Por el contrario, un fondo incoherente adicional puede reducir la visibilidad sin una pérdida fundamental de las relaciones de fase del objeto en estudio.

Es por eso que el modelo tiene en cuenta por separado la intensidad de la fuente, la probabilidad de registro, el recuento de fondo y la coherencia. Si los reduce a un coeficiente libre, el cálculo puede ser conveniente, pero la interpretación física del coeficiente se vuelve ambigua.

Para convertir la visibilidad en velocidad de decaimiento, necesita la visibilidad original. Su incertidumbre se transfiere a la estimación de la tasa. Si el contraste inicial en sí depende de la distancia entre las ramas o del tiempo de la secuencia, la suposición de normalización constante puede crear una dependencia artificial similar al efecto deseado.

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

$$\widehat{\Gamma} = -\frac{1}{T} \ln \frac{V}{V_0}$$

(6.1) La primera fórmula establece la visibilidad ideal. El segundo estima una tasa de decaimiento constante dada una visibilidad inicial conocida y un modelo de acumulación exponencial adecuado.

Toda la trayectoria importa

Los brazos del interferómetro generalmente primero se separan, luego se mueven por un tiempo y finalmente convergen. La localización adicional está en efecto a lo largo de toda la secuencia. Por lo tanto, la señal depende del perfil temporal de la distancia y no solo de la separación máxima.

Si la velocidad instantánea es proporcional al cuadrado de la distancia, la atenuación acumulada depende de la integral de este cuadrado en el tiempo. Dos trayectorias con la misma distancia máxima y la misma duración total pueden producir resultados diferentes. Las ramas en una pueden permanecer separadas durante mucho tiempo, la otra alcanza su máximo solo por un corto tiempo.

Para un núcleo espacial saturante, la situación es aún más variada. El aumento de la separación mucho más allá de la escala característica apenas puede cambiar la velocidad instantánea, mientras que el aumento del tiempo de retención continúa acumulando el efecto. Estas dependencias ayudan a seleccionar un experimento, siempre que las otras fuentes de pérdida también se modelen sobre la secuencia completa.

Al comparar múltiples configuraciones, debe determinar qué configuraciones se guardan realmente. Cambiar la geometría puede cambiar el calentamiento, controlar las fluctuaciones y la eficiencia de convergencia. La reducción formal del fondo común solo funciona para esa parte que es físicamente común.

$$-\ln\frac{V}{V_0} = \int_0^T \Gamma[d(t)]dt$$

(6.2) Forma general de acumulación para la tasa de tiempo local. Con la memoria del entorno, se puede requerir una funcionalidad más compleja de toda la historia, lo que se analiza más adelante.

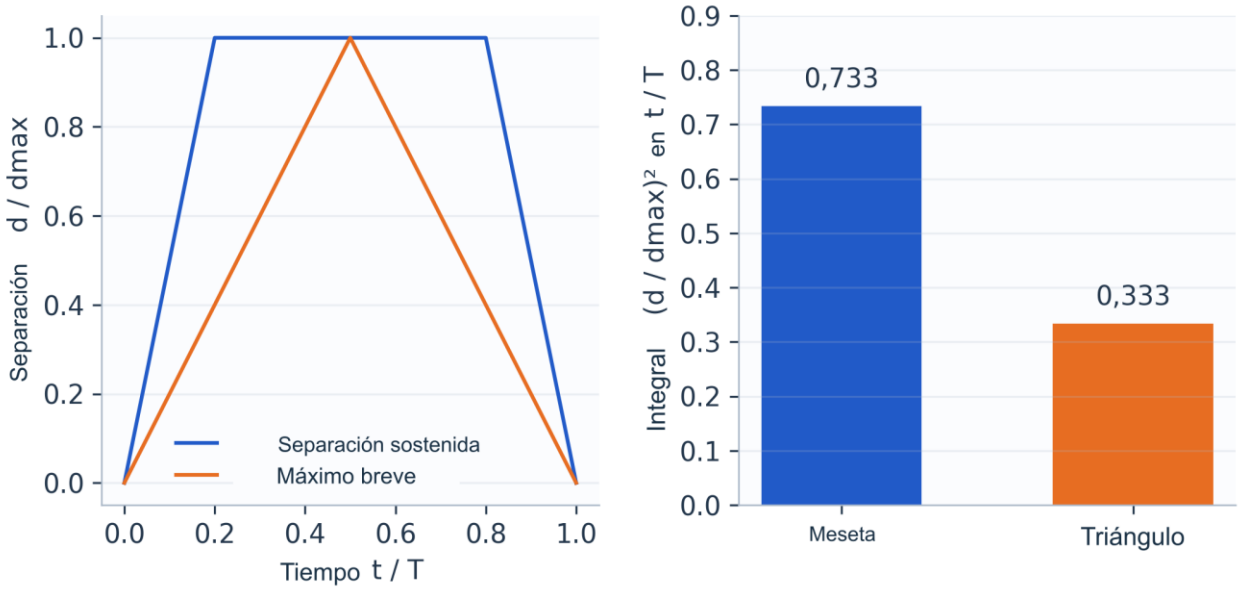


Figura 13. La misma separación máxima y duración dan una atenuación acumulada diferente. En el modo cuadrático, la integral del cuadrado de toda la trayectoria es decisiva.

Del estado a tres registros de detector

Considere un dispositivo que prepara un sistema en cada ejecución conocida previamente y no permite más de un registro. Las dos salidas ideales se etiquetan como más y menos; Además, se conserva el resultado de "sin registro". Tal contabilidad es posible, por ejemplo, con un número de preparaciones conocido por

separado. Si el número de objetos de entrada es desconocido, se requiere un modelo de flujo, y la formulación multinomial a continuación no se transfiere sin modificación.

Vamos a denotar la visibilidad del detector por V, y la probabilidad de registro por η. Deje que el dispositivo cambie independientemente la etiqueta de salida a la opuesta con probabilidad ε en un evento registrado. Suponemos eficiencias iguales de las dos salidas, sin dependencia de fase de las pérdidas y sin recuentos oscuros adicionales. Estos términos describen el dispositivo de enseñanza; no son propiedades declaradas de todos los interferómetros.

Para la salida más, se suman dos formas incompatibles de obtener un registro: la lectura correcta del resultado más real y la etiqueta errónea del menos real. Por lo tanto, la probabilidad del más escrito es igual a $\eta[(1-\varepsilon)p_{+}+\varepsilon(1-p_{+})]$. El menos anotado recibe la parte restante de η, y la omisión recibe la probabilidad $1-\eta$. La suma de las tres probabilidades es idénticamente igual a uno. El valor de η reduce el tamaño de la muestra registrada; ε reduce la diferencia entre las salidas.

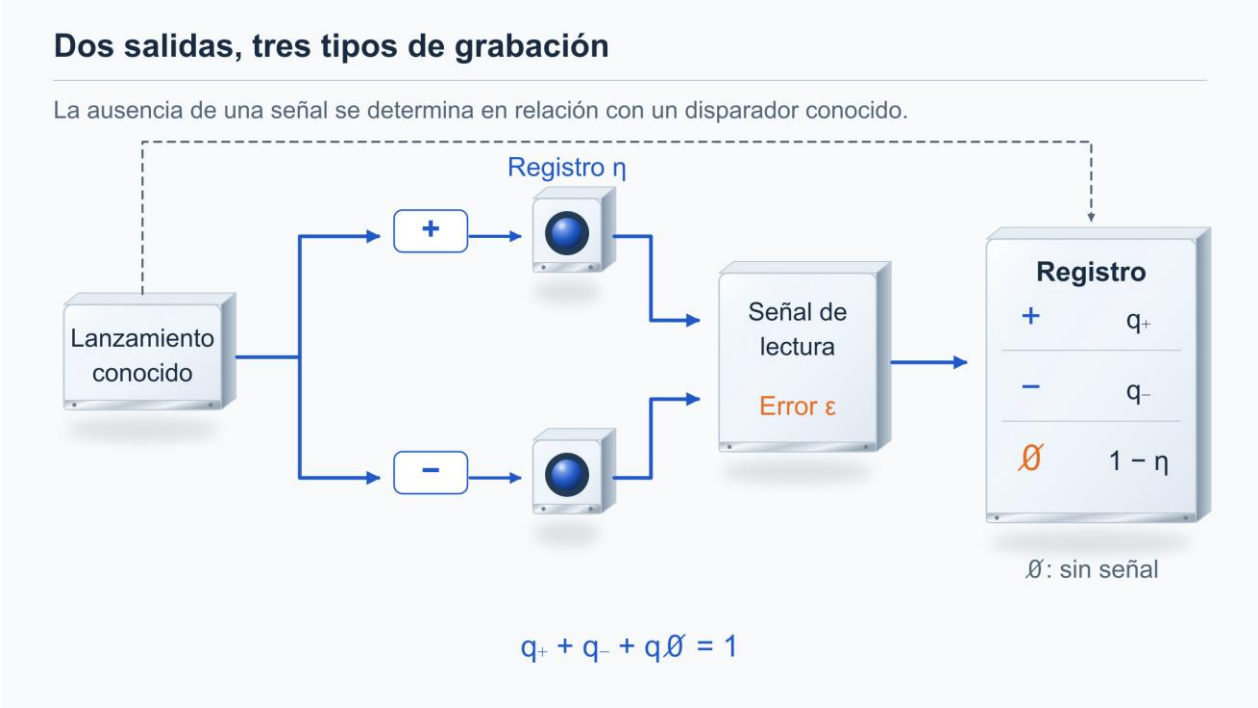


Figura 14. Después de un arranque conocido, el sistema tiene dos salidas físicas. Eficiencia η Especifica la proporción de registros, ε es la probabilidad de error del signo registrado. Tres categorías aparecen en el registro: más, menos y sin señal ∅ con probabilidad 1 − η. La línea de puntos muestra la asociación del registro con un recorrido conocido. ∅ no es un tercer detector físico; las pérdidas simétricas independientes de la fase por sí mismas no reducen la visibilidad convencional.

Vamos a tomar V = 0.8, η = 0.6 y ε = 0.02. Con fases 0, π/2 y π, las expectativas matemáticas indicadas en la tabla se obtienen para miles de preparaciones para cada ajuste. Los valores fraccionarios son aceptables precisamente porque son expectativas. Una serie en particular contiene enteros aleatorios. En la fase central, se esperan 300 más, 300 menos y 400 pases; el registro completo contiene información de pérdida útil incluso cuando el contraste de las dos salidas es cero.

Después de la selección condicional de los eventos registrados, la visibilidad observada es igual a (1−2ε)V = 0.768. Si se considera que el error de lectura es decoherencia física, un exponente de atenuación adicional −ln(0.96) ≈ 0.04082 será asignado. Para una secuencia que dura un segundo, esto se vería como una tasa incremental 0.04082 s^{-1}. Al mismo tiempo, no se introdujo ningún mecanismo nuevo en el estado del sistema.

La eficiencia de η se reduce en la probabilidad condicional más solo debido a la supuesta independencia de las pérdidas de la fase y el resultado. Todavía afecta la precisión estadística: con un número fijo de preparaciones, quedan menos eventos útiles. Si η depende de la trayectoria oculta o cambios entre salidas, simplemente dividiendo por el número total de partículas detectadas puede distorsionar la forma de la curva. El resultado de la omisión debe modelarse junto con los resultados registrados.

Para N preparaciones, la verosimilitud tiene forma multinomial. Las series de calibración con una entrada conocida restringen ε, y la comparación entre el número de preparaciones y el de registros restringe η. No puede considerarse que sus incertidumbres desaparezcan tras una medición preliminar: se propagan a la estimación de V o se incluyen en la verosimilitud conjunta. Este pequeño ejemplo prepara el análisis completo de los capítulos 19-21, donde los parámetros desconocidos del fondo y de la señal física se determinan simultáneamente.

$$q_{+} = \eta\left[\varepsilon + (1-2\varepsilon)\,\frac{1+V\cos\varphi}{2}\right]$$

$$q_{-} = \eta - q_{+}$$

$$q_{\emptyset} = 1-\eta.$$

(6.3) Probabilidades de tres registros con pérdidas independientes y error de etiqueta simétrico. Aquí. 0 ≤ η ≤ 1 y 0 ≤ ε ≤ 1/2.

$$\mathcal{L} = \frac{N!}{n_{+}!\,n_{-}!\,n_{\emptyset}!}\,q_{+}^{n_{+}}q_{-}^{n_{-}}q_{\emptyset}^{n_{\emptyset}}$$

$$n_{+}+n_{-}+n_{\emptyset} = N.$$

(6.4) Verosimilitud de una configuración de fase. Para configuraciones independientes, tales factores se multiplican; los datos de calibración se agregan con sus propios multiplicadores.

Fase	Más esperado	Menos recuentos esperados	Omisiones esperadas
0	530.4	69.6	400
π/2	300	300	400
π	69.6	530.4	400

Parámetro y razón física

Que la tasa observada sea representada por la suma de dos contribuciones no negativas. Si tienen la misma dependencia de todos los ajustes disponibles, los datos determinan solo la suma. No importa cuántas veces se repita el experimento, una determinación separada es imposible sin información adicional. Esta es la no identificabilidad estructural del modelo.

Otro caso ocurre cuando las dependencias son ligeramente diferentes, pero la diferencia es pequeña en comparación con el ruido. Entonces la separación es posible en principio, pero el número seleccionado de mediciones no es suficiente. Este es un problema práctico de sensibilidad. Se puede mejorar mediante el tiempo de observación, una calibración más precisa o una buena elección de ajustes.

Es necesario distinguir entre estos casos antes de prometer un nuevo experimento. Aumentar la precisión ayuda cuando hay una pequeña diferencia distinta de cero en las predicciones. Para una coincidencia exacta, debe cambiar el conjunto de observaciones o restringir independientemente algunos de los parámetros. Esta lógica es la base del ejemplo de tres puntos y su contraejemplo en el Capítulo Diez.

En problemas con múltiples parámetros, es útil ver cómo cambia cada predicción con un pequeño cambio en el parámetro. Si dos cambios siempre cambian todas las observaciones de la misma manera, es difícil separarlas localmente. Pero incluso la independencia de tales cambios en un punto no garantiza la unicidad global de la solución: otro conjunto adecuado puede existir lejos en el espacio de parámetros.

La señal se comprueba en los datos sin una señal

Para evaluar la fiabilidad del procedimiento, es necesario simular situaciones en las que no hay ningún mecanismo adicional. Estos datos se analizan entonces de la misma manera que se pretende aplicar al experimento. Si un procedimiento a menudo encuentra una señal positiva, debe revisarse, sin importar cuán convincente se vea un buen gráfico.

Probar solo los datos generados por el mismo modelo ideal utilizado para el ajuste es especialmente peligroso. Tal experimento confirma la funcionalidad del programa en condiciones convenientes, pero prueba débilmente su resistencia a los errores en la descripción del entorno. Se necesitan escenarios con forma de ruido modificada, deriva e incertidumbre de calibración realista.

Las opciones y configuraciones elegidas después de revisar los datos afectan la interpretación estadística. Si entre muchas configuraciones solo se muestra la más inusual, debe tener en cuenta la búsqueda en sí. Esto se aplica a la selección de la longitud característica, y a la elección de la ventana de tiempo, y a la selección del patrón de interferencia más hermoso.

Las configuraciones diferidas proporcionan verificación adicional. El modelo se selecciona de acuerdo con una parte de las condiciones, después de lo cual predice otra sin reconfigurar los parámetros fundamentales. El éxito de tal prueba es más

fuerte que una simple coincidencia en los datos ya utilizados en la configuración, aunque todavía pertenece a la clase estudiada de alternativas.

Tres tipos de resultados calculados

El libro contiene conclusiones analíticas, ejemplos de modelos numéricos y resultados de experimentos publicados. Su estatus varía. La conclusión analítica establece las consecuencias de los supuestos enumerados. Un ejemplo numérico muestra el comportamiento del modelo seleccionado y ayuda a detectar errores o estimar la escala. Los datos experimentales vinculan el cálculo a un dispositivo físico.

Los gráficos modelo y las series numéricas en el libro se designan directamente como calculados; sus parámetros y generadores de números aleatorios están disponibles en el código adjunto. La reproducción de las mediciones publicadas en el capítulo 12 tiene un estatus diferente: se utiliza un conjunto externo de datos experimentales, se indica su origen y los límites del análisis repetido. La comparación de estos dos tipos de material le permite ver dónde se está probando el dispositivo físico y dónde se están probando las propiedades del procedimiento analítico.

Las restricciones publicadas también deben leerse en contexto. El límite superior del parámetro depende del modelo, los supuestos de fondo y el procedimiento estadístico adoptado. No es igual a medir el valor cero con precisión absoluta. Una nueva fuente de ruido puede debilitar la restricción, y la calibración independiente a veces puede hacerla más fuerte.

Una prueba preparada de esta manera puede producir varios resultados útiles. Puede revelar una inadaptación reproducible del modelo original, estrechar el rango de parámetros o mostrar la insuficiencia de las observaciones seleccionadas. Cada resultado se vuelve significativo si está claro qué se comparó y qué condiciones se usaron.

Ahora se han definido los conceptos básicos y las reglas de emparejamiento. La segunda parte del libro pasa a experimentos y modelos modernos que intentan probar el límite físico de superposición. Proporciona la cuestión general de las masas específicas del límite cuántico, las escalas espaciales y las fuentes de incertidumbre.

Parte II Búsqueda del límite de superposición

7 Cómo encontrar el límite de superposición

La cuestión de la frontera del mundo cuántico se vuelve física sólo después de que se especifica qué sistema debe preservar la superposición, cuánto tiempo debe retenerla y qué observación confirmará esta preservación. La frase "un objeto grande se comporta cuánticamente" deja demasiadas incertidumbres. El quantum puede ser una transición interna, excitación colectiva o movimiento del centro de masa. Para probar la localización espacial supuesta, estos casos no son equivalentes. Por lo tanto, el comienzo del estudio parece modesto: se selecciona un grado específico de libertad y se establece qué puede decir exactamente el dispositivo al respecto.

¿Qué significa colocar un objeto en superposición?

Imaginemos una partícula cuyo movimiento se controla de tal manera que dos alternativas espaciales puedan encontrarse más tarde. Mientras existan alternativas, uno no puede observarlas por separado y simultáneamente requerir que toda la interferencia original sea preservada. La prueba funciona de manera diferente: el control cambia la fase relativa y la distribución de los resultados finales responde a este cambio. Si las frecuencias de detección cambian regularmente, la observación contiene información sobre la consistencia mutua de las alternativas. Simplemente no saber qué camino ha tomado una partícula ordinaria no crea en sí misma tal dependencia de fase. Sin embargo, el patrón de rayas todavía necesita ser comparado con los modelos clásicos adecuados del dispositivo.

Esta última advertencia es especialmente importante para las rejillas y máscaras periódicas. Una secuencia de agujeros puede crear inhomogeneidad de flujo sin coherencia cuántica espacial. Por lo tanto, un experimento convincente prueba la dependencia de la señal de los parámetros de control, y no solo la existencia de un hermoso patrón. En enero de 2026, el grupo de Sebastian Pedalino y coautores informaron la interferencia de nanopartículas de sodio que contienen más de siete mil átomos y tienen una masa de más de 170 mil daltons. El experimento amplió el área de la superposición espacial probada, pero no detectó su violación. Probar una masa y geometría específicas no establece un límite universal a la aplicabilidad de la teoría cuántica. [15]

Cuatro escalas en lugar de una masa

Para planificar un estudio, es útil descomponer mentalmente el experimento en cuatro escalas: la masa del objeto, la distancia entre las alternativas, el tiempo de su existencia y la estructura espacial del cuerpo mismo. La masa determina la sensibilidad solo junto con otros parámetros. Una partícula pesada cuyas posiciones difieren en una cantidad extremadamente pequeña puede ser una sonda menos sensible de un patrón particular que una partícula ligera con una separación más grande. Del mismo modo, la retención a largo plazo de ramas casi idénticas no tiene

que reemplazar la retención a corto plazo de las claramente distinguibles. La respuesta depende de cómo el mecanismo propuesto diferencie las distribuciones de materia.

El tamaño del cuerpo añade su propia dificultad. Si el ruido hipotético es consistente en todo el objeto, las contribuciones de sus diversas partes pueden sumarse. Si la longitud de correlación es pequeña en comparación con el tamaño, diferentes regiones comienzan a responder de manera diferente. La sustitución de la estructura de masa compleja por un solo punto cambia la predicción. Se puede obtener una conclusión práctica incluso antes de los cálculos detallados: la tabla de las perspectivas de los experimentos debe contener información sobre la densidad y la forma, y no solo una columna con masa. Una clasificación basada en el número de átomos es conveniente para informar el resultado, pero no es suficiente para elegir el siguiente experimento.

Una analogía simple con la medición del terreno ayuda aquí. No tiene sentido evaluar la sensibilidad de una regla sin el tamaño de las irregularidades que deben distinguirse. En un experimento cuántico, el papel de este tamaño se juega, entre otras cosas, por la longitud de correlación de la influencia que se está estudiando. Una sonda cuyos ajustes nunca cruzan la escala espacial apropiada solo puede ver una aproximación local a la ley. Varias dependencias físicas diferentes dentro de un rango estrecho se vuelven casi idénticas. Aumentar el número de repeticiones reduce el error estadístico, pero no siempre elimina esta ambigüedad geométrica.



Figura 15. Cuatro características del experimento espacial: masa m, duración T, separación de alternativas d y estructura de la masa μ(r). El radio del cuerpo R se muestra por separado de la distancia entre los centros de las alternativas. Las dos posiciones translúcidas se refieren a un estado, no a dos partículas clásicas independientes. Las dimensiones son relativas; la figura no informa nuevos registros y no representa la longitud de correlación como un límite de campo.

¿Qué mide la visibilidad?

Es conveniente caracterizar una señal de interferencia aproximadamente sinusoidal por visibilidad: la relación de la diferencia entre los valores máximo y mínimo a su suma. Este valor se encuentra entre cero y uno con una señal positiva normal. Responde a la pregunta de qué tan pronunciada es la alternancia de áreas claras y oscuras o frecuencias de registro altas y bajas. Por sí solo, no explica la razón del debilitamiento. La preparación imperfecta, la dispersión de la velocidad, la fluctuación de fase, la pérdida de partículas y la destrucción física de la coherencia pueden cambiar el contraste observado de diferentes maneras, a veces simultáneamente. Por lo tanto, se necesita una visibilidad de referencia para la misma secuencia de control.

En un experimento mental, se puede suponer que la visibilidad de referencia se conoce con precisión y escribir la decadencia exponencial a una velocidad constante. En el procedimiento real, la visibilidad de referencia también se mide o calcula con error. Si la separación de ramas cambia con el tiempo, cada parte de la trayectoria contribuye con su propia parte de pérdidas. La distancia máxima entre ramas no reemplaza el historial de movimiento. Dos experimentos que alcanzan la misma separación máxima pueden acumular pérdidas muy diferentes porque uno permaneció en ese estado y el otro se movió rápidamente a través de él. Esta diferencia debe incluirse en el modelo antes de la comparación con los datos.

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

$$-\ln \frac{V}{V_0} = \int_0^T \Gamma(d(t))dt.$$

7.1 La primera fórmula determina la visibilidad de una señal de interferencia adecuada. El segundo describe la atenuación adicional para una trayectoria de separación dada d(t), si el modelo de tiempo-velocidad local Γ es aplicable y la visibilidad de referencia V_0 está correctamente definido. Esta es una aproximación de trabajo y no una propiedad universal de todos los sistemas abiertos.

Cómo la falta de efecto se convierte en un resultado

Supongamos que el modelo predice una desaparición casi completa de la interferencia, y el instrumento observa consistentemente un contraste notable. Si se comprueban el fondo y la preparación, se pueden eliminar los parámetros relevantes del modelo. Esta es una respuesta significativa, aunque no se ha encontrado ninguna nueva partícula o fuerza. Muestra cuál no puede ser el mecanismo que estamos buscando. Pero el resultado negativo tiene una forma condicional: el rango de parámetros se excluye bajo ciertas suposiciones sobre el ruido, la distribución de masa y la dinámica del tiempo. Reemplazar tal formulación con la afirmación “no hay colapso” significa perder la mayor parte del conocimiento adquirido.

Otra forma utiliza los efectos secundarios del mecanismo propuesto. En marzo de 2026, la colaboración XENON publicó una búsqueda de emisión espontánea de rayos X en los datos de XENONnT. No se detectó ninguna señal significativa; se

establecieron nuevas restricciones en las variantes de Markov estudiadas de los modelos de localización espontánea continua (CSL) y Dieuchy-Penrose (DP). Para CSL, el límite $\lambda/r_C^2 < 3.0 \times 10^{-3}\ s^{-1}\ m^{-2}$ En el nivel de confianza 90 % fue obtenido. Esta forma del límite es aplicable para una longitud de correlación rC de no más de aproximadamente 10^{-5} m; la conclusión se refiere al ruido blanco utilizado y al modelo de radiación adoptado. No se puede transferir a un espectro arbitrario sin recálculo o declarar que es la excepción de todos los colapsos objetivos. [16]

El cálculo de la radiación también depende de la estructura interna de la sustancia. Una prepublicación de Manti et al. para germanio y xenón examinó correlaciones atómicas que cambian el espectro de baja energía de la emisión predicha. En la región 1–100 keV, una dependencia simple inversamente proporcional a la energía del fotón ya no reemplaza el cálculo de un material específico. Este es un refinamiento teórico del modelo de señal, no una detección de colapso; Para obtener un nuevo límite numérico, es necesario reprocesar los datos experimentales. [68]

Tales resultados requieren disciplina en el modelado adicional. Un hermoso ejemplo numérico con parámetros ya excluidos es aceptable como una ilustración educativa, si esto está claramente indicado. Para pronosticar un descubrimiento real, debe comenzar con áreas que sean compatibles con las restricciones actuales en la versión seleccionada del modelo. De lo contrario, la alta sensibilidad aparece en el papel solo porque el cálculo está buscando un efecto, cuya ausencia ya ha sido demostrada por otro experimento. La comprobación del área de parámetros disponible precede a las promesas de potencia de la nueva instalación.

Un experimento como comparación de explicaciones

Una prueba bien diseñada compara múltiples explicaciones de las mismas entradas. El primero incluye la dinámica cuántica convencional, el medio y el aparato. El segundo añade un cierto cambio en la dinámica fundamental. Al mismo tiempo, es útil considerar una tercera cosa: una versión más completa del fondo habitual. Si un parámetro adicional mejora la descripción, esto puede indicar que el nuevo mecanismo o el modelo original es demasiado pobre. Una parcela separada con pequeños residuos no permite elegir entre estos casos.

Por lo tanto, el programa experimental debe contener cambios en las condiciones de antemano. Una disminución de la presión pone a prueba un conjunto de supuestos, un cambio en la temperatura de otro, y una redistribución de la masa de un tercio. No todos los cambios serán convenientes, pero los cambios físicamente independientes son especialmente valiosos. Obligan a la explicación a hacer nuevas predicciones mientras mantienen los mismos parámetros fundamentales. El límite de superposición, si existe, debe aparecer consistentemente en tal sistema de comprobaciones. El siguiente capítulo especifica qué leyes se pueden aplicar a este requisito.

Compare los grados de libertad y los métodos de verificación

La tabla de plataformas experimentales solo es útil cuando las mismas palabras representan las mismas tareas de medición. La masa del modo vibratorio, la masa total de la molécula y la masa del átomo en el interferómetro se refieren a diferentes objetos de descripción. Para un modo, la masa efectiva y la amplitud coordinada son importantes; para un haz molecular, la distribución de masas y la historia de separación del centro de masa. La superposición interna del espín por sí misma no determina la diferencia en las densidades de masa espacial. Por lo tanto, cada fila de la tabla comienza con un grado de libertad, y no con un número récord de átomos.

Un conjunto publicado de mediciones MUSCLE se utiliza a continuación como una única referencia numérica - la segunda exploración de potencia de rejilla para grupos de sodio a partir del 22 de abril de 2025. La publicación se publicó en 2026; la fecha de registro de datos y la fecha del artículo indican diferentes eventos. La información de otro modo de la misma instalación no reemplaza los parámetros del conjunto seleccionado. Esta opción le permite vincular cálculos de trayectoria, procesamiento de muestras y restricciones de modelo a una sola fuente. [15, 63]

Para comparar los tipos de plataformas, basta con indicar qué prueba hacen posible. El interferómetro de haz prueba directamente la interferencia espacial de las partículas transmitidas. Un objeto mecánico levitante permite un control detallado del movimiento y el calentamiento, pero lograr el estado fundamental no es lo mismo que preparar dos ramas ampliamente separadas. El ruido mecánico correlacionado abre otro canal de observación y requiere su propia consideración de la geometría. Estas posibilidades se complementan entre sí: deben compararse en función de las predicciones de un modelo seleccionado. [20, 29]

Plataforma	Valor observado	Lo que se requiere para la prueba espacial
Interferómetro atómico	Fase y contraste del centro de movimiento de masas	Historial de separación, duración, interacciones y frecuencia de eventos
Moléculas y grupos	Distribución de partículas transmitidas y armónicos marginales	Masa, forma, velocidades, fotofísica de rejilla y pérdidas
Objeto levitante	Coordenadas vibratorias, espectro de movimiento, calefacción	Un cierto estado de movimiento; para la interferencia: preparar y reunir ramas
Sistemas mecánicos relacionados	Correlación general y diferencia	Factor de forma de masa, espaciado, respuesta mecánica y fondo común

Especificación del conjunto de mediciones seleccionado

A partir de la tabla original y la descripción del programa, la distancia entre las rejillas 0.98375 m, El período 133 nm, La velocidad media 158 m/s y su ancho gaussiano 9 m/s se toman. El centro nominal del filtro de masa es de 170 kDa. La

ponderación del espectro de masas publicado en la ventana adoptada por los autores da 168.940 kDa. Este número se refiere a una regla de selección específica en el código abierto. El centro efectivo de 172 kDa indicado en el texto principal del artículo se refiere a su descripción de la distribución; estos números no deben mezclarse silenciosamente en el mismo cálculo. Las entradas de archivo abierto se utilizan secuencialmente para replicar el Capítulo Doce. [15, 63]

Con estos parámetros, la longitud de onda de Broglie es 14.949 fm, y la longitud de onda de Talbot es 1.18327 m. El vuelo entre la primera y tercera rejillas dura 12.4525 ms. Este es el tiempo de evolución de una partícula individual dentro del interferómetro; no coincide ni con la segunda acumulación de recuentos en una posición ni con la duración total de la grabación en serie. Separar estas tres veces es necesario para calcular la decoherencia y el error estadístico.

En la descripción armónica de un interferómetro simétrico, la separación máxima característica para el primer armónico es hL/(mvd). Para las entradas seleccionadas es de 110.574 nm. El período de rejilla 133 nm sirve como una escala geométrica y no reemplaza automáticamente esta separación calculada. Este último depende de la masa y la velocidad, por lo que en el cálculo completo la señal se promedia sobre sus distribuciones. Un ejemplo monocromático es útil para comprobar la dimensionalidad; la estimación final de la macroscopía utiliza entonces el promedio publicado.

El radio 4.101 nm en la tabla se calcula para una esfera homogénea con una densidad de sodio aparente de 971 kg/m³. No es una medida independiente de la forma de cada partícula. Las presiones y temperaturas se toman de la descripción de la instalación y del suplemento al artículo. El gas en la cámara está alrededor de la temperatura ambiente, y se estima que la temperatura interna de los cúmulos es aproximadamente igual a la temperatura ambiente. 80 K; La sustitución de una temperatura por otra conduciría a una estimación diferente de dispersión y radiación. [64]

La tabla abierta contiene 95 escaneos en 41 posiciones, con un paso de 15 nm y un tiempo de registro de un segundo por posición. La cantidad es 3895 segundos, o 64.92 minutos de acumulación neta. Este valor no incluye movimiento, configuración, bombeo o autocalibraciones. Registrado 10 772 714 recuentos. La fracción relativa a las señales de referencia correspondientes sin rejillas es 0.13612. Este es el paso relativo de toda la trayectoria de medición, y no la eficiencia cuántica absoluta del detector.

La última diferencia muestra cuál debe ser la especificación completada: el número se da junto con el procedimiento para obtenerlo y los límites de interpretación. La falta de eficiencia absoluta no se puede recuperar dividiendo dos valores si ambos ya contienen pérdidas desconocidas. Para comparaciones de modo, la respuesta normalizada puede ser suficiente; se requerirán mediciones adicionales de flujo y detector para predecir el rendimiento de la nueva instalación.

$$\lambda_{\mathrm{dB}} = \frac{h}{m v}$$

$$L_T = \frac{d_g^2}{\lambda_{\mathrm{dB}}}$$

$$T_{13} = \frac{2L}{v}.$$

(7.2) d_g es el periodo de rejilla, L es la distancia entre rejillas adyacentes. Índice 13 significa el tramo desde la primera a la tercera rejilla; T_{13} = 12.4525 ms para entradas seleccionadas.

$$\Delta x_{\max}^{(1)} = \frac{hL}{m v d_g}$$

$$R = \left(\frac{3m}{4\pi\rho_m}\right)^{1/3}.$$

(7.3La primera fórmula especifica la separación característica del primer armónico; el segundo convierte la masa en radio a la densidad uniforme supuesta ρ_m. Estas son diferentes características geométricas.

Parámetro	**Significado**	**Origen**
Masa nominal	170 kDa	Ventana de masa en el archivo [63]
Masa después del pesaje	168.940 kDa	Cálculo a partir del espectro de masas publicado
La velocidad y su ancho	158 y 9 m/s	Entradas de análisis abiertas [63]
Período y distancia	133 nm; 0.98375 m	Entradas de la misma configuración [63]
Tiempo entre G_1 y G_3	12.4525 ms	2L/v
Presión de la cámara	Menos de 9×10^{-9} mbar; en el cálculo 9×10^{-9}	Descripción del modo de funcionamiento [15, 64]
Gas/cluster	300 K / alrededor de 80 K	Diferentes temperaturas físicas [64]
Tamaño de esfera	Radio 4.101 nm	Densidad 971 kg/m³ - suposición
Capacidad de grabación	3895 posiciones; 10 772 714 cuentas	Conteo directo de archivos [63]
Acumulación neta	3895 s	Suma de los tiempos de registro; no tiempo completo del experimento

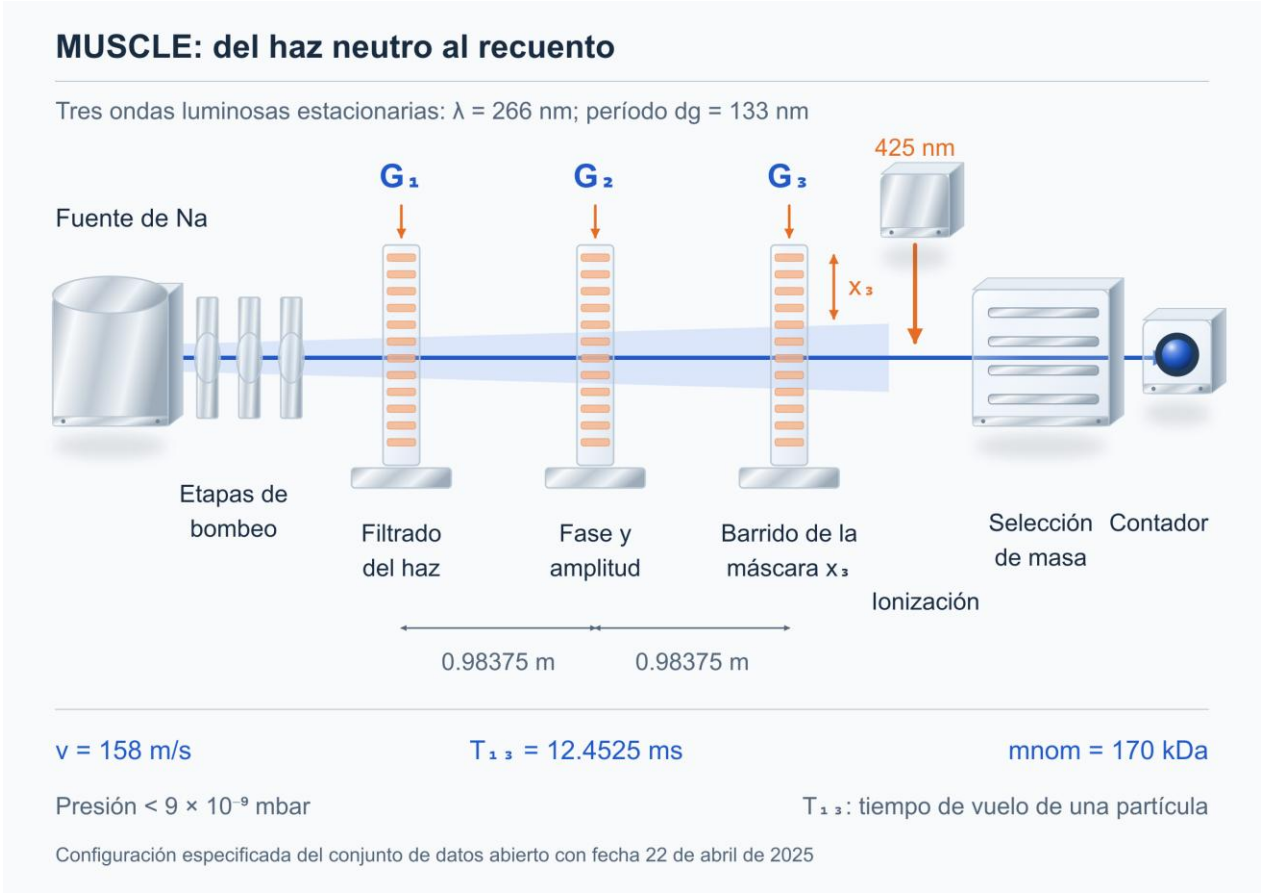


Figura 16. Trayectoria de medición del experimento con sodio: los grupos neutros pasan a través de tres ondas ultravioletas estacionarias con un período de 133 nm; después de la tercera rejilla, se realizan la ionización, la filtración en masa y el registro. El diagrama es funcional, no a escala. Los valores de especificación se refieren al conjunto publicado seleccionado; el tiempo de vuelo de una partícula difiere del tiempo de acumulación de contadores. Según los datos [63] y la descripción [15].

Mapa de restricciones con modelo explícito

Para una prueba espacial, es útil construir un límite en el plano de intensidad λ y longitud rC. Cada punto en tal mapa significa una modificación dada de la dinámica. El mismo límite de visibilidad generalmente da restricciones significativamente diferentes en diferentes longitudes: en escalas pequeñas la estructura del cuerpo es significativa, en escalas grandes hay poca discriminación de ramas cercanas. Por lo tanto, el mapa es más informativo que el número singular λ para un rC elegido arbitrariamente.

Como ejemplo transparente, tomamos un Markov CSL proporcional a la masa, una esfera homogénea con parámetros de especificación y la condición de mantener al menos el 78% del contraste de referencia. Este último valor se utiliza en el material suplementario para la comparación interferométrica. Aquí se transfiere a un ajuste monocromático claramente limitado con el primer armónico y un radio finito. La línea resultante es una estimación de sensibilidad reproducida por fórmulas, y no un nuevo límite de confianza obtenido por el procesamiento completo repetido de todas las calibraciones. [17, 64]

Para rC = 100 nm, Esta formulación proporciona λ sobre 7.51×10^{-9} s^{-1} en el límite de la condición especificada. La masa de referencia en la normalización es igual a un dalton. El número responde a la pregunta de qué intensidad daría un índice de atenuación adicional. −ln(0,78) para la trayectoria elegida. No indica que se haya detectado tal intensidad, ni establece la probabilidad de una falsa exclusión.

La misma figura muestra el enlace de ruido blanco publicado XENONnT $\lambda/rC^2 < 3.0 \times 10^{-3}$ s^{-1} m^{-2} En el nivel de confianza 90%. Su mayor rigor en este modelo no convierte la interferometría en un experimento innecesario: los canales de observación prueban diferentes manifestaciones del mecanismo y dependen de diferentes suposiciones de frecuencia. Cuando el espectro cambia, se deben recalcular las respuestas radiativas e interferométricas. Los estados estadísticos de las dos líneas son diferentes y se indican por separado. [16, 24]

Tiene sentido diseñar un protocolo futuro en un espacio modelo que aún sea compatible con las restricciones relevantes. Si un cálculo de entrenamiento utiliza un efecto más fuerte para la claridad, su amplitud sigue siendo un parámetro de simulación. Para reclamar una prueba fundamental alcanzable se requeriría un modelo general del espectro, el cuerpo, la trayectoria y todos los observables utilizados.

$$\lambda_{\max}(r_C) = \frac{-\ln R_{\min}}{K(r_C)}$$

$$R_{\mathrm{CSL}} = e^{-\lambda K(r_C)}.$$

(7.4) K(rC) se calcula integrando el núcleo de masa seleccionado a lo largo de la trayectoria. Aquí Rmin = 0.78 es una condición explícitamente aceptada para una línea ilustrativa, no un nivel independiente de significación estadística.

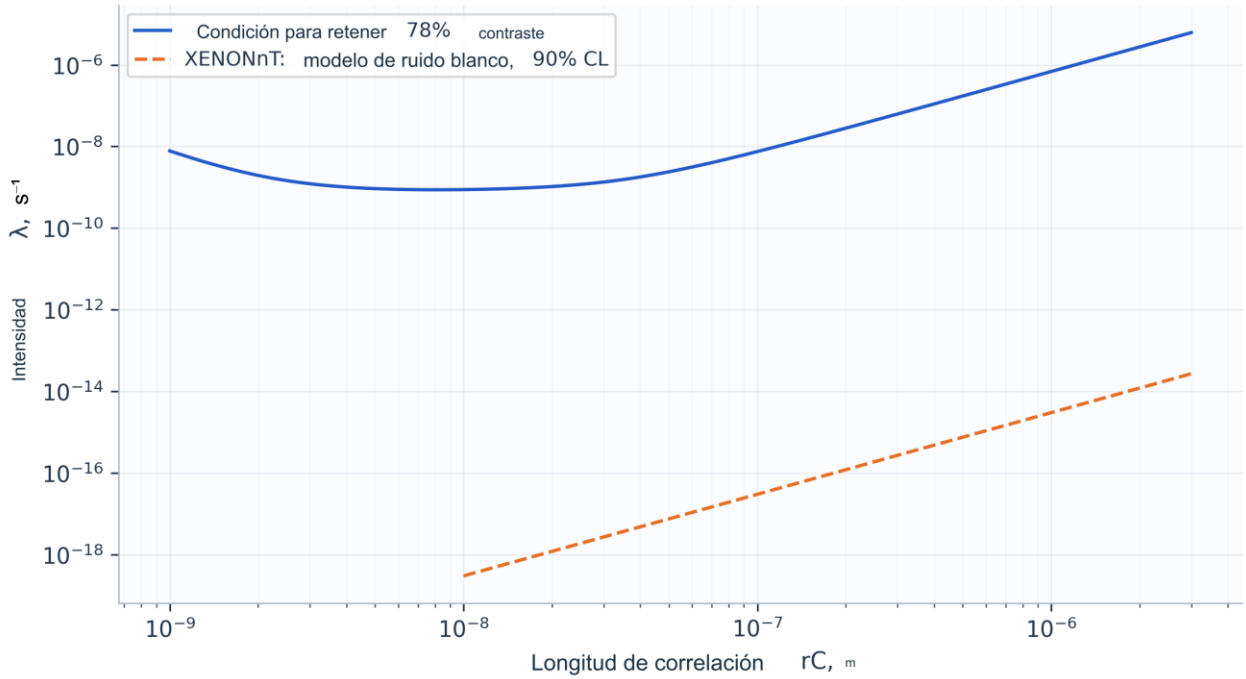


Figura 17. Línea de condición calculada R ≥ 0.78 para la geometría de especificación y límite publicado XENONnT. La primera línea es ilustrativa, la segunda tiene el nivel declarado 90% CL; ambos pertenecen al modelo de ruido blanco especificado. Estas líneas no se pueden transferir a un espectro arbitrario. [16, 64]

La comparación de plataformas se vuelve significativa cuando la masa se acompaña de geometría, tiempo y modelo de registro. El conjunto de sodio seleccionado luego pasa por la evaluación de los medios y el reanálisis de las lecturas en bruto. Esto permite que se compruebe cada paso del razonamiento y se mantenga la distinción entre la medición publicada, la calibración del modelo y la consecuencia calculada.

8 Modelos objetivos de colapso

El colapso objetivo sugiere que la reducción del conjunto de alternativas espaciales se debe a una ley física que opera independientemente de si alguien está mirando el dispositivo. Tal hipótesis se vuelve comprobable cuando especifica dinámicas y parámetros. Hablar de la elección espontánea de la posición no es suficiente: es necesario explicar qué estados se localizan, qué tan rápido sucede esto y qué sucede con la energía. Diferentes respuestas conducen a diferentes teorías, aunque en la exposición popular a menudo se agrupan bajo un solo nombre.

Qué cambios en la ley de movimiento

El desarrollo unitario ordinario transfiere el estado puro de un sistema cerrado de una forma a otra, preservando su norma y pureza. El modelo de colapso agrega una dinámica especial. A nivel de estados individuales, puede ser aleatorio y no lineal, y después de promediar, puede dar una ecuación lineal para la matriz de densidad. Estas dos descripciones responden a preguntas diferentes. El primero describe la historia putativa de una condición particular; el segundo le permite calcular frecuencias de resultados de un gran número de repeticiones. No se pueden reemplazar sin explicación.

En el trabajo de Ghirardi, Pearl y Rimini 1990, la localización espontánea continua se formuló a través de la evolución estocástica compatible con la simetría de partículas idénticas. El objetivo era preservar las predicciones microscópicas familiares y suprimir rápidamente algunas superposiciones macroscópicas. Esta es una construcción teórica original y no un mecanismo experimental establecido. Muestra una posibilidad importante para la investigación: proponer una dinámica universal que difiera de la estándar y, por lo tanto, sea comprobable. [21]

Al leer un modelo de este tipo, es útil distinguir entre tres niveles de declaraciones. La ley para la matriz de densidad determina las probabilidades de conjunto observadas. Una regla adicional para estados individuales determina el patrón esperado de eventos. Finalmente, la conexión de esta imagen con un solo resultado percibido requiere su propia argumentación. Si bien el cálculo ha demostrado la amortiguación de los elementos fuera de la diagonal, aún no ha demostrado los tres niveles a la vez. Tal precaución no invalida el modelo; ayuda a ver qué problema se resuelve realmente.

Dos parámetros de localización espacial

En la versión proporcional a la masa de CSL, es conveniente aislar la intensidad λ y la longitud r_C. La primera establece la escala de frecuencia para la masa de referencia, la segunda establece la resolución espacial del mecanismo. Si dos alternativas son casi iguales en relación con r_C, el impacto hace poco para diferenciarlas. Cuando la separación es lo suficientemente grande, la discriminabilidad se satura. Para un cuerpo compacto cuyas dimensiones son mucho

más pequeñas que r_C, la ley contiene el cuadrado de la relación de la masa corporal a la masa de referencia del nucleón. Esta forma efectiva y la conexión con la ecuación de decoherencia colisional son explícitamente discutidos por Nimmrichter et al. [17]

La fórmula de cuerpo compacto nos permite construir los primeros controles dimensionales. λ tiene la dimensión del tiempo inverso, la relación de masa es adimensional, y el argumento de la exponencial también es adimensional. Por lo tanto, Γ es efectivamente una tasa. Con la separación cero, se convierte en cero: las posiciones coincidentes no pueden distinguirse por la localización espacial. Cuando la separación es pequeña, la expansión del exponencial da el cuadrado de la distancia; cuando la separación es grande, da un límite constante. Estas propiedades son más útiles que memorizar un solo coeficiente: detectan inmediatamente muchos errores en los cálculos nuevos.

$$\Gamma_{\mathrm{CSL}}(d) = \lambda\left(\frac{m}{m_0}\right)^2\left[1 - \exp\left(-\frac{d^2}{4r_C^2}\right)\right]$$

$$R \ll r_C.$$

(8.1Aquí m es la masa de un objeto rígido compacto, m₀ es la masa de referencia seleccionada del nucleon, d es la separacion de alternativas espaciales. La fórmula se refiere a un CSL específico proporcional en masa con ruido blanco. R caracteriza el tamaño del cuerpo; para un objeto extendido, esta aproximación se reemplaza por un cálculo basado en la densidad de masa.

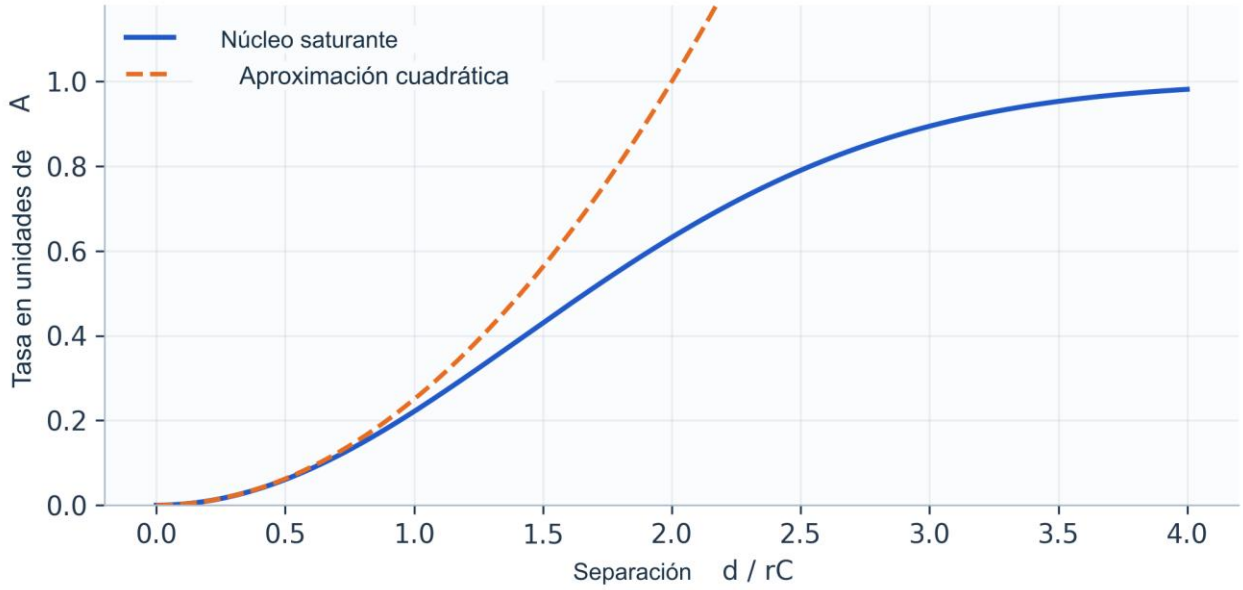


Figura 18. El modelo espacial compacto se mueve del comportamiento cuadrático a la saturación. La aproximación cuadrática solo es aplicable para d/rC pequeño.

Por qué la forma del cuerpo está incluida en la teoría

Un objeto real tiene masa distribuida en el espacio. Dos cuerpos de igual masa pueden tener el mismo centro, pero diferentes conchas, vacíos y capas internas. Si el modelo es sensible a la distribución de la materia a escala r_C, debe distinguir entre

estos casos. Un lenguaje conveniente para el cálculo es la transformada espacial de Fourier de la densidad de masa. Muestra cuánto contiene un objeto irregularidades de un tamaño dado. El peso de cada heterogeneidad se determina entonces por el núcleo de correlación del modelo. Este cálculo se denomina teniendo en cuenta el factor de forma.

La prueba de casos de borde proporciona un control simple. Como el tamaño del cuerpo tiende a cero, el factor de forma debe convertirse en masa total, y la integral debe devolver una fórmula compacta. Cuando se separan partes de un cuerpo grande, las contribuciones de su correlación mutua deberían desaparecer correctamente cuando la distancia excede la escala correspondiente. El simple hecho de multiplicar el resultado del punto por el número de átomos generalmente no reemplaza este procedimiento. El número de átomos y el cuadrado de la masa total surgen de diferentes suposiciones sobre la consistencia de las contribuciones.

Esta diferencia abre una oportunidad para el diseño de experimentos. Cambiar la geometría puede cambiar la señal bajo estudio a una masa total casi constante. Pero simultáneamente cambia los modos mecánicos, las interacciones con las superficies y la sensibilidad a los campos externos. Esto significa que la ganancia geométrica debe evaluarse junto con el fondo cambiado. Un objeto que maximiza el término de colapso formal no necesariamente proporciona la comparación más convincente con la física ordinaria.

Para verificar dicho cálculo, puede especificar explícitamente la densidad de masa y la convención de transformada de Fourier seleccionada. En la notación a continuación, el vector de onda k tiene la dimensión de longitud inversa, y la densidad convertida tiene la dimensión de masa. El peso gaussiano suprime las inhomogeneidades espaciales a una escala demasiado pequeña. El multiplicador de coseno compara las distribuciones original y desplazada. En el límite puntual, la densidad transformada es m, y la integral gaussiana ordinaria devuelve la fórmula de la sección anterior. Esta es una prueba analítica conveniente de la implementación: un error en la normalización de la integral violará inmediatamente el límite de puntos.

$$\tilde{\mu}(\mathbf{k}) = \int d^3r\, \mu(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}.$$

(8.2) μ(r) es la densidad de masa del cuerpo rígido. Transformación sin coeficiente de normalización antes de adoptar la integral; μ̃(0) = m.

$$\Gamma(\mathbf{d}) = \frac{\lambda r_C^3}{\pi^{3/2} m_0^2} \int d^3k\, e^{-r_C^2 k^2} |\tilde{\mu}(\mathbf{k})|^2 [1 - \cos(\mathbf{k}\cdot\mathbf{d})].$$

(8.3) La geometría final se habilita a través del factor de forma de masa en la convención CSL proporcional a la masa especificada. Se consideran dos copias orientadas idénticamente de un cuerpo rígido, que difieren en la transferencia d. Para la superposición de diferentes orientaciones, se requiere un cálculo más general de la diferencia en las distribuciones.



Figura 19. Tres distribuciones posibles de una masa total m: una esfera homogénea, una carcasa hueca y dos partes compactas conectadas. Las marcas de color naranja indican los centros de masa de los cuerpos completos. Los cortes revelan la estructura condicionalmente, sin implicar la eliminación de la sustancia. Las dimensiones y densidades de las estructuras pueden variar: una masa igual no requiere radios o densidades exteriores iguales. La escena ilustra la geometría, no el factor de forma calculado.

Dos historias de un conjunto

La diferencia entre la historia individual y la ley de conjunto se puede ver en un sistema de dos niveles sin integrales espaciales. Vamos. H = 0, y B es un operador autoadjunto adimensional limitado. Para números específicos, tomamos B = Z con valores propios±1. El parámetro κ es positivo y tiene la dimensión de tiempo inverso. Se comparan dos evoluciones estocásticas normalizadas.

En la primera evolución, el ruido cambia de fase de una manera unitaria. Su solución exacta en la constante B es igual a $\exp(-i\sqrt{\kappa}\ B\ W_t)|\psi_0\rangle$. En la notación estocástica, un término determinista $-\kappa B^2 dt/2$ aunque cada transformación finita es unitaria. Es necesario cuando se usa la regla de Ito: la contribución de la variación cuadrática dW^2 Es de orden dt. Sin este término, la norma cambiaría erróneamente.

En la segunda evolución, el ruido multiplica la desviación de B de su media actual.$_t$. El promedio se calcula a partir de la misma función de onda normalizada individual, por lo que la ecuación es no lineal. Este tipo de ecuación estocástica surge, en particular, para el estado causado por el registro de una medición continua ideal. La relación entre el registro, el estado condicional y la ecuación promediada se desarrolla en detalle en la literatura de medición continua. [57]

Vamos a denotar el proyector individual por $P = |\psi\rangle\langle\psi|$. Al calcular dP, debe mantener tres términos: $d|\psi\rangle\langle\psi|$, $|\psi\rangle d\langle\psi|$ y $d|\psi\rangle d\langle\psi|$. Este último contiene dW^2 y da la contribución habitual del orden de dt. Para ambas ecuaciones, la parte determinista

después de la reducción es κ(BPB−{B²,P}/2). Los términos con b_t en el segundo caso cancelar precisamente en esta parte.

Las partes estocásticas siguen siendo diferentes. En el caso unitario contienen el conmutador −i√κ[B,P]dW, en el caso condicional - √κ(BP+PB−2b_tP) DW. Al promediar sobre la medida de probabilidad física de incrementos de Wiener, su contribución promedio es igual a cero. Por lo tanto, ambas construcciones dan la misma matriz ρ con la misma ecuación lineal de movimiento.

La igualdad de dinámicas de conjunto no hace que las historias individuales sean iguales. En la primera evolución, las poblaciones de los estados propios de B no cambian. En el segundo, la entrada distingue gradualmente entre estos estados y cambia las poblaciones condicionales. La ambigüedad de la descripción estocástica bajo la única ecuación de Lindblad también aparece en los modelos de movimiento espacial considerados por Hofmann y Drossel. [28]

$$d|\psi\rangle = \left[-\frac{\kappa}{2}B^2dt - i\sqrt{\kappa}BdW\right]|\psi\rangle.$$

(8.4) Fase unitaria aleatoria en forma Ito. W es un proceso Wiener real; la expectativa matemática dW es cero.

$$d|\psi\rangle = \left[-\frac{\kappa}{2}(B-b_t)^2dt + \sqrt{\kappa}(B-b_t)dW\right]|\psi\rangle$$

$$b_t = \langle\psi|B|\psi\rangle.$$

(8.5) Evolución no lineal normalizada. En el modelo de medición continua, W describe el resto aleatorio del registro después de restar su promedio condicional, y no la lectura del instrumento en sí.

$$\dot{\rho} = \kappa\left(B\rho B - \frac{1}{2}\{B^2,\rho\}\right) = -\frac{\kappa}{2}[B,[B,\rho]].$$

(8.6) Ecuación del conjunto general de ambas construcciones. Se obtiene por la regla de producto directo Ito bajo las restricciones especificadas.

Cómo difieren las poblaciones y coincide la visibilidad

Que el estado inicial sea |+⟩ y B = Z. Con una fase unitaria aleatoria, la probabilidad de cero en cada historia sigue siendo 1/2. La fase relativa entre caminos cambia en una cantidad proporcional a W.ₜ. Promedio exp(−2i√κ W_t) sobre una cantidad gaussiana con varianza t da exp(−2κt). Por lo tanto, la visibilidad del conjunto se desvanece, aunque ninguna historia individual elige uno de los caminos.

Para la segunda evolución es conveniente seguir z = ⟨Z⟩. La aplicación directa de la ecuación estocástica da dz = 2√κ(1−z²)dW. No hay un cambio determinista en la z media. Sin embargo, las trayectorias individuales van a regiones alrededor +1 o −1, donde el coeficiente de ruido se vuelve pequeño. Esto corresponde a la población preferencial condicional de uno de los dos estados propios.

En este ejemplo, el estado propio de Z no cambia durante la medición. La distribución de grabación se puede generar sin error de muestreo de tiempo. En el tiempo adimensional τ = κt, el signo auxiliar h se elige con probabilidades 1/2;

entonces Y(τ) = 2hτ + B_τ, donde B_τ es un proceso Wiener con varianza τ. El condicional z es igual a tanh(2Y). El signo de h aquí sirve como una forma de muestrear la distribución exacta del registro de medición. No se introduce como una variable física oculta probada de un sistema cuántico.

Desde τ = 1/2, la visibilidad total del conjunto de ambas estructuras es igual a exp(−1) ≈ 0.367879. En τ = 1 es igual a exp(−2) ≈ 0.135335. En el cálculo anterior, esto se prueba por separado para 160 000 implementaciones independientes de cada tipo en cuatro veces; Las desviaciones de los medios son consistentes con su incertidumbre estadística. La figura muestra diferentes poblaciones condicionales y el pronóstico de conjunto coincidente. Representa una simulación de leyes dadas.

Observar una trayectoria condicional significa tener acceso a un registro de medición específico y aceptar un modelo de su relación con el sistema. Si se elimina la entrada, lo mismo ρ Queda. Si se dispone de un registro, la composición de las observaciones ha cambiado y es necesario comparar las estadísticas conjuntas del sistema y el registro. Por lo tanto, demostrar diferentes caminos estocásticos no es una nueva solución al problema de la medición y no prueba un colapso objetivo. Muestra qué estructura adicional falta en una ecuación de conjunto.

Para un modelo espacial, la conclusión se transfiere como requisito a la descripción: es necesario nombrar el operador de localización, la regla de evolución individual y las observaciones disponibles. El cálculo de dos niveles no reemplaza la CSL proporcional a la masa; permite verificar la transición lógica de su ley de conjunto a una declaración sobre eventos individuales.

$$dz = 2\sqrt{\kappa}(1 - z^2)dW$$

$$z(0) = 0$$

$$p_0 = \frac{1 + z}{2}.$$

(8.7) Población condicional para la medición continua Z en H = 0. En la construcción unitaria aleatoria, z es idénticamente igual a cero para el mismo estado inicial.

$$\rho(t) = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & e^{-2\kappa t} \\ e^{-2\kappa t} & 1 \end{pmatrix}$$

$$V(t) = e^{-2\kappa t}.$$

(8.8) Matriz de conjunto coincidente. Sus diagonales son constantes, y los elementos fuera de la diagonal decaen en ambos modelos.

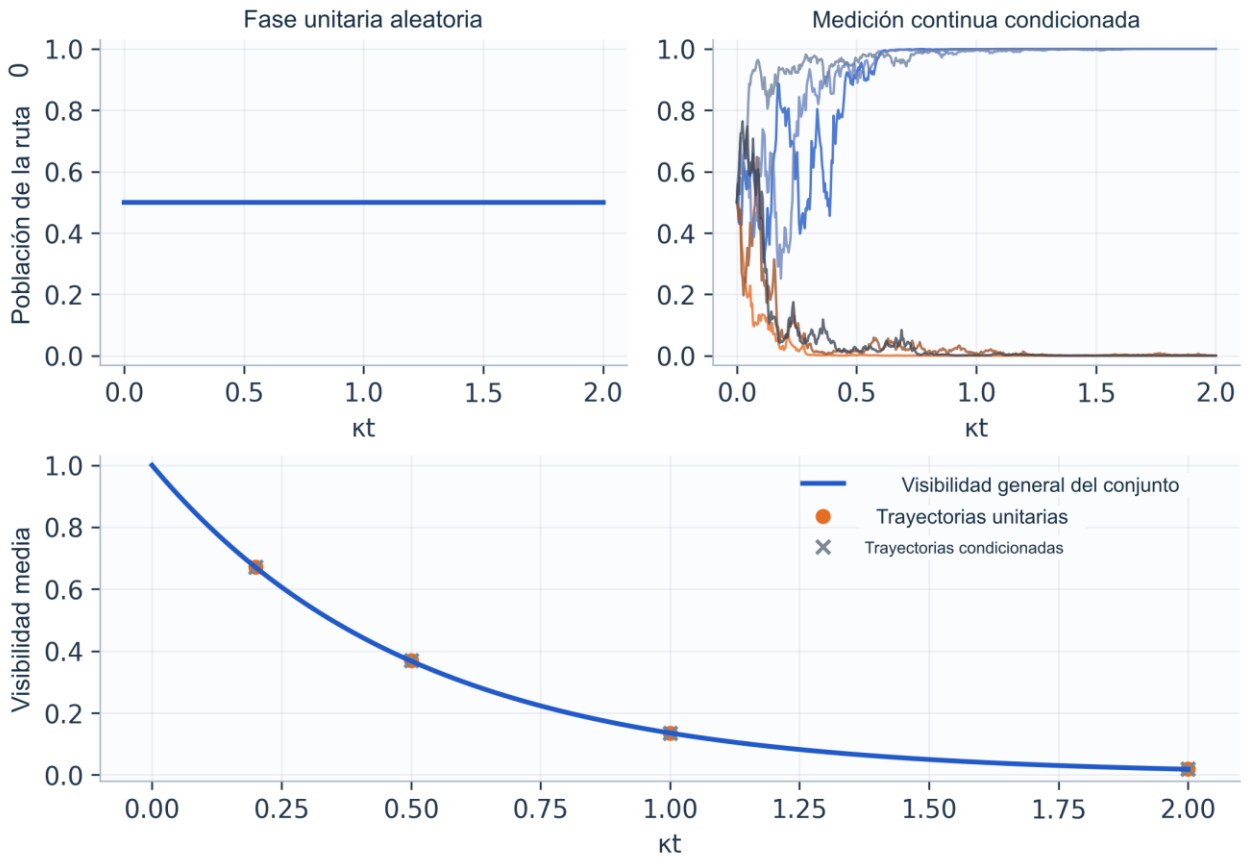


Figura 20. Diferentes descripciones individuales dan un conjunto. En el caso de una fase unitaria aleatoria, la población del camino no cambia; con la medición continua condicional cambia. El panel inferior compara la visibilidad precisa con los promedios modelados independientemente; Estos son datos del modelo.

La motivación gravitacional y sus límites

Otra forma relaciona la inestabilidad de la superposición con la diferencia entre las dos distribuciones de masa y los campos gravitacionales correspondientes. Gychychy en 1989 propuso un modelo dinámico con una medida gravitacional de las fluctuaciones de masa. Penrose en 1996 discutió una línea de razonamiento diferente: la dificultad de hacer coincidir la evolución del tiempo para las geometrías superpuestas y la escala de tiempo característica es inversamente proporcional a la energía gravitacional de la diferencia. La similitud de las evaluaciones emergentes explica el nombre combinado común, pero no hace que ambas construcciones iniciales sean completamente idénticas. [22, 23]

Si denotamos la diferencia entre dos densidades de masa por δμ, la energía newtoniana de tal diferencia viene dada por una integral espacial doble. Para densidades suaves, permite la comparación de geometrías. Al reemplazar la materia con fuentes puntuales, se requiere precaución a distancias cortas: las contribuciones de longitud de onda corta pueden volverse inciertas. Por lo tanto, el alisado u otro límite físico es parte del modelo y no un detalle técnico inofensivo. Cambiar esta suposición puede cambiar las predicciones y restricciones de calentamiento.

Estimar el tiempo a través de la energía no reemplaza la ley completa. No dice automáticamente qué historia estocástica se realiza, cómo se actualizan las probabilidades o cómo se construye una versión relativista consistente. El texto de investigación debe indicar si solo se utiliza la estimación de escala o una dinámica específica regularizada. De lo contrario, una fórmula imperceptiblemente comienza a representar varias hipótesis divergentes.

$$E_G = \frac{G}{2}\int d^3r\, d^3r' \frac{\delta\mu(\mathbf{r})\delta\mu(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}$$

$$\tau \sim \frac{\hbar}{E_G}.$$

(8.9) Esta notación expresa la estimación newtoniana común para una diferencia de densidad de masa suave o explícitamente regularizada. Las convenciones numéricas y el suavizado deben especificarse por separado. La relación $\tau \sim \hbar/E_G$ tiene el estado de una estimación modelo, y no un tiempo de colapso universal establecido experimentalmente.

Ruido blanco y memoria

El ruido blanco es una idealización en la que las correlaciones a lo largo del tiempo son extremadamente cortas y la densidad espectral permanece constante en el rango de frecuencias bajo consideración. Esto hace que las ecuaciones sean más simples, pero expande el contenido de la hipótesis: la misma ley en realidad relaciona frecuencias muy diferentes. Si el efecto tiene un tiempo de memoria, su parte de alta frecuencia puede debilitarse. Entonces, la limitación obtenida para un tipo de radiación no se transfiere automáticamente al movimiento mecánico a frecuencias significativamente más bajas.

Carlesso, Ferialdi y Bassi examinaron cómo las pruebas de no interferencia de los modelos de colapso dependen del espectro de ruido coloreado. Su trabajo demuestra la necesidad de especificar explícitamente supuestos espectrales cuando se comparan las restricciones.[24] No se deduce de esto que la complicación arbitraria hace que el modelo esté protegido de la verificación. Cada característica o escala adicional debe estar limitada por los datos. Si el espectro puede reorganizarse libremente después de cada experimento, la hipótesis pierde gradualmente su previsibilidad.

Para un primer programa de investigación, es razonable seleccionar una pequeña familia de espectros con un número limitado de parámetros y probar la robustez de la inferencia a familias alternativas. La restricción resultante ya será una declaración universal, pero puede ser verificada y reproducida. El siguiente paso es construir un modelo igualmente explícito del entorno. No se puede exigir precisión a una nueva ley propuesta y al mismo tiempo describir las fuentes habituales de pérdida con la vaga palabra “ruido”.

9 El medio ambiente como modelo físico

Al buscar nuevas dinámicas, es fácil convertir el entorno en una categoría residual: todo lo que le impide ver el efecto deseado se llama ruido. Esto no es suficiente para el experimento fundamental. El gas, los fotones térmicos, los campos eléctricos y la inestabilidad de control operan de acuerdo con diferentes leyes. Dependen de diferentes parámetros y dejan diferentes registros. Comprender estas diferencias nos permite no solo reducir la interferencia, sino también construir controles para los cambios donde las explicaciones divergen. Aquí es donde el problema abstracto sobre los límites del mundo cuántico se convierte en trabajo de investigación concreto.

Pérdida de partículas separada y pérdida de coherencia

Deje que el número de partículas registradas disminuya después de cambiar el ajuste. Esto no significa que las partículas restantes hayan perdido la consistencia mutua de las alternativas espaciales. Parte del flujo podría escapar del detector, colisionar con una pared o cambiar la carga. Con un ajuste diferente, el número de partículas puede ser casi el mismo, pero la interferencia se debilitará debido al desplazamiento de fase aleatorio. La tercera posibilidad es que la distribución de velocidad se ha expandido y ya no coinciden diferentes patrones de interferencia cuando se promedia. Estos casos requieren diferentes correcciones y producen diferentes predicciones de prueba.

Por lo tanto, es útil modelar todo el proceso de registro: preparación, finalización, supervivencia y lectura final. Si el análisis utiliza solo partículas que llegan a completarse, la selección también se convierte en parte del modelo físico. Por ejemplo, el impacto puede eliminar algunas velocidades o dimensiones más fuertemente. El conjunto restante ya no representa la distribución original. El ajuste de una visibilidad general puede atribuir el colapso a un cambio en la composición de la muestra. Esta no es una sutileza lógica rara, sino una consecuencia general de la estadística condicional: el resultado depende de qué eventos estén incluidos en el denominador.

En un modelo computacional, es conveniente probar tal diferencia en datos artificiales. Primero, obviamente se especifican la física ordinaria y un mecanismo de pérdida conocido. A continuación, estos datos se procesan utilizando un procedimiento simplificado. Si el procedimiento devuelve de forma fiable un parámetro fundamental distinto de cero, se ha detectado un problema de análisis. Debe corregirse y no explicarse por un efecto falso con una nueva teoría. Tal prueba es especialmente útil antes de recibir datos reales, cuando las expectativas aún no están vinculadas a un cronograma específico.

Colisión como transferencia de información

Una molécula de gas puede llevar información sobre la posición de un objeto a través del estado posterior a la dispersión. Para un observador que no registra el gas circundante, esto aparecerá como una disminución en la coherencia espacial. En

2003, Hornberger et al midieron el debilitamiento de la interferencia de fullereno con el aumento de la presión del gas residual y correlacionaron cuantitativamente la observación con la decoherencia de colisión. Por lo tanto, el entorno actuó como un participante físico controlado en el experimento, y no una explicación arbitraria del resultado inconveniente. [26]

Si la transferencia de momento en una colisión es aleatoria, las dos alternativas espaciales adquieren fases relativas diferentes. La diferencia depende del producto del momento y la separación. Una separación muy pequeña apenas se resuelve por ese evento; una gran separación puede resolverse casi por completo. Este razonamiento ya muestra que la decoherencia ambiental no necesita crecer cuadráticamente a cada distancia. La ley cuadrática es a menudo sólo el primer término de una expansión en torno a posiciones coincidentes.

El resultado global para una secuencia de choques aleatorios independientes se expresa a través de la función de distribución característica del impulso transmitido. En tal registro, la saturación de la velocidad espacial ocurre naturalmente, sin cambiar la mecánica cuántica. Este formalismo se desarrolla en detalle en el trabajo de Vacchini sobre colisiones y procesos de Lévy.[18] La conclusión es significativa para el problema de investigación: la forma de la curva de pérdida de visibilidad en sí misma no asigna un origen fundamental al impacto. Usted necesita saber qué formas permite el entorno medido.

Objeto caliente en una cámara fría

La temperatura de la pared, la temperatura del gas y la temperatura interna de las partículas son diferentes cantidades. Incluso si la cámara está fría y bien evacuada, la partícula puede almacenar energía interna y emitir fotones. La radiación cambia el estado del medio, y la disponibilidad de información de posición depende, en particular, de la longitud de onda. No se puede reemplazar todo este proceso con una temperatura tomada del sensor más cercano. El modelo debe indicar exactamente qué temperatura se está midiendo y cómo se relaciona con el estado del objeto volador.

Hackermllerller et al. en 2004 Demostró la pérdida de interferencia de C_{70} moléculas por radiación térmica. Este es un ejemplo experimental de cómo el estado interno de un objeto complejo afecta la coherencia espacial observada.[25] Para el nuevo protocolo, un requisito práctico sigue: un cambio en la potencia de preparación o tiempo de vuelo debe ser comprobado no sólo como un cambio en la trayectoria espacial, sino también como un posible cambio en la historia térmica.

Las conexiones ocultas entre las perillas de control son especialmente peligrosas. Aumentar la distancia entre ramas puede requerir un pulso óptico más fuerte. Este pulso puede calentar la partícula, y el calentamiento puede cambiar la emisión y el contraste. La pérdida frente a la distancia aparecerá en los datos, aunque la causa inmediata está relacionada con la preparación. Una secuencia adicional ayuda a romper esta ambigüedad, que cambia la energía invertida mientras mantiene la trayectoria, o la trayectoria con energía comparable. La posibilidad de tal control debe aclararse en la etapa de diseño.

Inestabilidad de fase y recuperación limitada

La fase aleatoria puede hacer que el patrón de interferencia promedio sea casi plano. En este caso, un disparador individual puede permanecer bien definido si está disponible un registro del campo perturbador. El procesamiento condicional teniendo en cuenta este registro a veces restaura el contraste. El objetivo de la restauración no es deshacer un evento fundamental que ya ha tenido lugar, sino cambiar la información disponible sobre la dinámica habitual. Sin embargo, este éxito se refiere a la fuente registrada y no prueba que toda la pérdida de coherencia en la instalación sea de la misma naturaleza.

Y la conclusión opuesta es falsa: el fracaso de la restauración aún no prueba un colapso objetivo. La grabación puede no ser lo suficientemente precisa, los pulsos de control pueden ser demasiado lentos o el medio puede contener grados de libertad inaccesibles. Por lo tanto, una declaración sobre la capacidad de restauración siempre va acompañada de una descripción de las acciones permitidas y su exactitud. La posibilidad teórica de invertir completamente la dinámica de circuito cerrado y la capacidad práctica de un laboratorio para realizar esta inversión son preguntas diferentes.

La precisión del lenguaje es especialmente importante cuando se modelan trayectorias individuales. Diferentes representaciones estocásticas de la misma ecuación de conjunto pueden pintar historias completamente diferentes de la función de onda. Hofmann y Drossel mostraron esto con una partícula modelo en un potencial ruidoso: la misma pérdida de coherencia de fase no proporcionó la misma localización en diferentes representaciones. [28] Por lo tanto, la animación de un paquete de contracción no es una prueba experimental independiente de colapso.



Figura 21. Una cámara transparente generalizada conecta fuentes físicas de pérdidas con partes de la trayectoria de medición. La dispersión de gas, la radiación térmica, la perturbación de fase y el alejamiento del área de registro se muestran por separado. Las temperaturas de la partícula, el gas y las paredes difieren. Una colisión no necesariamente elimina la partícula de la muestra. El color de las ondas fotónicas convencionales no determina su longitud de onda. La escena no es una reconstrucción de MUSCLE y no establece un presupuesto cuantitativo.

¿Cómo puede un fondo obtener el derecho a ser llamado verificado?

No se requiere un modelo de fondo validado para enumerar todas las posibles influencias en el universo. Debe definir claramente el área en la que se miden sus parámetros y proporcionar respuestas correctas a los cambios de control previstos. La afirmación “el gas residual es insignificante” solo es útil junto con la presión, la composición, las incertidumbres y el cálculo de la contribución correspondiente. Asimismo, la ausencia de deriva visible en una grabación corta no establece su ausencia durante un conjunto de datos largo. El modelo se vuelve más confiable al verificar sus predicciones, en lugar de aumentar la lista de términos.

Para un análisis posterior, es útil separar los parámetros en varios roles sin convertir estos roles en entidades físicas. Algunos definen la ley bajo estudio, otros caracterizan el medio ambiente y otros describen el registro. Todos pueden ser inciertos, pero no todos deben encajar libremente en una curva. Algunos parámetros se determinan por mediciones individuales. Para los restantes, se establecen rangos aceptables y se comprueba cómo cambia la salida cuando se expanden. Si la conclusión desaparece después de un pequeño ajuste razonable a el fondo, debe considerarse frágil.

Finalmente, el resto después de restar el fondo es también el resultado de un cálculo con un error. Puede ser negativo, correlacionarse entre ajustes o depender del método de procesamiento seleccionado. No se puede tratar primero el fondo como una cantidad exacta y luego tratar el resto como una observación directa de una nueva fuerza. La forma correcta es transferir la incertidumbre de todos los componentes esenciales a la comparación final. El siguiente capítulo muestra cómo una combinación especialmente seleccionada de mediciones puede simplificar esta tarea y dónde terminan sus capacidades.

Presupuesto de gas en cifras

Para la configuración especificada en el séptimo capítulo, la contribución de gas se puede calcular utilizando la estimación de dispersión en el suplemento al trabajo de Pedalino y sus colegas. Expresa la tasa de decoherencia completa en una colisión distinguible en términos de presión, temperatura, velocidad más probable de la molécula y el coeficiente de interacción de van der Waals. C_6. La composición del gas residual en esta estimación es una suposición modelo: los autores declaran explícitamente que la cámara del interferómetro carecía de un analizador de composición calibrado. [64]

Se utiliza una mezcla con presiones parciales: 4.6×10^{-9} mbar para el agua, 1.4×10^{-9} mbar para el helio y 3.0×10^{-9} mbar para el hidrógeno. La suma es igual a la estimación de la presión de trabajo superior 9×10^{-9} mbar aceptado para el cálculo. Los C_6 Los coeficientes se calculan en la aproximación de Slater-Kirkwood usando las polarizabilidades estáticas dadas en la fuente.: 9.4 Å³ por átomo de sodio, 1.5 Å³ para el agua, 0.2 Å³ El helio y 0.8 Å³ para el hidrógeno. Los números electrónicos en esta estimación también son fijados por la fuente.

Con una masa de 168.940 kDa y un tiempo de vuelo de 12.4525 ms, el cálculo da las tasas de 8.339 s⁻¹, 1.804 s⁻¹ y 7.979 s⁻¹, respectivamente. Su suma es igual a 18.122 s⁻¹, El multiplicador de preservación del contraste es 0.79798. La cercanía a la estimación alrededor 0.79 del material suplementario sirve como una comprobación de unidades y escala. La diferencia en los últimos porcentajes no debe interpretarse como un nuevo efecto: la masa, la velocidad y la composición en tal cálculo se dan con suposiciones físicas mucho más significativas.

Las tasas se suman porque aquí se adoptan canales de dispersión de Poisson independientes. Los multiplicadores de visibilidad, por otro lado, se multiplican. Esta es la misma ley en dos representaciones: el logaritmo del producto convierte cada mecanismo en una contribución separada. Esta representación es conveniente para el presupuesto, ya que muestra qué parámetro cambia más la pérdida final.

El hidrógeno a una presión parcial más baja hace una contribución comparable al agua: no solo la densidad del gas es importante, sino también la velocidad de las moléculas. Por lo tanto, no se puede concluir a partir de una lectura del medidor de vacío que se conoce la corrección de gas. Es necesario conocer la composición y el límite de aplicabilidad del modelo de dispersión adoptado. Esto último supone que las partículas en colisión permanecen en el ángulo de detección; si el detector las elimina, la selección del conjunto cambia conjuntamente.

$$\Gamma_g \simeq \frac{8 p_g}{k_B T_g}\left(\frac{C_6^2 v_g^3}{\hbar^2}\right)^{1/5}$$

$$R_g = \exp\!\left[-T_{13}\sum_g \Gamma_g\right].$$

(9.1) La estimación se aplica bajo los prerrequisitos para la dispersión a largo plazo especificados en la fuente. Al sustituir, la presión se convierte en pascales: 1 mbar = 100 Pa. T_{13} es el tiempo total desde la primera a la tercera rejilla.

Componente	Presión parcial, mbar	Γ, s⁻¹	Multiplicador R
H₂O	4,6 × 10⁻⁹	8.339	0.90137
He	1,4 × 10⁻⁹	1.804	0.97778
H₂	3,0 × 10⁻⁹	7.979	0.90541
Suma/producto	9,0 × 10⁻⁹	18.122	0.79798

Las presiones parciales son un modelo de composición publicado, no tres mediciones independientes de un conjunto dado. Los resultados se volvieron a calcular en base a las entradas de especificación.

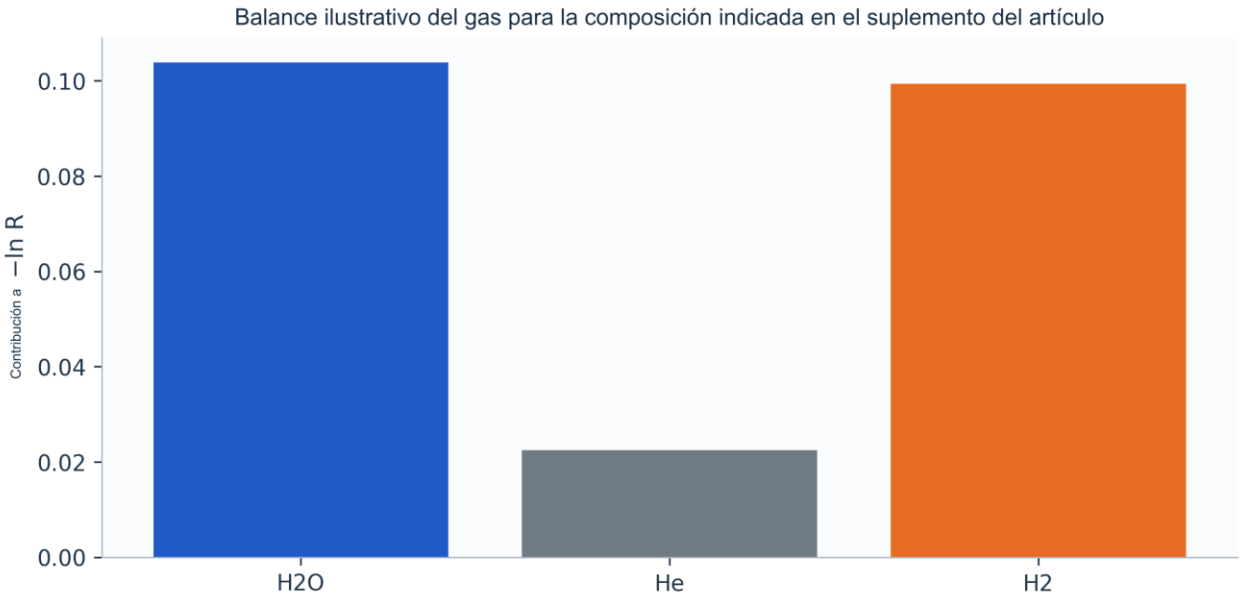


Figura 22. Contribución de los componentes del modelo de gas residual seleccionado al índice de pérdida de contraste. Composición tomada de material suplementario pero no medida independientemente en este kit. El cálculo se repitió de acuerdo con los parámetros de especificación. [64]

La incertidumbre de la composición cambia de conclusión

Para evaluar el papel de una composición desconocida, se puede dejar la presión total sin cambios y considerar variaciones extremas dentro del mismo conjunto de sustancias. Si toda la presión se atribuye al helio, obtenemos Rg = 0.86550; para el agua - 0.81615; para el hidrógeno - 0.74223. Estos bordes no indican que la cámara esté realmente llena de gas puro. Muestran el rango permitido por el propio modelo sin información adicional sobre las proporciones de los componentes.

Este cambio es mucho mayor que el pequeño resto que nos gustaría atribuir a la dinámica fundamental. La condición de observación 78% de visibilidad de referencia es compatible con algunas composiciones de gas convencionales. Si la mezcla nominal se considera precisa, entonces después de dividirla queda un factor de aproximadamente 0.97747. Con una composición permisible diferente, este resto puede disminuir, desaparecer o cambiar el signo en la representación logarítmica. Una corrección distinta de cero después de restar un solo fondo aún no define un nuevo mecanismo.

Es conveniente transferir la sistemática al análisis a través de los parámetros de las presiones parciales con un límite en su suma. Luego, un experimento separado sobre la composición o el cambio de presión realmente reduce las muchas explicaciones. Sustituir una única composición conveniente con cero errores aumenta artificialmente la precisión del parámetro fundamental. Para un nuevo experimento, la prioridad puede ser calibrar la composición de gas en lugar de una hora adicional de recolección de las mismas muestras de interferencia.

Incluso con una composición fija, las incertidumbres permanecen en la polarizabilidad y aplicabilidad de la sección transversal. En el modelo anterior, Γ es

proporcional a $pC_6^{2/5}T_g^{-7/10}$ si la velocidad del gas se expresa en términos de su temperatura. Por lo tanto, se transfieren pequeños cambios relativos con diferentes coeficientes. Esto le permite decidir de antemano qué parámetro auxiliar debe medirse con mayor precisión, sin asignar la misma importancia a todas las entradas.

$$\frac{\delta \Gamma}{\Gamma} \simeq \frac{\delta p}{p} + \frac{2}{5}\frac{\delta C_6}{C_6} - \frac{7}{10}\frac{\delta T_g}{T_g}.$$

(9.2) La sensibilidad lineal se refiere a un componente de gas y $v_g \propto \sqrt{T_g}$. Esta es una transferencia de pequeños cambios, no una fórmula para agregar errores estándar independientes: este último requiere una matriz de covarianza.

La fase requiere las covarianzas de tres rejillas

El desplazamiento de las bandas está determinado por una combinación de movimientos de la primera, segunda y tercera rejillas. El movimiento total de toda la estructura no es equivalente a tres vibraciones independientes. Para desplazamientos gaussianos, es conveniente introducir el desplazamiento efectivo Xeff = δx₁ − 2δx₂ + δx₃. A continuación, el contraste se establece por la dispersión de esta combinación particular, y no por la lectura promedio de un acelerómetro.

Si los tres movimientos son independientes y tienen la misma varianza σx², la varianza Xeff es igual a 6σx². Con un desplazamiento sincrónico completamente común, la combinación se convierte en cero. La instalación real se encuentra entre tales límites, y sus correlaciones de frecuencia son importantes. El coeficiente numérico frente a σx² no puede transferirse de un modelo mecánico a otro sin verificar la definición de amplitud y correlaciones cruzadas.

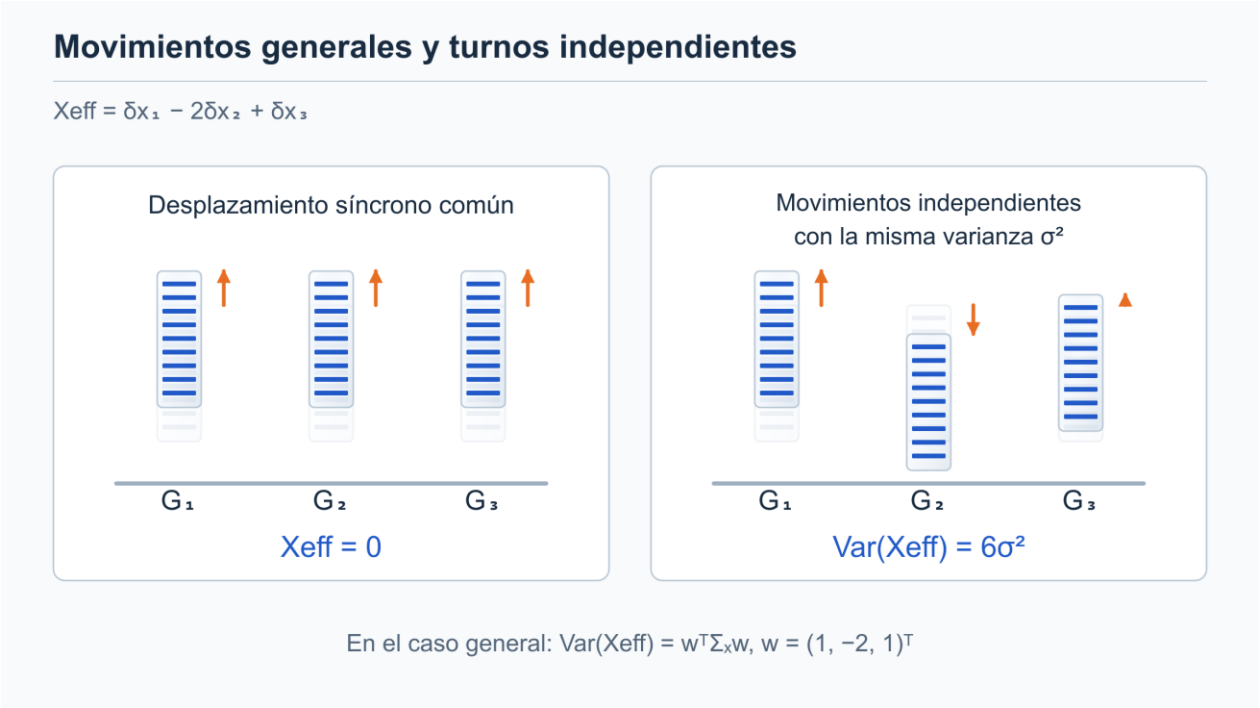


Figura 23. El desplazamiento efectivo de las tres rejillas es igual a Xeff = δx₁ − 2δx₂ + δx₃. Se reducen los movimientos efectivos iguales; tres movimientos independientes de la misma dispersión σ² dar Var(Xeff) = 6σ². En el caso general, una matriz de covarianza Σₓ es necesario. Los desplazamientos deben compararse con los momentos de interacción de la partícula voladora; El soporte mecánico general por sí solo no garantiza la compensación de vibraciones aleatorias. Se muestran los límites del modelo, no las amplitudes medidas.

Para obtener la relación de visibilidad 0.78 promediando la fase sola, una desviación estándar Xef de aproximadamente 14.922 nm es necesario. En el caso particular de tres desplazamientos iguales independientes, esto corresponde a σx sobre 6.092 nm para cada uno de ellos. Si primero asumimos el factor de gas nominal 0.79798, a σeff de aproximadamente 4.519 nm es suficiente para la proporción restante 0.97747. Estos números son niveles de ruido equivalentes calculados a partir de la pérdida seleccionada; no son el resultado de mediciones de vibración.

Por lo tanto, dos explicaciones para una disminución en el contraste no pueden multiplicarse completamente y llamarse presupuesto total. Si el gas ya representa casi toda la pérdida, la amplitud de fase adicional debe estimarse junto con él. De lo contrario, la misma pérdida se cuenta dos veces. En un modelo válido, la intensidad del gas y la dispersión de fase están limitadas por controles independientes, y la incertidumbre restante se transfiere a la probabilidad general de los datos.

La estimación de aproximadamente 7 nm dado en el suplemento al artículo corresponde al coeficiente $8\pi^2$ en el índice de atenuación; para la independencia de las tres redes asumidas explícitamente aquí, el coeficiente es igual a $12\pi^2$ y el resultado es 6.09 nm. La igualdad de los sesgos cuadrados medios por sí sola no es suficiente para identificar modelos: se requiere covarianza. No se atribuye ninguna correlación específica no especificada a los autores de la fuente aquí. [64]

$$\delta\phi = \frac{2\pi}{d_g}\mathbf{w}^T\delta\mathbf{x}$$

$$\mathbf{w} = (1,-2,1)^T.$$

(9.3) El peso de la segunda cuadrícula difiere de los pesos de la primera y tercera. El desplazamiento global se cancela porque la suma de las ponderaciones es cero.

$$R_\phi = \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{2\pi}{d_g}\right)^2\mathbf{w}^T\Sigma_x\mathbf{w}\right].$$

(9.4) Σ_x es la matriz de covarianza de desplazamientos de rejilla promediados de acuerdo con el tiempo de vuelo. La fórmula asume una fase aleatoria gaussiana e incluye correlaciones cruzadas.

Calor y registro en una trayectoria de medición

Para la temperatura interna de los grupos de sodio alrededor de 80 K, los autores estiman la radiación térmica como una fuente insignificante de pérdida de contraste; Una conclusión similar se hizo para la dispersión de Rayleigh en las rejillas y la evaporación de los átomos. En el presupuesto nominal, por lo tanto, el multiplicador térmico R = 1 es adoptado. Este es el uso de una estimación física publicada y no un límite superior medido independientemente. Cuando se calienta otra partícula, la cadena debe ser recalculada a partir de su respuesta óptica dependiente de la frecuencia. [64]

La temperatura no debe sustituirse en la ley ideal del cuerpo negro sin verificar el modelo óptico. Una partícula con un radio de unos pocos nanómetros es mucho más pequeña que las longitudes de onda térmicas características, y su absorción y emisión están determinadas por el material y la geometría. El área geométrica por sí misma no define el espectro. Por lo tanto, la fiabilidad del presupuesto térmico se basa en el modelo de la interacción de la luz con el objeto seleccionado, y no en la presencia de un termómetro numérico en la tabla.

El registro añade otro mecanismo para reducir la visibilidad observada. Si se añade un fondo oscuro constante D a una onda sinusoidal con el nivel medio S, la amplitud de las franjas sigue siendo la misma, pero el nivel medio se convierte en S + D. La visibilidad medida se multiplica por S/(S+D). Si el fondo ya se ha restado, esta corrección no se puede volver a aplicar.

La frecuencia de muestreo promedio en el archivo seleccionado es 2765.78 s^{-1}. El artículo indica el rango de cuentas oscuras electrónicas 15–100 s^{-1}. Si tal contribución constante no sustraída estuviera presente en esta frecuencia promedio, el multiplicador de visibilidad correspondiente estaría entre 0.99458 y 0.96384. Este es un cálculo de sensibilidad al procesamiento de fondo. El propio archivo abierto no proporciona motivos para considerar automáticamente cada una de estas enmiendas implementadas en cada punto. [15]

En contraste con un fondo oscuro constante, una pérdida uniforme de la proporción de partículas útiles con una composición constante reduce el número de

eventos, pero no necesariamente la visibilidad. Su precio se manifiesta a través del error estadístico y la duración de la acumulación. Si las pérdidas dependen de la velocidad, masa o posición, también cambian la distribución promediada. Estos casos requieren diferentes coeficientes en el modelo de respuesta y no deben combinarse en un parámetro de rendimiento sin nombre.

$$V_{\text{recorded}} = V_{\text{signal}} \frac{S}{S + D}.$$

(9.5) La fórmula describe la adición de un fondo D constante no interferente a la señal media útil S. No describe todos los tipos de pérdidas y no se vuelve a aplicar después de que el mismo fondo se haya restado correctamente.

Elemento de presupuesto	Referencia numérica	Estado
Gas residual	R = 0,79798	Cálculo para la composición del modelo especificado
Composición a la misma presión	R de 0.74223 a 0.86550	Variantes extremas de una mezcla de tres gases
Gravedad y rotación	R > 0,99	Calificación de los autores para instalación nivelada [64]
Radiación térmica	Nominalmente R = 1	Estimación publicada a unos 80 K; unidad exacta no medida
Promedio de fase	σeff = 4.519 nm después del gas nominal	Ruido equivalente para la relación 0.78, no nueva calibración
Cuentas oscuras	Multiplicador 0.96384–0.99458	Cálculo condicional si no se resta el fondo especificado
Acumulación	3895 s; 10.773 millones de registros	Datos de archivo medidos; reconstrucciones no incluidas

¿Qué control reduce la incertidumbre?

El presupuesto elaborado le permite formular una solución específica para la siguiente medición. En el modelo de gas aceptado, una fracción desconocida de hidrógeno cambia el contraste en una cantidad comparable a la totalidad del residuo considerado. Por lo tanto, el control de la composición y la dependencia de la presión prueba directamente una de las principales explicaciones. Las exploraciones de interferencia adicionales en modo constante reducen el error aleatorio, pero no eliminan esta degeneración física.

Para la mecánica, es útil registrar la combinación de movimiento sensible a la fase, o una calibración equivalente de la transmisión de vibración a la banda. La señal baja de un acelerómetro individual no determina todas las correlaciones de las tres rejillas. Las series oscuras y el control de la selección de masas son útiles para el

registro; deben llevarse a cabo en condiciones comparables a la grabación principal. Para el calor, la prueba debe cambiar el estado interno de un objeto con una geometría conocida y una respuesta óptica controlada.

Estas acciones no proporcionan una lista abstracta de precauciones, sino una secuencia de medición. Primero, se fija el residuo de interés, luego se encuentran los parámetros que pueden absorberlo, después de lo cual se selecciona un control independiente de estos parámetros. En el Capítulo Diecinueve, la misma lógica se expresará en términos de la probabilidad conjunta de eventos iniciales y se probará en conjuntos de datos artificiales.

El presupuesto calculado muestra tanto la magnitud de las pérdidas como el límite de conocimiento sobre su composición. Para el conjunto de sodio seleccionado, el gas ordinario ya da una disminución en contraste de la escala deseada, y una pequeña fase o corrección de registro cambia notablemente el resto. Por lo tanto, los análisis estadísticos posteriores deben incluir calibraciones mientras se mantiene la distinción entre la cantidad medida, el mecanismo estimado y el contrafactual.

10 Tres medidas y los límites de su significado

Para el primer cálculo, es útil elegir un problema que se pueda resolver antes de la gran simulación. Supongamos que desea comprobar si la pérdida dependiente de la separación de ramas contiene una curvatura que falta en el modelo de fondo simple. Esta tarea es mucho más estrecha que probar el colapso objetivo, pero permite demostrar con precisión el efecto del método. Ni la fórmula de localización espacial ni las diferencias entre los valores vecinos son un nuevo descubrimiento. El valor del ejemplo es su transparencia: muestra qué suposiciones se están haciendo, qué se destruye por la combinación de mediciones y qué alternativas quedan.

Modelo de trabajo y significado de cada término

Se considera una sección experimental idealizada, en la que las ramas se mantienen a una distancia constante durante la misma cantidad de tiempo. El dispositivo estima la tasa adicional de pérdida de visibilidad después de tener en cuenta el contraste de referencia. En un cierto rango de distancias distinto de cero, el fondo se aproxima por la suma de las partes constante y cuadrática. A ello se añade la característica de dependencia saturable del CSL compacto proporcional a la masa. La intensidad de este término se denota por A. Dicha notación especifica la tarea de distinguir entre dos formas funcionales, y no la ley completa de la instalación.

La parte constante tiene un significado empírico local. Por ejemplo, algunos procesos de fondo ya pueden estar saturados en todas las distancias bajo estudio. Es imposible continuar tal aproximación a posiciones exactamente coincidentes sin verificar: la tasa física de decoherencia espacial pura debería desaparecer con separación cero. De manera similar, se supone que el coeficiente de la parte cuadrática es común para las tres configuraciones. Si cambiar la trayectoria cambia simultáneamente la temperatura o la carga, esta suposición puede ser violada.

$$\Gamma(d) = b_0 + b_2 d^2 + A\left[1 - e^{-d^2/(4r_C^2)}\right]$$

$$A = \lambda\left(\frac{m}{m_0}\right)^2.$$

(10.1) b_0 y b_2 describir el fondo en el rango seleccionado; A y r_C especifique el término saturable añadido. Se utiliza el límite de CSL compacto descrito en el capítulo 8. El registro no afirma que todo el entorno tenga una apariencia tan simple.

Las distancias se seleccionan por sus cuadrados

La diferencia habitual entre dos mediciones elimina el fondo constante, pero conserva el cuadrático. Para eliminar ambos, es conveniente elegir tres distancias para que sus cuadrados formen una progresión aritmética. Para hacer esto, toma d_0, $\sqrt{2}\, d_0$ y $\sqrt{3}\, d_0$. Luego se suman el primer y tercer valores de tasa, y se restan dos veces el segundo. Cualquier línea recta en la variable d^2 desaparece. El método no

conoce el origen de esta línea recta: destruye la forma correspondiente de la misma manera para la corrección del hardware y el impacto físico.

Sustituir el término saturado da una expresión corta. Es negativo a intensidad positiva y distancia finita distinta de cero. Con una separación muy pequeña, la dependencia saturable es en sí misma casi cuadrática, por lo que la combinación también la suprime. Con una separación extremadamente grande, los tres valores casi se saturan y la combinación desaparece nuevamente. El mayor contraste absoluto se produce entre estos límites. Esta es la razón geométrica de lo óptimo; es comprensible antes de la diferenciación.

Después de reemplazar el exponente con una nueva variable, el problema se reduce al máximo de un polinomio cúbico en el intervalo. Resulta que u = ln 3 y el valor absoluto 4A/27. Este resultado ayuda a seleccionar un área para escanear si se supone que la escala r_C es conocida. Cuando r_C es desconocido, no se puede declarar un único ajuste óptimo para todos los mecanismos posibles. Debe explorar el rango y tener en cuenta que encontrar el área más expresiva de los datos cambia las estadísticas de la declaración.

$$d_j = \sqrt{j}\, d_0 \ (j = 1,2,3)$$

$$u = \frac{d_0^2}{4r_C^2}$$

$$Q = \Gamma(d_1) - 2\Gamma(d_2) + \Gamma(d_3) = -Ae^{-u}(1 - e^{-u})^2.$$

(10.2Q es la segunda diferencia en el cuadrado de la distancia. Los fondos constantes y cuadráticos se cancelan algebraicamente con coeficientes comunes.

$$|Q|_{\max} = \frac{4A}{27}$$

$$u_* = \ln 3$$

$$d_{0,*} = 2r_C\sqrt{\ln 3}.$$

(10.3) Este es el máximo del contraste absoluto del modelo en una A fija, y no automáticamente el máximo de significación experimental.

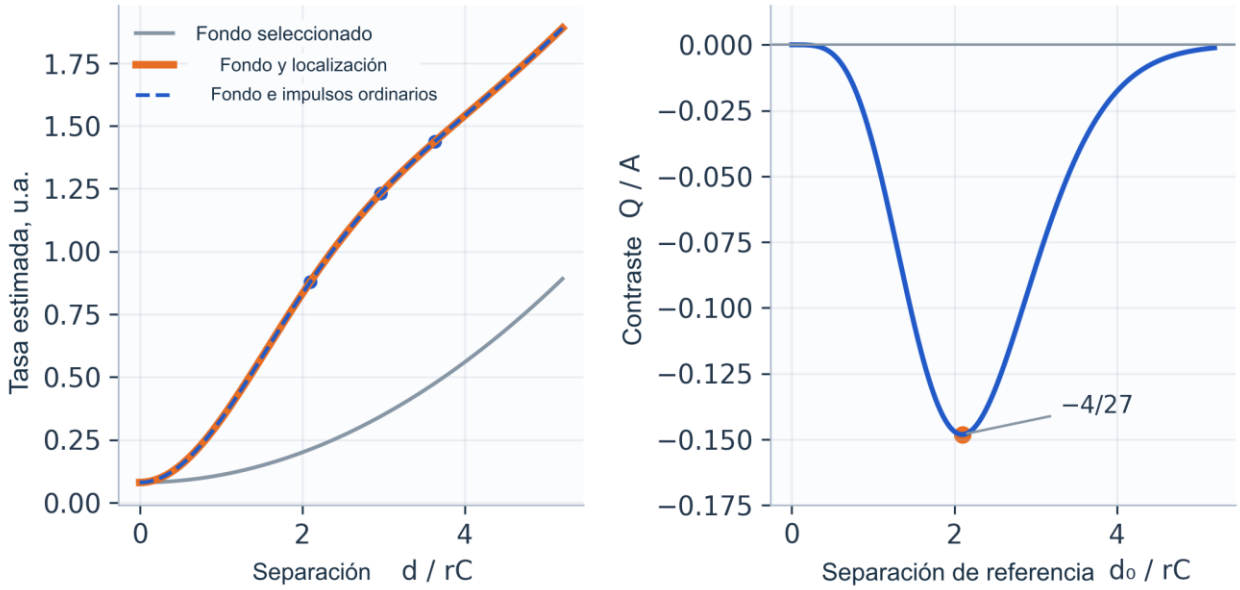


Figura 24. Tres mediciones cancelan el fondo constante y cuadrático. Sin embargo, las curvas saturables de localización y el ruido normal adecuado coinciden; el contraste no establece la causa por sí mismo.

El coste de reducir el fondo

La combinación de mediciones reduce la sensibilidad a ciertos efectos sistemáticos, pero no crea datos de forma gratuita. Cada estimación de tasa tiene un error. Con varianzas independientes iguales, la varianza de Q es seis veces la varianza de la estimación individual. Si los errores están correlacionados, el resultado está determinado por la matriz de covarianza completa. La corrección global igual puede reducirse, pero la deriva que afecta a ajustes sucesivos de manera diferente puede aumentar. Por lo tanto, el orden del conjunto de datos se convierte en parte del diseño en lugar de un detalle técnico neutral.

En el experimento real, los errores no suelen ser los mismos. Con una fuerte atenuación, queda poca información sobre el contraste, y la tasa se determina peor. Además, la transformación del logaritmo puede hacer que la distribución de errores esté sesgada. Por lo tanto, el máximo de Q absoluto no tiene que coincidir con el máximo de la relación señal-incertidumbre. Para hacer la elección final de la configuración, debe simular las lecturas iniciales y evaluar las estadísticas utilizando el procedimiento que se aplicará al experimento.

También hay un costo físico de aproximación. Si la $b_4 d^4$ El término está presente en el fondo, contribuye $2b_4 d_0^4$ a Q. Por lo tanto, una respuesta distinta de cero establece una desviación de la relación lineal elegida en $d.^2$. No dice cuál de los términos adicionales lo creó. La verificación de fondo debe cubrir precisamente aquellas no linealidades que son capaces de simular el signo y la escala deseados. Aumentar la precisión de las mediciones sin tal verificación solo puede hacer que una explicación errónea sea más segura.

Un control simple consiste en repetir tres configuraciones en diferentes órdenes de tiempo. Si el valor de Q varía notablemente dependiendo de qué configuración se realizó primero, se pone en duda la suposición subyacente de un fondo estacionario

general. Un cuarto punto adicional puede ayudar a separar los parámetros, pero b_0, b_2, A y r_C Desconocido, cuatro puntos generalmente no son suficientes para probar independientemente todo el modelo de cuatro parámetros. Para tal comprobación, se requieren configuraciones adicionales o previamente diferidas. Al elegir entre repeticiones y un nuevo punto, es la ganancia en distinguibilidad lo que se evalúa. Se justifican más ajustes al probar una suposición de la que depende una derivación física.

$$\mathrm{Var}(Q) = \mathbf{w}^T \Sigma \mathbf{w}$$

$$\mathbf{w} = (1, -2, 1)^T.$$

(10.4) Σ es la matriz de covarianza de las tres estimaciones de tasa. Con errores idénticos independientes σ^2, Var(Q) = $6\sigma^2$; Dada la deriva general, esta simplificación puede no ser correcta.

Separar y recombinar las ramas

Reemplacemos la distancia constante por tres trayectorias consistentes $d_j(t) = \sqrt{j}\, d_0\, f(t)$, donde j = 1, 2, 3, y el mismo perfil f(t) varía de cero a uno. La duración total T es la misma. Para cada ajuste, la tasa de acumulación promedio $-\ln(V/V_0)/T$ es estimado. Vamos. b_0 y b_2 ser verdaderamente general, como en el ejemplo original, y se conserva el modelo compacto de tiempo local.

La reducción de fondo ocurre ahora en cada momento del tiempo: la suma de los pesos es cero, y la suma de los pesos multiplicados por $d_j^2(t)$ también es cero. La integración no viola la identidad. Sin embargo, el término saturado debe ser integrado en su conjunto. La distancia máxima en sí misma no determina qué fracción del tiempo el sistema pasó en la región sensible del núcleo espacial.

En el primer perfil, f = 1 a lo largo de la secuencia idealizada; el resultado anterior $2\sqrt{\ln 3}$ es devuelto. En la segunda, las ramas divergen linealmente durante la primera mitad del tiempo y convergen linealmente para la segunda. Para este perfil triangular, el promedio de cualquier función de f es igual a la integral de esta función sobre f de cero a uno. Por lo tanto, el óptimo se encuentra por cuadratura unidimensional sin modelar etapas de tiempo individuales.

Resulta que $d_0 / r_C \approx 3.060183$ y el módulo de contraste promedio máximo 0.0785904 A. Ambos números difieren del resultado de la retención constante. Si se deja la distancia 2.096294 r_C para el movimiento triangular, solo se obtiene 0.0591464 A. Aumentar la propagación máxima aquí compensa el tiempo pasado a distancias cortas.

También puede dejar la mitad del tiempo para mantener el máximo, y la mitad restante se distribuye por igual entre la dispersión lineal y la mezcla. El contraste será la media suma de los resultados de los dos perfiles en uno. d_0. La relación óptima es entonces aproximadamente 2.252402, El módulo máximo es 0.1052741 A. La tabla da tres puntos de una familia continua de secuencias.

Estos óptimos se refieren a un contraste absoluto con un conocido r_C y una duración fija. La adición de restricciones reales en la aceleración, el tiempo de ciclo,

la pérdida y el error de lectura cambia el problema de selección. Sin embargo, el ejemplo integral cumple un rol de prueba específico: cuando el perfil cambia, el código debe reproducir estos límites antes de que se le confíe una trayectoria más compleja.

$$\overline{Q} = -\frac{A}{T}\int_0^T e^{-u(t)}[1 - e^{-u(t)}]^2 dt$$

$$u(t) = \frac{d_0^2 f^2(t)}{4r_C^2}.$$

(10.5) Combinación promedio de tres puntos en la secuencia completa. Los fondos constantes y cuadráticos se cancelan con un perfil de tiempo común y coeficientes comunes.

$$\frac{|\overline{Q}_{\triangle}|}{A} = J_1(\alpha) - 2J_2(\alpha) + J_3(\alpha)$$

$$J_k(\alpha) = \frac{\sqrt{\pi}}{\alpha\sqrt{k}}\operatorname{erf}\left(\frac{\alpha\sqrt{k}}{2}\right).$$

(10.6) Notación cerrada para trayectoria triangular; α = d₀/r_C. Para muy pequeños α, La cuadratura numérica o expansión es más confiable que la sustracción directa de términos casi iguales.

Fracción de tiempo de retención	Opptimo d₀/r_C	Máximo |Q̄|/A
0 - trayectoria triangular	3.060183	0.0785904
1/2 - separación con una meseta	2.252402	0.1052741
1 - separación permanente	2.096294	0.1481481

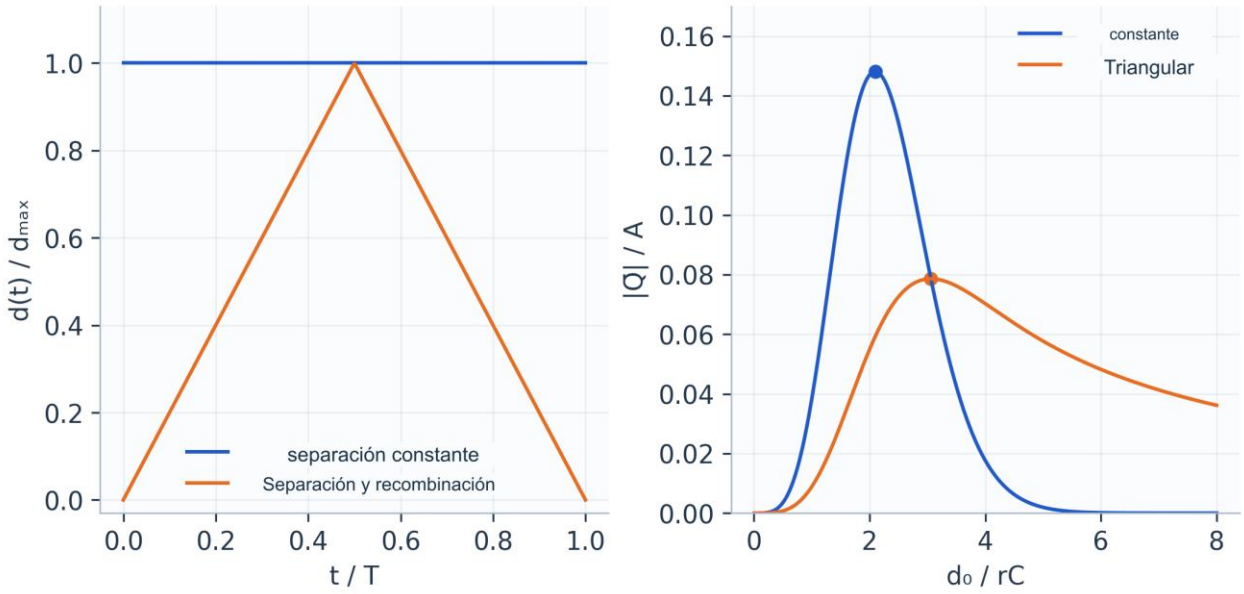


Figura 25. El perfil de tiempo cambia el óptimo espacial. Para la misma duración, la retención constante da un máximo en $d_0/r_C \approx 2.0963$, dispersión y reducción triangular - en 3.0602. El módulo de contraste promedio en un modelo dado se maximiza.

¿Qué queda del fondo cuando hay un error de geometría?

La combinación algebraica utiliza distancias dadas, mientras que la instalación implementa distancias con incertidumbre. Vamos a denotar la desviación de cada trayectoria por $\delta d_j(t)$. La sustitución en el fondo cuadrático y la expansión a primer orden da un resto proporcional a la integral $dj(t)\delta dj(t)$. Por lo tanto, la evaluación de la geometría se incluye en la conclusión física incluso con un recuento completamente preciso de los eventos.

Considere los errores relativos constantes εj a lo largo de la secuencia, de modo que el perfil real es igual a $(1+\varepsilon_j)d_j(t)$. Si todo εj son iguales, las distancias al cuadrado todavía forman la familia deseada y el fondo cuadrático se cancela exactamente. Tal error de escalado general cambia el significado físico de la r_C estimada y la magnitud de la señal saturada, pero no crea el resto del fondo cuadrático. El error general de distancia aditiva, por otro lado, no tiene esta protección automática.

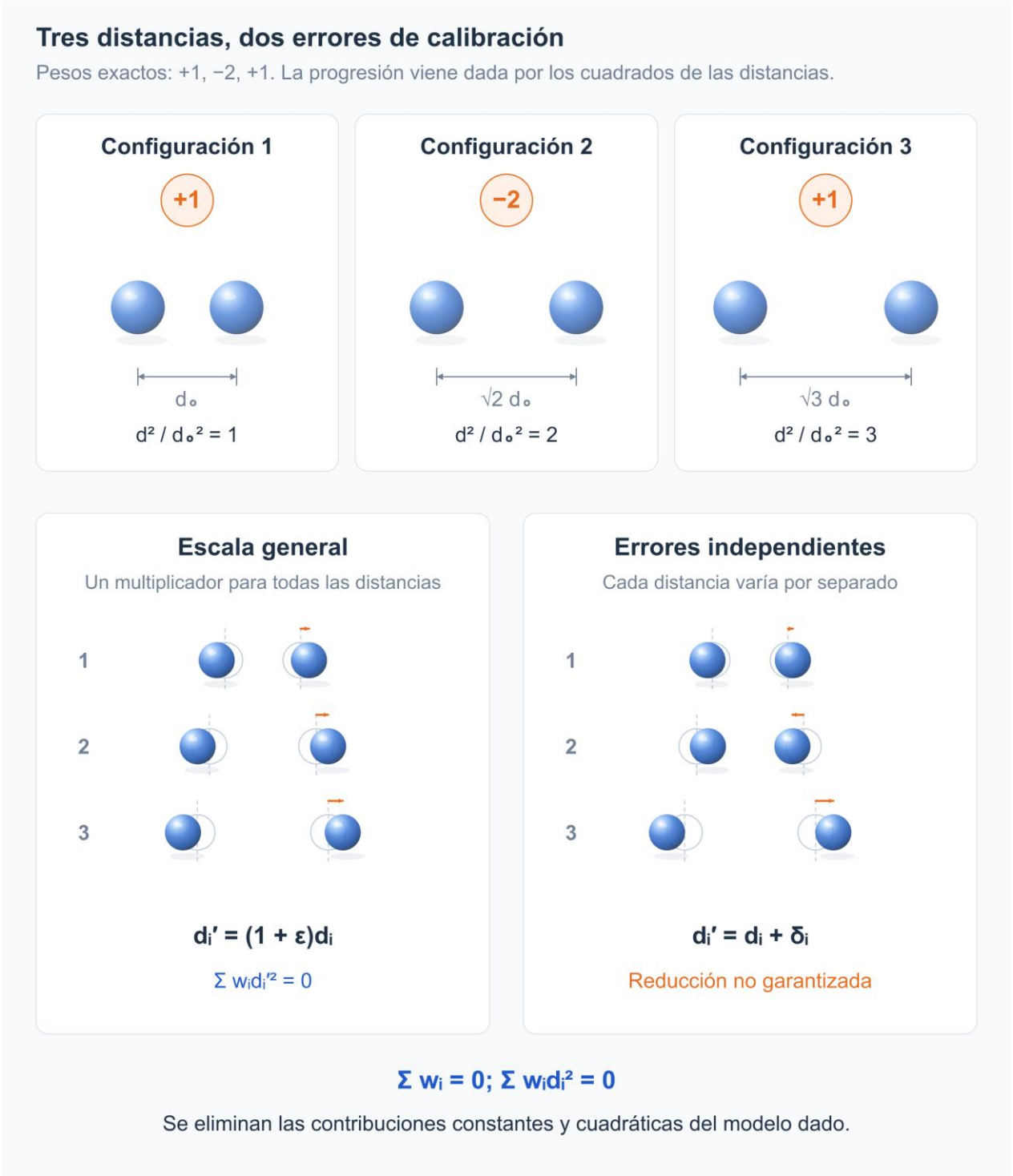


Figura 26. Tres escenarios espaciales con distancias d_0, $\sqrt{2}\,d_0$ y $\sqrt{3}\,d_0$ y pesos +1, −2, +1. Su suma ponderada reduce el fondo constante y cuadrático. El error de escala multiplicativa general preserva esta reducción; los errores de distancia independientes generalmente dejan un resto. Las marcas grises muestran la geometría de referencia, las marcas azules muestran las dos ramas. Los desplazamientos se amplían esquemáticamente para mayor claridad. La ilustración es para un modelo de calibración dado.

Para pequeños independientes εj con la misma desviación estándar σ_ε, la varianza del resto está determinada por la suma $1^2+4\cdot2^2+3^2 = 26$. Para un perfil triangular, el promedio de f^2 es igual a 1/3. La fórmula resultante muestra claramente por qué las palabras “la geometría se conoce con una precisión del uno por ciento” no son suficientes: tanto la escala del coeficiente de fondo como las correlaciones de error entre los ajustes son importantes.

Tomemos los valores de entrenamiento A = 1 s^{-1}, $b_2 r_C^2$ = 0.1 s^{-1}, σ_ε = 0.01 y el óptimo triangular. La incertidumbre estándar del fondo residual de primer orden es 0.03183 s^{-1}, mientras que el módulo de la combinación deseada es 0.07859 s^{-1}. La incertidumbre geométrica por sí sola alcanza 40.5% de esta señal. Modelado directo de 180 000 conjuntos de errores da 0.03181 s^{-1} y es consistente con la transferencia lineal.

Esta incertidumbre es la incertidumbre de calibración y no el ruido de conteo ordinario. No se requieren registros adicionales en las mismas geometrías desconocidas para reducirlo. Se necesita una determinación más precisa de las distancias relativas, la estimación de la geometría conjunta o los ajustes de control independientes. En análisis estadísticos completos, las covarianzas de calibración deben conservarse para que el error general de la escala no se reemplace erróneamente por tres errores independientes.

$$\delta \overline{Q}_{\mathrm{bg}} = \frac{2b_2}{T} \sum_{j=1}^{3} w_j \int_0^T d_j(t)\,\delta d_j(t)\,dt + O(\delta d^2)$$

$$\mathbf{w} = (1, -2, 1).$$

(10.7) Transferencia de un pequeño error de trayectoria a un fondo de tres puntos. Para la división constante, la integral devuelve la expresión familiar $2b_2 \Sigma w_j d_j \delta d_j$.

$$\sigma_{Q,\mathrm{bg}} = \frac{2b_2 d_0^2}{3} \sqrt{26}\,\sigma_\varepsilon.$$

(10.8) Fórmula para un perfil triangular y errores independientes de igual distancia relativa. Para errores correlacionados, se usa su matriz de covarianza completa.

Imitación exacta por patadas ordinarias

Hay una ambigüedad más fuerte que un pequeño término desconocido de cuarto orden. Consideremos los choques unitarios ordinarios que imparten impulso al azar a una partícula. Que los tiempos de choque obedezcan a un proceso de Poisson con frecuencia ν, y los impulsos sean independientes y gaussianos. En cada ejecución, si se conoce el registro de choque completo, el estado se desarrolla unitariamente. No se introduce ninguna regla adicional para seleccionar una posición en este modelo.

Cuando se promedia sobre un registro desconocido, se pierden las fases relativas. La función característica de la distribución gaussiana da el exponencial del cuadrado de la distancia. La elección de la dispersión del momento $\hbar^2/(2r_C^2)$ y frecuencia ν = A reproduce el mismo núcleo saturable y, por lo tanto, la misma Q. Este es un cálculo directo en el marco del formalismo bien conocido de la transferencia aleatoria de

impulso. La equivalencia de un CSL compacto eficiente y un generador de colisión se ha observado en la literatura primaria. [17, 18]

La fuerza del ejemplo radica en la coincidencia exacta. Esto no es solo una cuestión de un número insuficiente de puntos o un gran error de instrumento. Si todo el generador reducido disponible coincide, cualquier observación determinada por estas dinámicas de partículas individuales en un modelo dado sigue siendo ambigua. El calentamiento tampoco se convierte en una salvación automática: la misma difusión del impulso da el mismo calentamiento. La información adicional debería cambiar la configuración física, por ejemplo, limitando la influencia del entorno a mediciones independientes.

$$\Gamma_{\text{kick}}(d) = \nu\left[1 - \int dq\, P(q) e^{iqd/\hbar}\right]$$

$$P(q) = \frac{e^{-q^2/(2\sigma_q^2)}}{\sqrt{2\pi\sigma_q^2}}$$

$$\sigma_q^2 = \frac{\hbar^2}{2r_C^2}.$$

(10.9) Para una distribución gaussiana simétrica, la integral es real e igual a $\exp[-d^2/(4r_C^2)]$. En $\nu = A$, la velocidad coincide con el término saturado. Este es un contraejemplo modelo de la singularidad de la firma, y no una declaración de que cualquier gas real tiene exactamente esta distribución.

¿Qué puedes decir después de una prueba así?

Si Q es compatible con cero, esto limita la curvatura añadida en la región examinada a la precisión lograda. Si Q es persistentemente distinto de cero, la aproximación de fondo simple es insuficiente o hay un efecto adicional. A continuación, se requiere una comparación de los modelos físicos que son capaces de crear este efecto. Ninguno de los resultados es igual a una respuesta definitiva sobre la naturaleza de la medición. Sin embargo, ambos son útiles: el primero reduce los parámetros, el segundo indica qué explicación necesita ser desarrollada.

El cálculo integral ya muestra el precio del perfil en tiempo real y la calibración geométrica. Su aplicación a un objeto extendido requiere adicionalmente el factor de forma del capítulo 8 y el modelo de registro del capítulo 6. Al aumentar la complejidad numérica, son los límites simples (mantenimiento constante, movimiento triangular y error de escala general) los que sirven como casos de prueba.

Tres mediciones anulan dos términos que interfieren, y las trayectorias coincidentes preservan esta reducción con el tiempo. La magnitud del efecto y la precisión de la geometría se calculan por separado. Un contraejemplo preciso con choques aleatorios muestra por qué el siguiente paso es probar las predicciones físicas conjuntas y su límite de discriminabilidad.

11 Lo que agregan el calentamiento y las correlaciones

Un observable adicional es útil cuando se requiere la explicación para hacer una nueva predicción consistente. Calentar, rotar y mover múltiples sondas juntas realmente mejora las pruebas. Pero el número de gráficos no es igual al número de evidencia independiente. Si dos mecanismos ya definen la misma dinámica total disponible, otra consecuencia de esta dinámica no los separará. Por lo tanto, primero debemos entender qué nueva información física aporta cada medición y luego evaluar su precisión.

Una razón y dos manifestaciones

El ejemplo más simple relaciona la decoherencia espacial con la difusión del momento. Un impacto que cambia aleatoriamente el impulso puede difuminar simultáneamente la fase relativa de las alternativas espaciales y aumentar el cuadrado promedio del impulso. En un modelo unidimensional, ambos efectos se expresan a través de un único coeficiente D_{pp}. Esta relación es especialmente conveniente para la prueba: el ajuste de la pérdida de interferencia ya determina la cantidad de calentamiento adicional esperado. Elegir libremente dos coeficientes en lugar de uno sería probar un modelo diferente y menos estricto.

Deje que el término adicional de la ecuación tenga la forma de un conmutador doble con una coordenada. En la representación de coordenadas, multiplica la matriz de densidad por el cuadrado de la diferencia de posición. Por lo tanto, la velocidad de decaimiento para la separación d es D_{pp} $d^2/\hbar^2$. Para obtener el cambio en el segundo memento de impulso, se aplica el mismo generador al operador p_x^2. El conmutador canónico da el doble del coeficiente de difusión. Dividiendo por dos veces la masa se convierte el resultado en la tasa de crecimiento de la energía cinética a lo largo del eje elegido.

Esta conclusión es una consecuencia directa de la ecuación escrita, y no una ley experimental separada. Es útil precisamente como una igualdad condicional: si las pérdidas y la calefacción se explican por uno de esos términos, sus cantidades están relacionadas. La incoherencia indica un modelo incompleto o un error en la identificación de contribuciones adicionales. La consistencia indica que la prueba se aprueba, pero no establece la naturaleza única del impacto.

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar}[H,\rho] - \frac{D_{pp}}{\hbar^2}[x,[x,\rho]]$$

$$\Gamma(d) = \frac{D_{pp}d^2}{\hbar^2}.$$

(11.1) Se supone difusión unidimensional del momento de Markov. Γ se refiere a la contribución del término de difusión especificado; otras pérdidas de coherencia se tienen en cuenta por separado.

$$\left.\frac{d\langle p_x^2\rangle}{dt}\right|_{\text{diff}} = 2D_{pp}$$

$$\left.\frac{d\langle E_x\rangle}{dt}\right|_{\text{diff}} = \frac{D_{pp}}{m}$$

$$\Gamma(d) = \frac{md^2}{\hbar^2}\left.\frac{d\langle E_x\rangle}{dt}\right|_{\text{diff}}.$$

(11.2) $E_x = p_x^2/(2\text{m})$ es la energía cinética de una coordenada, no la energía tridimensional total. Se comparan las contribuciones adicionales de un mecanismo. La influencia de las fuentes hamiltonianas, de enfriamiento y otras fuentes debe tenerse en cuenta por separado.

Cuando el acoplamiento ya no es simple

La dependencia cuadrática no se puede transferir a ninguna distancia. Para el modelo saturado del capítulo anterior, la aproximación de difusión corresponde a una pequeña separación relativa a r_C. A distancias mayores, la pérdida de coherencia se satura, mientras que el calentamiento caracteriza el otro lado del mismo oscilador. Aplicar una igualdad a pequeña escala mucho más allá de su derivación crea una contradicción imaginaria. Por lo tanto, antes de comparar dos observables, es necesario comprobar que ambos se calculan en aproximaciones compatibles.

Otra sutileza aparece en la instalación con enfriamiento. La energía observada puede permanecer constante, aunque existe una difusión adicional: su contribución se compensa con la eliminación de energía. A continuación se ensaya la dispersión estacionaria o el equilibrio global en lugar de la pendiente no cero de la temperatura a lo largo del tiempo. Si el modelo incluye disipación, la fórmula para el calentamiento puro también cambia. La conclusión “la temperatura no aumenta, por lo tanto no hay colapso” sin un equilibrio adecuado no se determina físicamente.

Para el ruido coloreado, diferentes mediciones son sensibles a diferentes partes del espectro. El movimiento libre a largo plazo, la resonancia mecánica y la radiación de alta frecuencia utilizan diferentes filtros. No pueden reducirse a un solo número de intensidad sin especificar el modelo espectral.[24] Sin embargo, es precisamente esta distinción la que puede ser útil: las bandas múltiples limitan la capacidad de ajustar el espectro. Un programa fuerte prueba una sola familia de espectros a través de todos los datos, en lugar de asignar a cada instrumento la intensidad independiente de un proceso supuestamente universal.

Calefacción más allá de la aproximación cuadrática

Para los choques gaussianos del décimo capítulo, el crecimiento de la energía puede derivarse sin descomponer el núcleo espacial. Cada pulsación reemplaza el impulso p_x con p_x+q. Con una distribución simétrica de q, el término cruzado promedio $2p_xq$ desaparece, y el cuadrado del momento en promedio aumenta por la dispersión del choque. La frecuencia de Poisson A traduce el incremento de un evento en una tasa.

Con una dispersión q igual a $\hbar^2/(2r_C^2)$, obtenemos un aumento en la energía cinética unidimensional $A\hbar^2/(4m\,r_C^2)$. Este resultado es compatible con la tasa saturable exacta $\Gamma(d) = A[1-\exp(-d^2/(4r_C^2))$para cualquier d en el modelo compacto. En la versión tridimensional isotrópica, las mismas contribuciones de las tres coordenadas dan un aumento tres veces mayor en la energía cinética total.

Por lo tanto, es útil comparar no solo los números individuales, sino también la proporción que elimina A. Cantidad $md^2\dot{E}_x/(\hbar^2\Gamma)$ es igual a $u/(1-\exp(-u))$, donde $u = d^2/(4r_C^2)$. Para la d pequeña, tiende a la unidad: vuelve la igualdad de difusión del comienzo del capítulo. En $d = 2\,r_C$ es aproximadamente igual a 1.582. La discrepancia con la unidad en este modo no refuta el modelo saturado: muestra el límite de la aproximación cuadrática.

Pongamos ahora un ejemplo simultáneo totalmente numérico. Vamos a elegir la longitud de referencia L y los parámetros $A = 0.5\ s^{-1}$, $r_C = L$. Las dos tasas medias en d = L y d = 2L son iguales a 0.1105996 y 0.3160603 s^{-1}, respectivamente. Es conveniente expresar la energía observable como $H = 4mL^2\dot{E}_x/\hbar^2$; Su valor es 0.5 s^{-1}. Los tres números son expectativas exactas del modelo, no lecturas experimentales aleatorias.

Para comparar, establecemos los errores estándar de entrenamiento 0.005, 0.005 y 0.02 s^{-1} asumir su independencia. La difusión cuadrática pura tiene un coeficiente B: predice $\Gamma(d) = Bd^2/(4L^2)$ y H = B. Minimizar la suma de las desviaciones normalizadas al cuadrado sobre los tres observables da $B = 0.3332979\ s^{-1}$. Las predicciones de tal modelo no pueden acercarse simultáneamente tanto a los valores espaciales como al crecimiento de la energía en los pesos elegidos.

La discrepancia mínima ponderada es 111.12. Este es un número de diagnóstico calculado sobre las expectativas matemáticas para los errores asignados. No es el valor p del descubrimiento real y no justifica la viabilidad de estos errores de instalación. Su propósito es mostrar la ganancia específica de una predicción conjunta. El procedimiento completo sobre eventos iniciales aleatorios y su calibración estadística se discuten en la última parte del libro.

El resultado depende de la clase de alternativas. Este conjunto de observaciones separa el núcleo saturable del modelo cuadrático puro especificado. Pero los choques de Gaussian Poisson con la misma A y r_C reproducen las tres expectativas exactamente. El calentamiento fortaleció la prueba de forma funcional manteniendo la ambigüedad original del origen físico.

$$\dot{E}_x = \frac{A\hbar^2}{4mr_C^2}$$

$$\frac{md^2\dot{E}_x}{\hbar^2\Gamma(d)} = \frac{u}{1-e^{-u}}$$

$$u = \frac{d^2}{4r_C^2}.$$

(11.3) Crecimiento energético preciso de un generador de pulso Gaussiano compacto y su relación con la pérdida espacial de coherencia.ₓ Se refiere a una coordenada.

$$\widehat{B} = \frac{\sum_i y_i g_i/\sigma_i^2}{\sum_i g_i^2/\sigma_i^2}$$

$$\mathbf{g} = (1/4, 1, 1)$$

$$\mathbf{y} = (\Gamma(L), \Gamma(2L), H).$$

(11.4) Ajuste ponderado de junta de un único parámetro de difusión cuadrático. El dado σᵢ sirven como escalas de entrenamiento y no como características medidas del dispositivo.

Observable	Nucleo saturable	Mejor modelo cuadrático	Error de entrenamiento
Γ(L), s⁻¹	0.110600	0.083324	0.005
Γ(2L), s⁻¹	0.316060	0.333298	0.005
H, s⁻¹	0.500000	0.333298	0.020

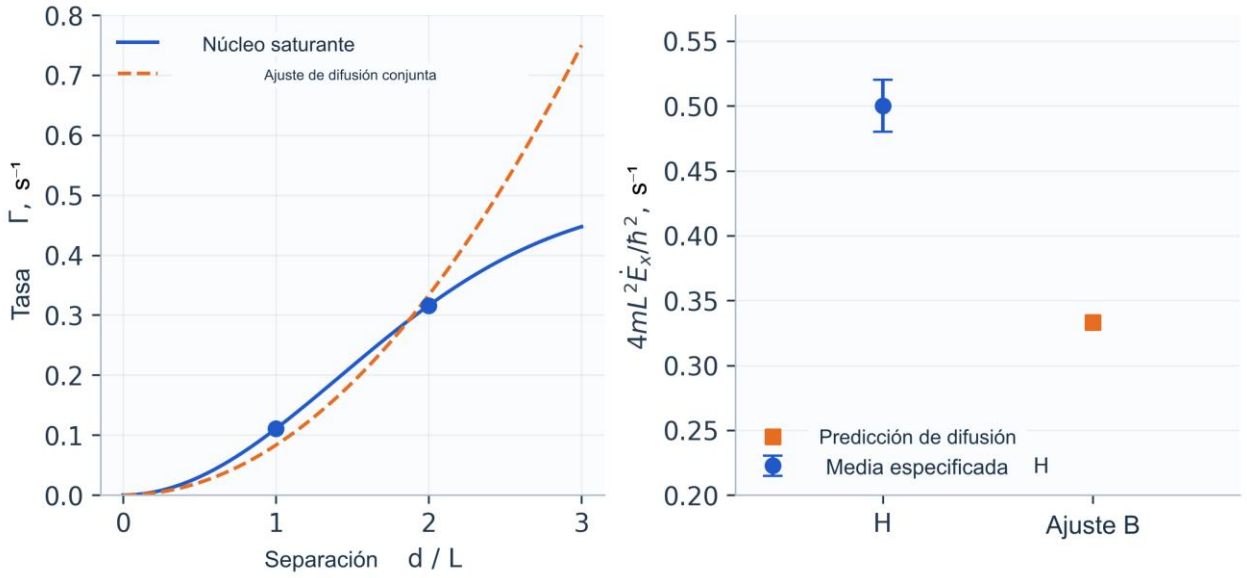


Figura 27. Una comparación conjunta de dos velocidades espaciales y calefacción. La difusión cuadrática con un coeficiente seleccionado no reproduce todos los promedios dados del núcleo saturado bajo errores de entrenamiento. Los choques gaussianos precisos los reproducen por completo.

Por qué la rotación es de particular interés

El movimiento de traslación reacciona a la fuerza total, rotacional - al momento de la fuerza con relación al eje seleccionado. Estas son diferentes formas de sopesar la distribución espacial de la exposición. Si el ruido está asociado con la estructura de la masa, un cuerpo de forma compleja puede producir diferentes proporciones de fluctuaciones traslacionales y rotacionales. Una masa total igual no significa igualdad de tales relaciones. Por lo tanto, la orientación y la geometría interna pueden agregar información que no está presente en una sola medición del centro de masa.



Figura 28. Lectura traslacional y rotacional de un cuerpo asimétrico. En el primer caso, el cambio en las coordenadas del centro de masa se mide, en el segundo, el cambio de orientación con respecto al eje seleccionado. La fuerza total y el momento de las fuerzas proporcionan información diferente sobre la estructura espacial del impacto. Los sensores y la cámara se muestran conceptualmente; La figura no es un diagrama de un dispositivo implementado específico.

En 2025, Altamura, Vinante y Carlesso utilizaron los datos de ruido rotacional de LISA Pathfinder para refinar las restricciones en el CSL. El trabajo muestra que un movimiento ya registrado puede contener información de verificación adicional si selecciona otro observable y recalcula correctamente su conexión con el modelo. [20] Esto no implica la superioridad universal de las mediciones rotacionales: la comparación depende de la forma, el eje, el rango de frecuencia y el fondo.

Para nuestro propio cálculo, una tarea natural es encontrar un ratio de respuesta que sea robusto a algunas incertidumbres generales. Pero también en este caso, la reducción de parámetros requiere verificación. Si los modos de traslación y rotación tienen diferentes temperaturas, pérdidas o errores de calibración, el coeficiente formalmente simple puede no ser confiable. Primero, se deriva un modelo mecánico conjunto, luego se calcula la combinación útil. El orden inverso puede ocultar diferencias significativas bajo una hermosa cantidad sin dimensiones.

Dos sondas y ruido común

Si el estímulo tiene una longitud de correlación espacial, dos sondas adyacentes pueden moverse en concierto. Con una mayor distancia, la consistencia puede debilitarse. Bedingham y Ulbricht en 2015 consideraron la difusión correlacionada de dos partículas en CSL y propusieron usarla para probar la escala espacial del modelo. Esta es una dirección existente, no una idea nueva para este programa.[27] El valor práctico radica en la transición de la amplitud del ruido a su dependencia de la posición relativa.

Las fluctuaciones coincidentes en sí mismas no constituyen entrelazamientos. La vibración general de la base, el campo eléctrico o el láser inestable también crean correlaciones. Por lo tanto, es necesario medir las dependencias de la distancia, orientación, carga y conexión con un soporte común. A veces un canal diferencial suprime una perturbación homogénea; a veces parte de la señal deseada se suprime junto con ella. La palabra "común" no indica cuál de estos casos se implementa. La respuesta es proporcionada por un modelo de impacto espacial.

Los dos sensores también se pueden correlacionar a través del sistema de medición. Si un amplificador común o procesamiento computacional transfiere el error de un canal a otro, se encuentra una conexión de grabaciones sin una conexión correspondiente de movimientos físicos. Los canales de lectura y control independientes son útiles, pero también se debe verificar su independencia. El requisito aquí es simple: una correlación observada adquiere significado físico solo después de que se haya establecido el camino a lo largo del cual podría haber surgido.

Es conveniente comparar el movimiento de la suma y la diferencia de coordenadas de sondas idénticas. Con respuestas mecánicas iguales, el impulso en fase común refuerza el canal de suma, y en el canal de diferencia se reduce. Los choques independientes dan una relación diferente de dispersiones. Este simple razonamiento muestra de dónde proviene la información adicional. Pero para las respuestas desiguales, inicialmente es necesario llevar los canales a una escala física común. De lo contrario, una reducción imperfecta en el ruido técnico general puede tomarse por error para las fluctuaciones intrínsecas del mecanismo en estudio. La función de transferencia instrumental es parte de la prueba de correlación.

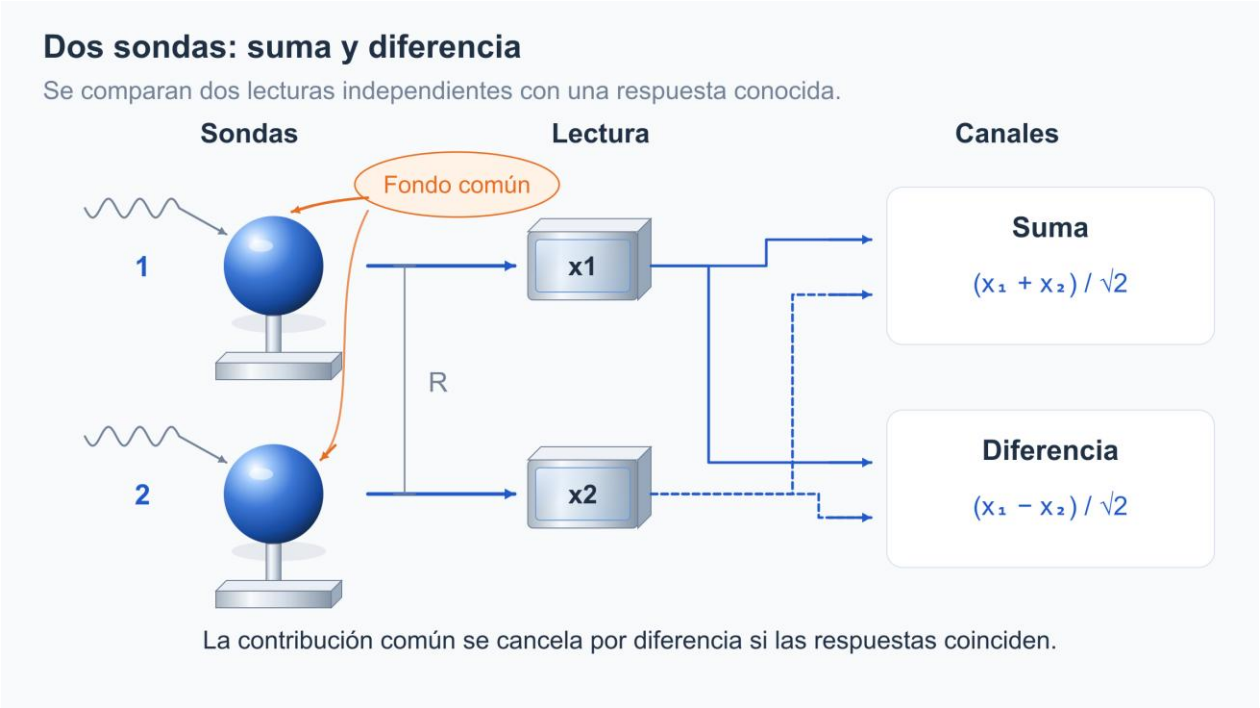


Figura 29. Dos sondas con lectura independiente proporcionan canales de suma y diferencia $(x_1 \pm x_2)/\sqrt{2}$. La contribución total se reduce a diferencias solo cuando las respuestas mecánicas y las ganancias son consistentes. El ruido local y la trayectoria de grabación global requieren una calibración separada. La correlación de registros no significa en sí misma entrelazamiento.

El número que añade la segunda sonda

Consideremos dos sondas idénticas en el modo de entrenamiento unidimensional. Sus incrementos de momento tienen medias cero y una matriz de covarianza. 2Ddt, donde los elementos diagonales de D son iguales a D_0 y los elementos fuera de la diagonal son iguales a cD_0. La positividad de la covarianza requiere $-1 \le c \le 1$. Este ejemplo especifica el ruido aceptable de la articulación clásica; todavía no se ha identificado con un núcleo de masa CSL específico.

Vamos a introducir los impulsos total normalizado y diferencia $p_+ = (p_1+p_2)/\sqrt{2}$ y $p_- = (p_1-p_2)/\sqrt{2}$. Las tasas de crecimiento de sus variaciones son iguales a $2D_0(1+c)$ y $2D_0(1-c)$. Cuando c = 0 Los dos canales reciben la misma contribución. En c = 1, el ruido total desaparece completamente del canal de diferencia. La correlación negativa, por el contrario, fortalece el canal de diferencia.

Si la tasa de crecimiento medida dentro de este modelo es cuatro, obtenemos c = 0.6. Los D_0 La escala se cancela, por lo que la relación limita una propiedad de efecto diferente a la amplitud absoluta de una sola sonda. Pero la igualdad de las funciones de transferencia mecánica y la independencia de la lectura son requisitos previos para el cálculo aquí. Por ejemplo, una diferencia de ganancia no detectada filtra ruido común en el registro de diferencia.

Para probar físicamente la dependencia de la distancia, es necesario derivar c(R) de la interacción seleccionada y la geometría de la sonda. En el modelo de masas, es imposible reemplazar arbitrariamente la correlación de fuerza con la propia función de localización espacial gaussiana: la transición del potencial a la fuerza introduce

derivadas, y la forma final del cuerpo introduce pesos adicionales. Los datos de dos sondas agregan información solo después de tal conexión entre la relación observada y una ley física.

$$\frac{d\mathrm{Var}p_{\pm}}{dt} = 2D_0(1 \pm c)$$

$$\mathcal{R} = \frac{1+c}{1-c}$$

$$c = \frac{\mathcal{R}-1}{\mathcal{R}+1}.$$

(11.5) Relación para dos respuestas iguales y ruido añadido aislado. La correlación de pulsos en sí misma no es evidencia de entrelazamiento.

Prueba conjunta y su límite

Dey, la prepublicación de Barker y Datta 2026 propuso limitar CSL a través de un cambio en la dispersión de modo diferencial de dos nanobolas bajo acoplamiento de Coulomb. Los autores también consideran la resistencia a ciertas extensiones de color. Esta es una propuesta teórica con parámetros y supuestos dados, y no un informe de un colapso detectado.[29] Para evaluar tales esquemas, es necesario verificar no solo el cálculo de la sensibilidad, sino también la compatibilidad de los modos propuestos con las restricciones existentes.

La prueba más fuerte requiere que un solo conjunto de parámetros tenga en cuenta la pérdida de coherencia, la difusión incremental y las correlaciones espaciales. Si esto no es posible, el modelo seleccionado es rechazado o refinado. Si es posible, el número de explicaciones aceptables se reduce, pero puede no ser igual a uno. En particular, un generador de ruido exactamente equivalente continuará reproduciendo todas sus propias consecuencias. La discriminación requiere entonces nueva información sobre el medio ambiente, su registro o conexiones entre sistemas que la prueba original de una sola partícula no capturó.

Por lo tanto, el objetivo de expandir el experimento no es acumular gráficos impresionantes, sino aumentar el número de restricciones independientes. A veces un nuevo observable no agrega casi ninguna información. A veces una medida comparativamente cruda destruye una degeneración que millones de repeticiones de experimentos básicos no han eliminado. Esto solo puede determinarse de antemano a través de un modelo conjunto y una verificación explícita de su identificabilidad. Este es el sujeto del próximo capítulo.

Cuando más ejecuciones del mismo experimento no pueden ayudar

El límite de discriminabilidad exacto puede formularse para todo el protocolo. Deje que dos modelos tengan el mismo estado reducido inicial y los mismos canales cuánticos entre las mediciones para cada control permitido. Que los instrumentos de preparación y lectura también coincidan. Entonces la probabilidad de cualquier

secuencia de registros se obtiene por la misma composición de mapeos, y por lo tanto coincide para ambos modelos.

La prueba no requiere asumir historias individuales idénticas. En el primer paso, se corresponden los estados no normalizados para cada registro posible. El uso del siguiente canal preserva la igualdad. La repetición de este razonamiento da igualdad de probabilidades para cualquier historia finita. Si se selecciona la configuración posterior en función de los resultados anteriores, para cada historial ya especificado, la regla de selección también es la misma y se guarda la conclusión.

La condición de canales idénticos para todos los controles permitidos es esencial. La coincidencia de una curva de decaimiento libre no lo prueba. Para un entorno de memoria, la coincidencia de estados simultáneos tampoco es suficiente: las intervenciones pueden revelar diferencias en las estadísticas multitemporales. Por lo tanto, lo que se considera aquí es la ley general reducida de Markov con control idénticamente habilitado, y no cualquier par de modelos que accidentalmente da un gráfico similar.

En el ejemplo de ruido blanco compacto, el oscilador tipo CSL y el oscilador de pulso Gaussiano emparejado son iguales. Si todas las operaciones afectan sólo al sistema que se está describiendo, una nueva forma de medir otra función de su estado no establece el origen del ruido. La información adicional debe ir más allá de esta equivalencia: por ejemplo, restringir independientemente el flujo de impulsos, observar el registro disponible del entorno o verificar las relaciones espaciales consistentes de múltiples sistemas.

Este límite es útil para elegir el próximo experimento. Le permite separar dos tareas por adelantado: aumentar la sensibilidad a diferentes distribuciones y obtener nueva información física, sin la cual las distribuciones coinciden. El primero se resuelve mediante estadísticas y gestión dentro del protocolo. El segundo requiere expandir el objeto que se está comprobando junto con su modelo.

$$p(\mathbf{y}\mid\mathbf{u}) = \mathrm{Tr}\big[\mathcal{J}_{y_n,u_n}\Phi_{u_{n-1}}\cdots\mathcal{J}_{y_1,u_1}\Phi_{u_0}(\rho_0)\big].$$

(11.6Probabilidad de una secuencia de resultados como composición de canales. Φ Instrumentos I. La coincidencia de cada elemento de la composición de los dos modelos asegura la coincidencia del protocolo completo.

El calentamiento y las correlaciones hacen que la investigación sea más rigurosa al obligar a una hipótesis a tener en cuenta múltiples consecuencias a la vez. No te eximen de analizar modelos equivalentes. Se selecciona un próximo experimento útil en función de cuánta ambigüedad puede resolver, en lugar de la cantidad de sensores agregados.

12 Desde recuentos en bruto hasta un resultado verificado

Probar una teoría se vuelve reproducible cuando se puede rastrear la transición de los eventos registrados a la restricción resultante. Este capítulo primero refina el modelo estadístico y luego lo vuelve a calcular utilizando el experimento de sodio publicado. Muestra qué números siguen realmente del archivo, qué suposiciones se incluyen en el procesamiento y qué queda fuera de la salida resultante.

De un efecto atractivo a la distinguibilidad

Vamos a presentar dos explicaciones para la ligera disminución en el contraste. En el primero, la pérdida adicional depende principalmente de la masa. En el segundo, se asocia con la calefacción, que en la instalación existente también aumenta cuando se trabaja con partículas más masivas. Dados los datos existentes, ambos modelos pueden parecer igualmente convincentes. Una simple continuación de la serie en masa puede preservar la ambigüedad. Puede ser más útil medir a la misma masa y diferentes historias térmicas si la configuración permite que estas condiciones se varíen independientemente.

Este razonamiento expresa la idea de identificabilidad. Un parámetro es identificable cuando sus diferentes valores no pueden ser completamente compensados cambiando otros parámetros válidos, preservando todas las predicciones observadas. Si la compensación es posible, el algoritmo puede devolver una estimación de incertidumbre estrecha solo debido a limitaciones ocultas, como que el fondo sea demasiado rígido. Por lo tanto, antes de un gran conjunto de datos, es necesario averiguar qué combinaciones de parámetros son generalmente distinguibles por el protocolo seleccionado.

La verificación local utiliza predicciones derivadas a través de parámetros. Si un cambio en un parámetro desplaza todos los datos esperados casi tanto como un cambio en otro, las direcciones en el espacio de predicción son casi idénticas. Esta es una advertencia sobre la degeneración. Sin embargo, el análisis local no garantiza la discriminabilidad global: las áreas de parámetros distantes también pueden producir datos similares. Es útil combinar derivados con la búsqueda directa de buenas soluciones alternativas.

¿Qué debe contener un modelo computacional?

La entrada de simulación no son sólo parámetros fundamentales. Necesitamos trayectorias, distribuciones de masa y velocidad, características ambientales, errores de preparación y un modelo de lectura. Es aconsejable generar el tipo de datos original: número de eventos, posiciones de hits o series de tiempo. Modelar la visibilidad ya hecha a veces es conveniente, pero puede ocultar el sesgo en su estimación. Si un experimento primero recoge muestras y luego extrae el contraste, la prueba debe reproducir ambos pasos.

Formalmente, lo que se requiere es la probabilidad de los datos dados los parámetros y el ajuste. La ley en estudio se denota por los parámetros θ, fondo y calibración - η, control - u. Esta notación nos recuerda que la inferencia sobre θ depende de la incertidumbre de η. Su ajuste conjunto, perfil o promedio bayesiano son diferentes procedimientos estadísticos. Ninguno de ellos elimina la necesidad de comprobar el significado físico de los valores aceptables. El algoritmo no aprende por sí solo que la temperatura no puede cambiar arbitrariamente entre series adyacentes.

En 2024, Laing y Bateman desarrollaron una formulación bayesiana para pruebas de interferencia de campo cercano de modelos de colapso, incorporando decoherencia externa y elección de parámetros de control.[19] Este es un hito importante existente: la idea de optimizar el experimento a través de inferencia estadística ya no es novedosa. La posible contribución del nuevo programa debería ser una extensión específica, como la solidez al error del modelo ambiental, el intercambio de observables independientes o un nuevo régimen prácticamente alcanzable.

$$p(\mathcal{D} \mid \theta, \eta, u).$$

(12.1) Esta es la probabilidad de posibles datos $\mathcal{D}$ Dados los parámetros de la dinámica bajo estudio θ, los parámetros ambientales y de registro η y el control seleccionado u. La utilidad del siguiente experimento está determinada por cuán diferentes son tales distribuciones para explicaciones competitivas.

Falsa prueba de descubrimiento

Antes del experimento real, el análisis debe probarse en datos en los que la nueva dinámica está obviamente ausente. En este caso, el generador de datos debe ser ligeramente más rico que el modelo utilizado en el procesamiento. Puede agregar deriva lenta, no linealidad débil en la dependencia del fondo o una distribución de tamaños imprecisamente conocida. Si una pequeña desviación plausible crea sistemáticamente la impresión de un colapso detectado, el método debe mejorarse. Las pruebas con sus propios datos ideales confirman solo la consistencia interna, pero no la resistencia a la realidad.

Los efectos de magnitud conocida se añaden entonces a los datos artificiales. Es importante verificar si el parámetro se recupera, con qué frecuencia los intervalos contienen el valor verdadero y dónde desaparece la sensibilidad. Tales adiciones no constituyen una confirmación experimental de la hipótesis. Muestran las capacidades del procedimiento bajo supuestos dados. Los resultados deben describirse como una predicción y ir acompañados de una lista de factores no incluidos en la simulación.

El límite de intensidad cero requiere una atención especial. Si el parámetro es por definición no negativo, las aproximaciones convencionales para errores simétricos pueden funcionar pobremente cerca de cero. Además, elegir la distancia, frecuencia o ventana de tiempo más sobresalientes después de revisar los datos aumenta la probabilidad de variación de golpeo aleatorio. Por lo tanto, el rango de búsqueda y la regla de decisión se especifican de antemano o se incluyen en el modelado de las estadísticas de todo el procedimiento. De lo contrario, la importancia de un solo punto no describe la importancia del estudio.

Los resultados de tales pruebas computacionales deben mantenerse separados de las observaciones experimentales. Cada muestra artificial tiene una ley de generación conocida, lo que significa que le permite verificar un fallo de análisis específico. No confirma que la naturaleza haya elegido esta ley. Por lo tanto, un informe útil contiene modos de recuperación y fallo exitosos. Por ejemplo, si el rango de distancias es demasiado estrecho, los dos modelos pueden ser prácticamente indistinguibles incluso en una simulación perfecta. Mostrar esta área por adelantado es más útil que esconderla detrás de un ejemplo favorable con mucho contraste.

Coste e información

La optimización práctica debe tener en cuenta el coste de la medición. Un modo da una señal grande, pero requiere un largo reajuste y tiene una baja tasa de lanzamientos exitosos. El otro es más débil en cada evento individual, pero le permite recopilar rápidamente datos independientes y realizar calibraciones con más frecuencia. La comparación de amplitudes solo pierde este intercambio. Necesita un objetivo expresado en términos de información o precisión con tiempo limitado, número de partículas y conjunto de control disponible.

Para un resultado consistente, es útil evaluar no solo los parámetros de fondo más favorables, sino también un rango razonable de incertidumbre. Una afinación que es excelente cuando la temperatura solo se conoce con certeza puede ser pobre cuando la temperatura se desplaza ligeramente. Un protocolo más moderado a veces mantiene la discriminabilidad en todo el rango aceptable. Por lo tanto, surge el desafío del diseño sostenible: seleccionar un experimento que siga siendo significativo a pesar de los errores de conocimiento previstos.

También hay limitaciones físicas. No puede optimizar cada configuración de forma independiente si están vinculados en una instalación real. La masa afecta la preparación, la geometría afecta la respuesta mecánica y el tiempo de retención afecta la probabilidad de supervivencia. El conjunto admisible de controles debe describir estas conexiones. De lo contrario, el programa encontrará un máximo matemático en la región donde el objeto no se puede preparar o contar. La comprobación de viabilidad se incluye en el propio cálculo, y no se añade al hermoso resultado más tarde.

El archivo como definición de un experimento repetible

La base es el conjunto abierto de Pedalino y coautores con DOI 10.5281/zenodo.17502163, asociado con el artículo de Nature 649, 866-870. Su parte de medición contiene escaneos del 22 de abril de 2025, una tabla de potencias y señales de referencia, así como espectros de masas. El archivo contiene programas para extraer visibilidad, calcular la macroscopicidad y el módulo Talbot-Lau. Los materiales se distribuyen bajo la licencia CC BY 4.0. [15, 63]

Para repetir, el archivo en sí se registra primero. La suma de comprobación MD5 del ZIP original es igual a 7917961b27676f4e9df3af6d3b01c374; coincide con la entrada del repositorio. Este identificador distingue bytes específicos de las

actualizaciones de página posteriores. A continuación, los archivos de origen se guardan sin cambios y la ejecución se lleva a cabo en una copia de trabajo separada. Las versiones de la biblioteca y los comandos exactos se dan en las instrucciones adjuntas para los cálculos.

A continuación, se realizan comprobaciones elementales de la estructura: la tabla especifica 95 nombres, cada uno corresponde a un archivo con una posición 41, los contadores no son negativos, las unidades de desplazamiento se convierten de nanómetros a metros. Las potencias reales de las tres rejillas para cada lanzamiento se toman de la tabla. Usar solo la potencia promedio en lugar de estas líneas cambiaría la probabilidad de pasar y ya no sería una repetición del procedimiento emitido.

El conjunto completo contiene 3895 puntos numéricos y 10 772 714 recuentos. Estos son dos volúmenes diferentes: un punto representa la acumulación de muchos eventos en una posición dada. La integración en todas las líneas seleccionadas es igual a un segundo, por lo que el recuento y la frecuencia numérica coinciden solo debido al tiempo de acumulación específico. Para otra tabla, esta igualdad tendría que ser reemplazada por la multiplicación explícita por el tiempo.

Los archivos de control interno permiten que el procesamiento se repita independientemente de la descripción de la literatura, pero no convierten todas las calibraciones en hechos físicos precisos. Por ejemplo, el flujo de referencia se mide por separado y se usa en la verosimilitud publicada como un número fijo. Un análisis más completo podría incluir la incertidumbre de esta medición. La reproducción del procedimiento original conserva sus condiciones y las especifica exactamente.



Figura 30. Hay dos formas de verificar el conjunto de sodio publicado: volver a ejecutar el procedimiento abierto del autor y la verificación independiente de los cálculos individuales. El archivo contiene 95 escaneos en 41 posiciones, es decir, 3895 puntos de medición y 10 772 714 eventos registrados. La rama independiente incluye la exploración seleccionada 54 y la prueba de integración; la longitud en el procedimiento emitido se fija a 10 nm. Esta es una réplica del análisis bajo sus supuestos de calibración, no un nuevo experimento o una reevaluación completa de las calibraciones.

Una exploración y extracción de visibilidad independiente

Para ver los datos antes de la salida compleja, escanear Sodium_int_powerscan_54 está seleccionado. La regla de selección se especifica a través del ajuste: esta es la línea con la potencia de la segunda matriz más cercana a 15.2 mW. No se utilizó la búsqueda de contraste máximo. La potencia real es de 15.252 mW. En la posición 41 se registra el recuento de 132 283.

Con un período conocido, la señal puede escribirse como la suma de un término constante, coseno y seno. Esta notación es lineal en tres coeficientes, por lo que el mínimo de la suma de cuadrados se puede encontrar usando álgebra lineal ordinaria. Los coeficientes se traducen entonces en visibilidad y fase. Esta es una trayectoria independiente a la misma descripción sinusoidal, que es conveniente comparar con el ajuste no lineal.

Para el escaneo seleccionado, el nivel de conteo promedio 3217.865 por posición, visibilidad 0.07320 y su error estándar residual 0.00814 fueron obtenidos. La fase es −2.58149 rad en el origen aceptado. La figura muestra lecturas reales y su propio ajuste; los segmentos verticales √n solo dan una escala visual de Poisson. La estimación del error de visibilidad se calcula a partir de la matriz de covarianza residual de la regresión lineal.

Este resultado se refiere a una fila preseleccionada, no a la visibilidad máxima en todo el artículo. La variación entre carreras, deriva y cambios de potencia no

desaparecen después de un hermoso ajuste de una onda sinusoidal. Todos los datos proporcionados y la respuesta completa de cada ajuste son importantes en el análisis final.

Para un pequeño número de eventos, la amplitud recuperada como el módulo positivo de los dos coeficientes de ruido tiene una distribución sesgada. Un simple error simétrico es insuficiente. Aquí, las puntuaciones altas permiten que el ajuste lineal se use como una descripción transparente de la exploración seleccionada; la restricción fundamental a continuación se reproduce en función de los contadores originales, no solo de la visibilidad extraída.

$$n(x) = a + b\cos(2\pi x/d_g) + c\sin(2\pi x/d_g)$$

$$V = \frac{\sqrt{b^2 + c^2}}{a}.$$

(12.2) El ajuste lineal determina a, b, c. La transición a la visibilidad no es lineal, por lo que su error se obtiene mediante la transferencia de la covarianza completa de estos coeficientes.

$$\phi = atan2(-c, b)$$

$$\mathrm{Var}(\widehat{V}) \simeq (\nabla V)^T \mathrm{Cov}(\widehat{a}, \widehat{b}, \widehat{c})\, \nabla V.$$

(12.3) La fase se determina con respecto al comienzo del desplazamiento de la rejilla. La fórmula de dispersión es una aproximación local; cerca de la amplitud cero se debe usar la distribución completa.

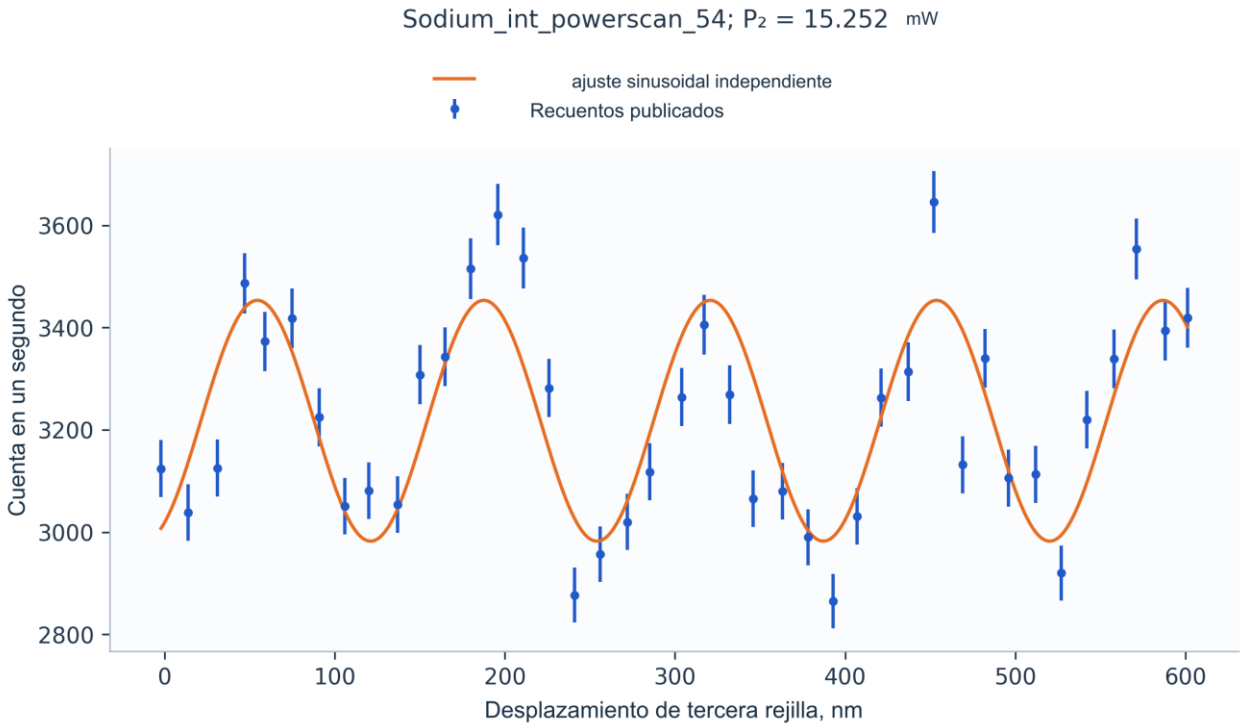


Figura 31. Las muestras de exploración publicadas 54 y el ajuste sinusoidal lineal independiente. La elección se hizo en base a la proximidad del poder de 15.2 mW. Recibido V = 0.07320 ± 0.00814; El error se describe en el texto. Datos de Pedalino et al, CC BY 4.0; Para este libro se realizó el procesamiento y el dibujo. [63]

Cómo la probabilidad de registro depende de la modificación

El procedimiento original considera una familia de modificaciones macrorrealistas mínimas. Su tiempo de clasificación τe normalizado a la masa de electrones; la longitud ħ/σq determina la escala espacial. Estas designaciones no pueden equipararse directamente a la intensidad y duración de otra convención CSL. Para transferir, es necesario comparar los generadores mismos y la normalización de masas. [65, 66]

En primer lugar, se calcula la probabilidad cuántica del paso de tres rejillas, teniendo en cuenta su amplitud y acción de fase. El armónico distinto de cero se multiplica entonces por un factor de modificación dependiendo de la trayectoria y el factor de forma de masa. El promedio se hace sobre velocidades y masas, como en el módulo liberado talbotlau.py. En el procedimiento elegido, la escala espacial se fija en ħ/σq = 10 nm, el ajuste publicado utilizado para la evaluación final.

Para un punto con un número registrado c y una señal de referencia medida por separado C_0, El análisis del autor utiliza una verosimilitud condicional de forma binomial sobre la probabilidad de pasar S. Las señales de referencia son 17.5-26.5 mil muestras por segundo y convencionalmente se fijan como el número de pruebas; su incertidumbre de medición no se ha propagado en esta reproducción. El término que no depende de τe no afecta a la forma de la distribución posterior y puede omitirse. La operación clave es sumar secuencialmente los logaritmos de las probabilidades de todos los puntos. Al mismo tiempo, se fijan la fase −2.48 rad y las relaciones de calibración del archivo.

La distribución posterior se obtiene multiplicando la verosimilitud por la densidad previa de Jeffreys del modelo seleccionado. El tiempo τe se considera en una cuadrícula logarítmica de 400 puntos de 10^{14} a 10^{16} segundos. Rejilla logarítmica - un método de colocar nodos; no especifica por sí mismo una densidad uniforme en log τe. Cuando se normaliza, se usan los intervalos de exactamente la variable con respecto a la cual se determina la densidad.

El quinto percentil inferior τ_5 significa que 5El % de la probabilidad en la densidad posterior adoptada se encuentra por debajo de ella. Se utiliza para construir la medida de la macroscopicidad. Esta es la inferencia bayesiana dentro del modelo y calibración establecidos. No es una probabilidad frecuentista universal que la mecánica cuántica esté equivocada, y no establece la existencia de un mecanismo de colapso adicional.

$$\log L(\tau_e) = \sum_i [c_i \log S_i(\tau_e) + (C_{0i} - c_i)\log(1 - S_i(\tau_e))] + \text{const.}$$

(12.4) La probabilidad S_i incluye el control, el promedio de las distribuciones y la modificación seleccionada. El C_{0i} los números de referencia en esta replicación se tratan igual que en el análisis liberado.

$$p(\tau_e \mid \mathcal{D}) = \frac{L(\tau_e)\pi_J(\tau_e)}{\int L(\tau_e)\pi_J(\tau_e)d\tau_e}$$

$$\int_0^{\tau_5} p(\tau_e \mid \mathcal{D})d\tau_e = 0.05.$$

(12.5) πj es la densidad de Jeffreys seleccionada. El cuantil inferior se calcula a partir de la densidad normalizada, y no a partir de su valor máximo.

La estimación publicada reproducida

Sin modificar Macroscopicity_April2025.py y talbotlau.py se ejecutaron en los datos originales. El cálculo dio $\tau_5 = 2.842065516 \times 10^{15}$ s y $\mu = \log_{10}(\tau_5/1\ \text{s}) = 15.453634$. En la sección Métodos del artículo, 2.84×10^{15} s y $\mu = 15.45$ se indican; en la anotación el número se redondea a 15.5. La coincidencia está dentro de los límites de redondeo dados por los autores. [15, 63]

Además, se reproduce la divergencia Kullback-Leibler entre la densidad final y la correspondiente aproximación gaussiana.: 0.001267708. El artículo muestra 1.27×10^{-3}. Aquí este valor caracteriza la forma de la distribución resultante; no reemplaza la probabilidad de falso descubrimiento de nueva física.

Para separar el resultado físico de la forma en que se leyó el cuantil, la densidad se normalizó independientemente por integración trapezoidal y la posición del 5% se interpoló entre nodos adyacentes. Obtuvimos $\tau_5 = 2.827503744 \times 10^{15}$ s y $\mu = 15.451403$. La diferencia en μ Es aproximadamente 0.00223 y es menor que la precisión con la que se da el resultado en Métodos. Esta es una prueba de la extracción cuantil numérica en la misma cuadrícula, en lugar de una calibración física independiente.

La medida μ es el logaritmo del tiempo que se acota dentro de una determinada clase de modificaciones. No equivale al número de mundos, al grado de conciencia de un objeto ni a un porcentaje universal de su carácter cuántico. Su significado lo determinan la familia de dinámicas elegida, la normalización de la masa y el procedimiento de acotación estadística. Comparar μ entre experimentos tiene sentido cuando esta construcción se aplica de forma coherente. [65, 66]

El resultado muestra que el procedimiento numérico publicado puede reconstruirse a partir del conjunto abierto. Al mismo tiempo, la repetición del código fuente y la construcción independiente de la descripción física resuelven diferentes problemas. El primero comprueba la disponibilidad de los datos, la compatibilidad del cálculo y el número publicado. El segundo debe variar calibraciones, fondos alternativos y el propio modelo de probabilidad. Para el último problema, se construye un experimento numérico controlado separado en capítulos posteriores.

Magnitud	Publicación	Recálculo
Número de puntos	3895	3895
Más abajo 5%-cuantilo τ_5	2.84×10^{15} s	$2.842065516 \times 10^{15}$ s
μ en la sección Métodos	15.45	15.453634
De KL a Gaussiano	$1{,}27 \times 10^{-3}$	$1{,}267708 \times 10^{-3}$
μ con interpolación CDF	No es un resultado publicado por separado	15.451403 - control de muestreo

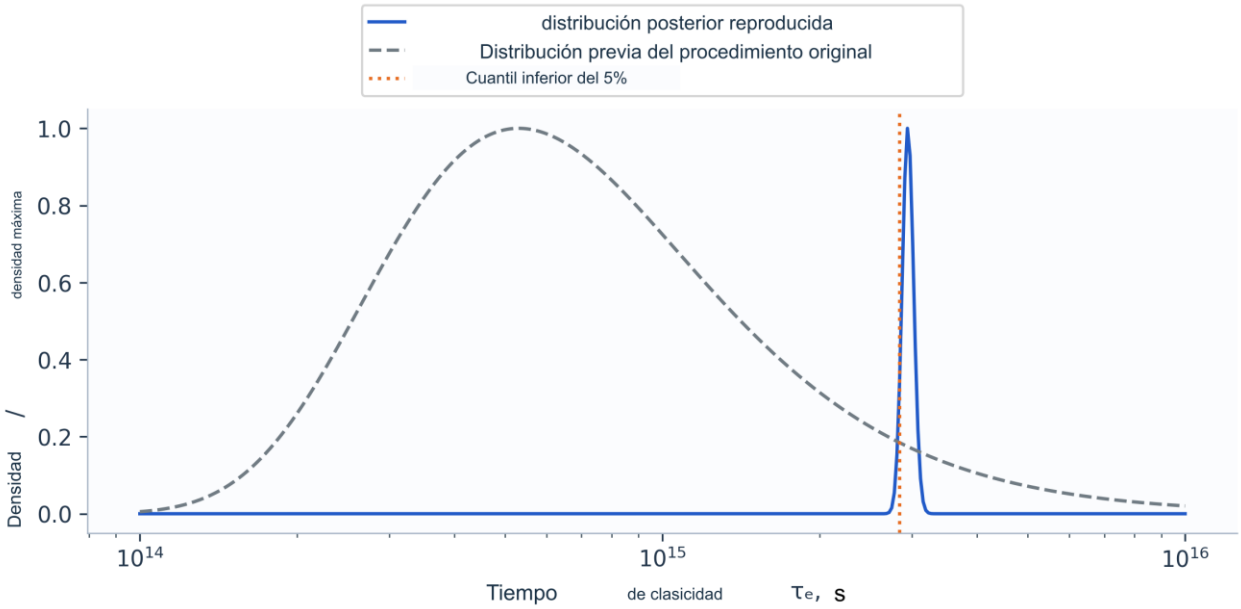


Figura 32. El resultado de la ejecución repetida del procedimiento del autor abierto: una densidad de tiempo posterior de la clasificación y su cuantilo inferior del cinco por ciento. Las densidades se normalizan a sus propios máximos solo para la figura. Datos y procedimiento inicial [63], diseño propio.

Lo que se verifica exactamente por repetición

La comparación realizada guarda los ajustes del procedimiento liberado. Confirma el cálculo a una longitud fija de 10 nm, una ventana de masa, fase y dependencias fotofísicas dadas. Encontrar un máximo en todas las longitudes espaciales y reevaluar todas las calibraciones juntas serían diferentes análisis con un espacio de parámetros diferente. Su resultado no puede atribuirse a la repetición descrita simplemente porque el artículo original discute un programa más amplio.

Los capítulos séptimo y noveno muestran por qué esta limitación importa. La composición del gas, las vibraciones de la rejilla y el tratamiento del fondo oscuro pueden cambiar la pérdida residual estimada. Un resultado obtenido con una calibración no demuestra insensibilidad a esos parámetros. Pruebas que requieren datos adicionales o un análisis de sensibilidad explícitamente limitado. La teoría

general de la medición requiere una afirmación para incluir las condiciones realmente utilizadas.

En la aplicación computacional, las mediciones originales se separan de la serie artificial. Los archivos reales conservan nombres, sumas de comprobación y atribuciones; las series artificiales conservan el número inicial del generador y la ley de generación. Esta separación permite probar tanto el experimento publicado como el método estadístico sin convertir una simulación exitosa en una observación ficticia de la naturaleza.

Después de la replicación, la elección del siguiente paso se vuelve concreta. Puede cambiar una relación de calibración y medir el cambio en el resultado; la fuente y la transmisión se pueden evaluar conjuntamente; puede comparar dos diseños al mismo tiempo. En los capítulos 19-21, se realizan pruebas de búsqueda completa, restauración de la señal introducida, cobertura de intervalos y predicción de nuevas condiciones en un modelo para el que se conocen los parámetros verdaderos. Aquí este modelo recibe apoyo experimental real y un claro límite de transferencia.

El archivo abierto de sodio da un resultado externo reproducible: μ = 15.453634 en el procedimiento liberado, consistente con el redondeo publicado. La utilidad de esta comprobación es la relación trazable entre los archivos, las probabilidades y el número. El siguiente nivel de investigación requiere una transparencia similar en calibraciones inciertas y fondo competitivos; La última parte del libro está dedicada a ello.

Parte III Gravedad y relojes físicos

13 Por qué la gravedad es difícil de incluir en la imagen cuántica

Una piedra cae, un átomo interfiere, un reloj cambia de ritmo a diferentes alturas. Cada uno de estos procesos tiene una descripción física de trabajo. La dificultad aparece cuando la fuente de gravedad se convierte en un objeto cuya posición no puede ser reemplazada por una trayectoria clásica. ¿Qué campo es creado por la masa en superposición? ¿Qué sucede con la geometría si la materia misma obedece a la dinámica cuántica? Llegar a estas preguntas requiere precisión: la frase familiar sobre la incompatibilidad de dos grandes teorías esconde varios problemas diferentes.

El uso conjunto no significa unificación

En un problema cuántico convencional, el espacio especifica la posición del dispositivo, el tiempo marca la secuencia de operaciones y el estado describe el sistema en estudio. Puede refinar la trayectoria de origen, la forma del campo externo y los ajustes del detector mientras mantiene esta organización de cálculo. En la teoría general de la relatividad, la geometría misma está involucrada en la dinámica: la distribución de la energía afecta las distancias y el funcionamiento de los relojes. Por lo tanto, al combinar descripciones, no solo cambia la fórmula de la fuerza. Surge la pregunta acerca de las cantidades físicas en relación con las cuales el estado se define generalmente.

En este caso, la mecánica cuántica y la gravedad se utilizan regularmente en el mismo cálculo. Es suficiente agregar el potencial terrestre conocido al hamiltoniano de un átomo para calcular la contribución gravitacional a la fase de su función de onda. En esta aproximación, la Tierra desempeña el papel de una fuente externa. El cálculo responde a la pregunta sobre el movimiento de la materia cuántica en un campo dado. Todavía no dice qué estados son permisibles para el campo gravitacional en sí y cómo reacciona a los cambios cuánticos en la fuente.

La diferencia es fácil de ver a través del experimento mental. Si una bola pesada se coloca previamente a la izquierda, el movimiento de un átomo se puede calcular junto a ella. Si la bola está preestablecida a la derecha, se producirá un cálculo diferente. Pero un estado de la pelota que mantenga la coherencia entre dos posiciones requiere especificar cómo actúa la interacción en ambas ramas y en su fase mutua. Sustituir la posición media del balón no tiene por qué reproducir esta dinámica. El valor de coordenadas promedio no contiene toda la información sobre el estado cuántico.

Tres objetivos independientes se derivan de esto. Se puede estudiar la materia cuántica en un campo clásico, construir dinámicas consistentes de un campo clásico y la materia cuántica, o cuantificar los grados gravitacionales de libertad. Sus predicciones a veces coinciden de una manera accesible. La coincidencia no hace que

los enfoques sean idénticos, al igual que la misma velocidad de dos autos no significa el mismo diseño de motor. El experimento debe buscar el valor por el cual cesa la coincidencia.

Teoría de trabajo a bajas energías

A menudo el problema se formula demasiado bruscamente: como si la gravedad cuantificadora siempre conduce a infinitos sin sentido. Una declaración más precisa se refiere al poder predictivo de la teoría a energías arbitrariamente altas. Si consideramos la acción ordinaria de Einstein como la teoría cuántica definitiva a todas las escalas, surgen nuevos parámetros necesarios. Sin embargo, esto no impide que se utilice en un área de aplicabilidad limitada, teniendo en cuenta sistemáticamente las correcciones basadas en su pequeñez.

Este enfoque se llama teoría de campo efectiva. El artículo de John Donohue de 1994 muestra cómo separar las contribuciones cuánticas de baja energía de la física de alta energía desconocida y obtener correcciones específicas de largo alcance. Esta es una limitación seria para las afirmaciones populares: la afirmación de que la gravedad cuántica no puede calcular nada en absoluto es falsa. Sin embargo, una descripción efectiva no pretende proporcionar una imagen completa de las primeras etapas del Universo o las regiones internas de las singularidades. [30]

La eficiencia aquí significa control sobre la precisión. Si se está estudiando una onda larga, los detalles del dispositivo fuente que son significativamente más pequeños que su longitud pueden incluirse en el cálculo solo a través de varios parámetros. A medida que aumenta la energía, se deben tener en cuenta más detalles. Un principio similar permite calcular el flujo de agua sin rastrear cada molécula. La analogía se refiere a la organización de aproximaciones; no prueba que el espacio consiste en algún medio microscópico específico.

Para procesos con energía característica E, el indicador adimensional natural de la pequeñez gravitatoria cuántica puede estar compuesto por G, la constante de Planck y la velocidad de la luz. Muestra por qué las energías de laboratorio convencionales están lejos del régimen de fuertes correcciones cuánticas a la geometría. Sin embargo, una corrección débil de la fuerza habitual y la capacidad de la fuerza para transmitir coherencia cuántica son signos diferentes. El segundo a veces se puede verificar a través de la acumulación de fase y correlación, sin acercarse a las energías de Planck.

$$\epsilon_G(E) = \frac{GE^2}{\hbar c^5} = \left(\frac{E}{E_{\mathrm{P}}}\right)^2$$

$$E_{\mathrm{P}} = \sqrt{\frac{\hbar c^5}{G}}.$$

(13.1) Se trata de una estimación dimensional para procesos en los que E especifica la escala de energía relevante. No reemplaza el cálculo de un experimento específico y no significa que cualquier experimento debido a la naturaleza cuántica de la gravedad debe alcanzar la energía de Planck.

¿Qué campo crea una fuente indeterminada?

La bifurcación más obvia aparece al elegir una fuente de campo. En la aproximación semiclásica, la geometría puede ser determinada por el valor promedio de la distribución de energía de la materia cuántica. Al describir un mensajero cuántico, la interacción actúa sobre el estado del sistema compuesto y es capaz de conectar los grados de libertad de dos objetos. En el primer caso, el promedio se incluye en la ley de conexión misma; en el segundo, aparece más tarde, cuando se calcula un resultado de observación específico. La reorganización de estas operaciones puede cambiar la predicción.

Imaginemos dos paquetes remotos de un objeto masivo. Si el campo está determinado por la densidad media, el sistema de sonda responde a una cierta distribución de fuente. Si se mantienen alternativas de interacción coherentes, el sistema de prueba puede asociarse con la posición de origen. Es importante no reemplazar esta distinción con una imagen de dos mitades de una sustancia. Una superposición espacial, una mezcla clásica y una masa literalmente separada pueden tener la misma densidad promedio pero diferente información disponible.

No se deduce de esto que cualquier registro de una fuente promedio sea automáticamente lógicamente imposible. Es necesario especificar toda la teoría: la regla de la evolución del estado, las probabilidades de medición, la respuesta de campo y las intervenciones permisibles. Cambiar una ecuación sin ajustar las otras puede crear no linealidad, dependencia de predicciones sobre el método de preparación de la mezcla, o problemas con la transferencia de información. Tales propiedades se prueban en sistemas compuestos, y no por la similitud externa de las fórmulas con las ecuaciones de Einstein.

También hay enfoques híbridos, donde las cantidades clásicas son aleatorias y están asociadas con un sistema cuántico. En la clase de dinámica cuántica clásica consistente estudiada por Oppenheim et al., la conexión está acompañada por una restricción entre la decoherencia del sector cuántico y la difusión del clásico. Esta es una condición teórica para una clase matemática específica, no una observación de las fluctuaciones espacio-temporales. Su valor radica en el hecho de que la suposición de la geometría clásica tiene un costo cuantitativo en forma de ruido adicional. [43]

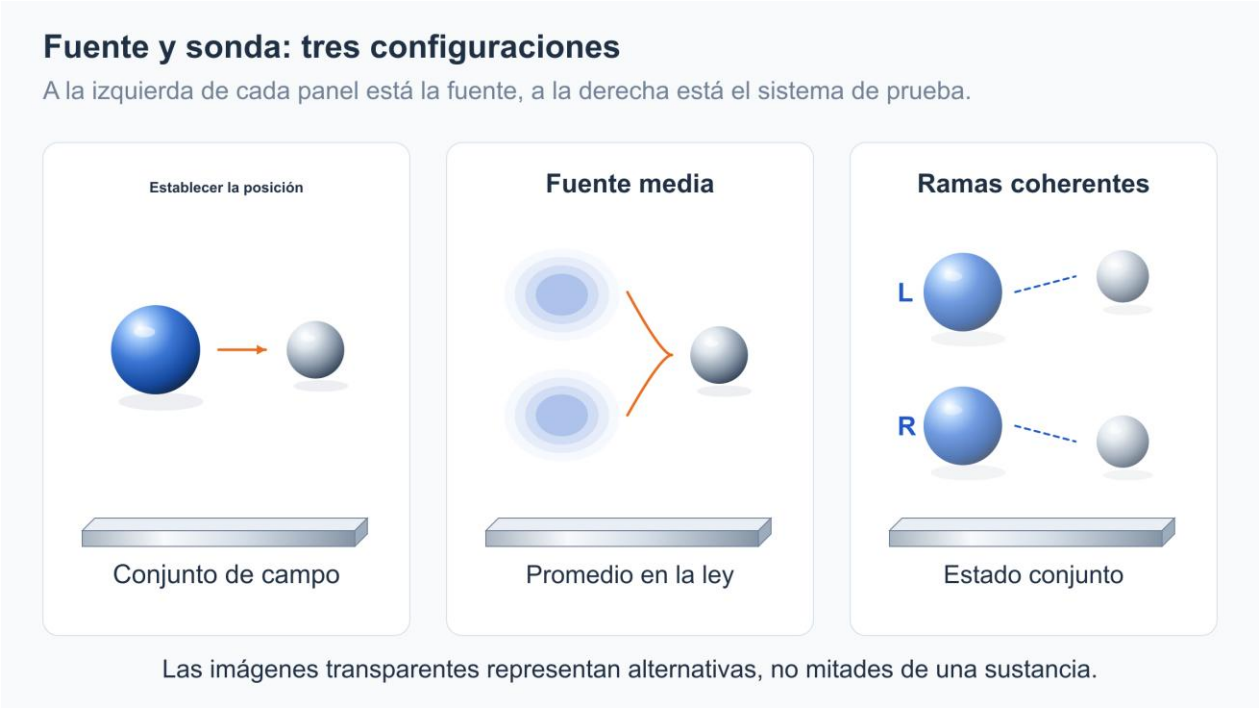


Figura 33. Tres formulaciones del problema de la fuente y la sonda: movimiento en un campo dado, el campo de una fuente promedio incondicional y la dinámica conjunta de alternativas coherentes. En el panel central, las áreas azules representan la distribución de densidad; a la derecha, los componentes del estado y la correlación con la sonda. Las imágenes transparentes no significan la mitad de la sustancia. Las flechas indican la relación en el modelo, no la dirección de la fuerza. El esquema distingue entre modelos sin anunciar la elección experimental de uno de ellos.

Lo que el experimento con una fuente promedio verificó

La pregunta de origen promedio tiene una historia experimental. En 1981 Page y Geilker reportaron un resultado incompatible con las ecuaciones semiclásicas más simples de Einstein. La fuerza de este ejemplo es probar una cierta regla de cómo el campo se relaciona con la materia cuántica. Los autores lo formularon como un apoyo indirecto para la cuantificación de la gravedad, más que como una prueba definitiva. [61]

La bifurcación de contenido se puede restaurar en un diagrama simple. Deje que el resultado cuántico determine cuál de las dos configuraciones macroscópicas de la fuente se realizará. Si promediamos ambas configuraciones incondicionalmente y luego declaramos que este promedio es la única fuente física, obtenemos una predicción para el dispositivo de prueba. Si su lectura se correlaciona con una configuración grabada particular, se requiere una regla diferente. Lo que es de importancia decisiva es qué estado se usa después del registro y cuál se considera exactamente la fuente en un experimento en particular.

Por lo tanto, el argumento experimental no puede transferirse a ningún modelo en el que aparezca la palabra “clásico”. El campo clásico estocástico, la dinámica condicional posterior a la medición y el campo medio incondicional representan diferentes construcciones. Para la siguiente prueba, es necesario anotar sus reglas para la preparación, el promedio y el registro por adelantado. Esta necesidad conecta

el problema gravitatorio con el problema de la medición, discutido en el tercer capítulo.

Pequeñas masas en un experimento difícil

La señal gravitacional aumenta con la masa, pero un objeto masivo es más difícil de mantener en una superposición controlada. Sus grados internos de libertad, radiación térmica, colisiones con gas residual y comunicación con soportes crean canales de interacción adicionales. La disminución de la distancia aumenta la gravedad al tiempo que aumenta los requisitos para suprimir las fuerzas electromagnéticas. Por lo tanto, la tarea no se reduce a elegir el cuerpo más pesado posible y el vecino más cercano. Es necesario preservar exactamente aquellas propiedades por las que difieren los modelos.

Un experimento de demostración de Westphal et al midió el acoplamiento gravitacional de esferas de oro con un radio de aproximadamente un milímetro y una masa de aproximadamente noventa miligramos. El trabajo fue publicado en Nature en 2021. Esta es una demostración de una medida sensible de la atracción clásica de fuentes pequeñas; no creó el supuesto entrelazamiento gravitacional de dos superposiciones masivas. Este resultado es importante como dominio del modo de medición, pero su significado científico no puede expandirse para confirmar el intermediario cuántico. [31]

En un experimento completo, se deben cumplir varias habilidades: preparar el estado, mantener la coherencia durante un tiempo suficientemente largo, la interacción controlada y la lectura confiable de las correlaciones. El éxito de cada etapa por separado no garantiza el éxito del protocolo conjunto. Por ejemplo, un dispositivo de enfriamiento puede introducir ruido de retención, o un separador de paquetes puede introducir interacción no deseada entre objetos. Los parámetros de instalación forman un problema acoplado, donde mejorar una característica a veces empeora otra.

Esto explica el valor de un cálculo preliminar. Es capaz de mostrar qué característica está realmente limitando el experimento: temperatura, deriva de distancia, carga aleatoria, tiempo de lectura o número de repeticiones. Sin tal análisis, uno puede pasar años perfeccionando un componente que hace poco para mejorar la distinguibilidad de las teorías. Un buen modelo ayuda a formular una meta medible para el ingeniero mientras hace explícitos los supuestos de los que depende la conclusión fundamental.

Presupuesto numérico para geometría y preparación

Es útil pasar de la lista de dificultades al presupuesto de un cálculo. El siguiente capítulo utiliza dos masas de 10^{-14} kg, distancia al centro d = 450 µm, espacio entre ramas s = 250 µm y exposición t = 2 s. Esta es una configuración de entrenamiento: sus parámetros no se declaran como características de instalación alcanzadas conjuntamente. Aquí es necesario traducir los errores de masa y geometría en errores de fase entrelazados, y luego ver qué control se requiere para interpretar el

resultado. Aquí., Δ denota la suma de las fases de las ramas LL y RR menos la suma de las fases de LR y RL; el siguiente capítulo mostrará por qué esta combinación define el entrelazamiento.

Para la energía newtoniana puntual, el módulo de fase es proporcional a m₁m₂ts²/[d(d²−s²)]. El pequeño cambio en cada entrada se multiplica por la derivada logarítmica correspondiente. Por lo tanto, un micrómetro de error en d y un micrómetro de error en s tienen precios diferentes. A medida que s se aproxima a d, las derivadas aumentan: el aumento de la señal va acompañado de un aumento en la sensibilidad a la geometría. Esta es una propiedad del modelo, y no una desventaja del dispositivo de medición.

La tabla proporciona incertidumbres estándar independientes ilustrativas. Al calcular las derivadas, se usó una fórmula exacta de cuatro ramas, sin la aproximación de s/d pequeño. Cada fila muestra la contribución a la incertidumbre estándar Δ. La adición cuadrática da alrededor 0.00399 rad, o 1.59% del módulo de fase. Si las calibraciones están correlacionadas, se necesita su matriz de covarianza completa en lugar de esta adición. Error general de escala de imagen, por ejemplo, cambios d y s simultáneamente.

La incertidumbre de la calibración constante y la variación aleatoria de ejecución a ejecución tienen diferentes efectos. El primero amplía el rango de predicción permisible. El segundo puede difuminar adicionalmente la fase en el estado promedio. El número de la tabla no se puede sustituir automáticamente en el índice de decoherencia. Para hacer esto, es necesario medir las estadísticas de tiempo de la deriva y determinar qué fluctuaciones son comunes a dos objetos y cuatro ramas.

La suposición de paquetes fijos también requiere la implementación física. Los paquetes libres se expanden; el potencial de confinamiento y el control modifican sus formas y fases. Para paquetes gaussianos con una anchura conocida, se puede promediar el potencial newtoniano sobre las distribuciones de coordenadas o propagar numéricamente todo el estado. La condición previa para la estrechez (el ancho es sustancialmente menor que la distancia más pequeña d−s) solo especifica la región donde tal promedio puede ser una pequeña corrección. No reemplaza la verificación de movimiento de paquetes.

En el futuro, la visibilidad v caracterizará la coherencia de cada subsistema de dos ramas después de la preparación, exposición y mezcla. El uso de una sola v solo es permisible después de verificar que estos canales son idénticos. El error de lectura se introducirá por separado. Esta división permite entender si el recurso cuántico en sí ha disminuido o si la capacidad de registrarlo se ha deteriorado.

$$\frac{\delta \Delta}{\Delta} = \frac{\delta m_1}{m_1} + \frac{\delta m_2}{m_2} + \frac{\delta t}{t} + \left(\frac{2}{s} + \frac{2s}{d^2 - s^2} \right) \delta s - \left(\frac{1}{d} + \frac{2d}{d^2 - s^2} \right) \delta d .$$

(13.2) Propagación lineal de pequeños cambios de parámetros. Para incertidumbres estándar con covarianza Σ, uso $\sigma^2\Delta = J \Sigma J^{T}$, donde J es la cadena de derivados de Δ con respecto a las entradas.

Presupuesto de incertidumbre de fase ilustrativo

Entrada	Acepta la incertidumbre	Contribución a σΔ, rad
Masa del primer cuerpo	1 %	0.002511
Masa del segundo cuerpo	1 %	0.002511
Distancia d	0.5 µm	0.001086
Espaciado s	0.5 µm	0.001453
Tiempo de interacción t	1 ms	0.000126

Estas son las incertidumbres especificadas para el cálculo, y no un informe sobre la precisión lograda de la plataforma experimental.

Por qué una conexión externa débil puede ser decisiva

La interpretación gravitacional no está determinada por la pequeñez absoluta de la fuerza extraña, sino por su relación con el efecto beneficioso. Para dos masas idénticas de 10^{-14} kg, una carga elemental en cada objeto da energía de Coulomb de la misma forma geométrica 1/r, pero aproximadamente $3.46 \cdot 10^{10}$ veces mayor que el newtoniano. Esta comparación no supone que el cargo esté realmente presente: se calcula el costo de dicho error de preparación.

Si ambas cargas residuales pudieran reducirse de forma continua, exigir una contribución de Coulomb inferior al uno por ciento de la gravitatoria correspondería a una magnitud de cada carga menor que aproximadamente $5.4 \cdot 10^{-7}$ de la carga elemental. Para un cuerpo aislado, esto no describe un valor fraccionario disponible de su carga libre. La cifra muestra la necesidad de un estado neutro y de controlar de forma independiente las interacciones electromagnéticas. Una carga neta nula no excluye por sí sola momentos dipolares, potenciales superficiales no homogéneos ni polarización.

La calibración debe verificar exactamente la combinación de fases de las cuatro ramas. Un campo que actúa por igual sobre un objeto en todos los estados del segundo da una fase local y se puede eliminar eligiendo el eje de lectura. Una conexión que depende de los estados de ambos objetos puede crear la misma combinación de entrelazamiento que la gravedad. Por lo tanto, medir la aceleración promedio y demostrar bajo ruido de fondo aún no excluye una fuente no gravitacional de correlaciones.

Las series de control se pueden organizar cambiando las condiciones de distancia, orientación, blindaje y preparación de la carga. Cada cambio requiere su propio modelo: la pantalla es capaz de suprimir el acoplamiento electrostático al tiempo que agrega fluctuación o acoplamiento mecánico. En el análisis final, las calibraciones geométricas y los límites verificados de interacciones extrañas deben acompañar al testigo de entrelazamiento. De lo contrario, se establecerá la naturaleza cuántica del estado final, pero no la razón de su aparición.

$$\frac{|U_{\mathrm{C}}|}{|U_{G}|} = \frac{|q_1 q_2|}{4\pi\varepsilon_0 G m_1 m_2}.$$

(13.3) La relación se refiere a cargas puntuales y masas con la misma distancia. Para objetos neutros extendidos, se requiere un modelo electromagnético diferente.



Figura 34. Mapa conceptual de control de conexiones extrañas entre dos masas pequeñas. Vista de la sección del artista que muestra los controles locales individuales y el diseño mecánico general; circuitos ampliados resaltan la carga residual, los campos superficiales y la transmisión a través de soportes. El gas y la radiación térmica también se incluyen en el modelo de medio. La implementación se muestra condicionalmente: la figura no confirma el logro de la superposición o entrelazamiento gravitacional requerido y no especifica un dibujo cuantitativo.

Niveles de una respuesta

La primera respuesta posible se refiere a la interacción en sí: la señal observada es consistente con la fuerza gravitacional en el rango elegido. El siguiente se refiere al estado cuántico de la materia: después de la interacción, surge el entrelazamiento u otra propiedad predeterminada. Una conclusión más fuerte concierne al mediador: los datos excluyen alguna clase de modos clásicos de comunicación de interacción. Incluso más atrás están las declaraciones sobre los cuantos de campo, su dinámica relativista y la teoría microscópica final de la geometría.

Entre estos niveles se necesitan argumentos adicionales. Para concluir sobre el mediador, es necesario excluir otras conexiones entre los cuerpos y verificar la independencia inicial de sus estados. Para llegar a una conclusión sobre los gravitones, es necesario aclarar qué se entiende exactamente por cuantos de campo y qué modo se está estudiando. La elección de una teoría fundamental requiere un observable en el que las opciones divergen. Una curva de correlación exitosa no lleva automáticamente todo este contenido.

Este procedimiento no reduce la importancia de los experimentos de laboratorio. Por el contrario, le permite determinar de antemano el resultado alcanzable. La eliminación de una amplia pero específica familia de modelos puede cambiar la dirección de la investigación, incluso si no se selecciona una teoría definitiva. La nueva restricción de ruido también es significativa: fuerza a la dinámica alternativa a responder a varias dimensiones a la vez. La ciencia avanza cuando el espacio de posibles explicaciones se reduce y el siguiente experimento decisivo se vuelve más claro.

14 Dos masas y una prueba del mediador

Deje que las dos masas pequeñas se preparen primero de forma independiente. Cada uno es capaz de estar en una superposición coherente de dos posiciones espaciales. Se dejan interactuar, después de lo cual se comparan los resultados de la medición. Exteriormente, el experimento se asemeja al estudio de una fuerza muy débil. Su pregunta fundamental es más profunda: ¿puede una interacción crear un estado que ya no puede ser descrito por los estados independientes de los dos participantes?

De cuatro alternativas a un estado

En 2017, los grupos Bose y Marletto-Vedral propusieron usar el entrelazamiento gravitacional como evidencia de las propiedades no clásicas del mediador. En la versión de Bose et al., los estados espaciales están acoplados a espines, permitiendo que las correlaciones deseadas sean leídas a través de mediciones de espín. Son propuestas experimentales y argumentos teóricos. Su publicación no significa en sí misma que el entrelazamiento gravitacional haya sido documentado. [32, 33]

Para los cálculos educativos, basta con dejar dos posiciones claramente distinguibles de cada masa: L y R. Se supone que los paquetes de ondas espaciales son estrechos en comparación con las distancias entre objetos que interactúan. El estado inicial contiene cuatro combinaciones: LL, LR, RL y RR - con los mismos módulos de amplitud. La preparación independiente especifica el producto de dos estados; al principio no hay entrelazamiento.

En cada combinación, la distancia entre las masas es diferente, por lo que la energía potencial gravitacional también es diferente. Durante la exposición, diferentes ramas ganan diferentes fases. Si estas fases pueden descomponerse completamente en la contribución separada del primer objeto y la contribución separada del segundo, el estado sigue siendo un producto. Si tal descomposición no es posible, surge el entrelazamiento. En consecuencia, no es solo la magnitud de la fase acumulada lo que es importante, sino su dependencia de dos posiciones a la vez.

En el modelo más simple, las posiciones durante la exposición son fijas, los movimientos durante la separación y convergencia de paquetes son insignificantes, y no hay pérdidas. Esta es una descripción deliberadamente limitada. Le permite verificar el álgebra y el orden de magnitud. Al diseñar un experimento, la fase debe integrarse a lo largo de trayectorias reales, incluidos los intervalos de control, y las interacciones adicionales deben incluirse en el mismo cálculo que la gravedad.

$$|\psi(t)\rangle = \frac{1}{2} \sum_{a,b \in \{L,R\}} e^{i\phi_{ab}} |a\rangle_1 |b\rangle_2$$

$$\phi_{ab} = \frac{G m_1 m_2 t}{\hbar r_{ab}}.$$

(14.1) El signo positivo de la fase se deriva de la energía negativa newtoniana $U = -Gm_1m_2/r$ y el factor de evolución $\exp(-iUt/\hbar)$. Cuando la distancia cambia, el valor t/r se sustituye por la integral de $1/r(\tau)$ a lo largo del tiempo.

Una combinación de fases que no se puede eliminar localmente

Que se añadan fases arbitrarias al estado del primer objeto, dependiendo sólo de L o R; lo mismo se hizo con el segundo. Tales operaciones cambian los coeficientes individuales, pero no crean interacciones entre objetos. Después de restarlos, queda una combinación esencial de cuatro fases. Es igual a la suma de las fases de marcas idénticas menos la suma de las fases de diferentes marcas. Es este valor el que determina el entrelazamiento de un estado ideal con módulos iguales de coeficientes.

La conclusión puede ser verificada sin recurrir a la imagen de partículas intermedias invisibles. Los coeficientes de estado forman una matriz de dos por dos. Para el producto de dos vectores, su determinante es cero. Aquí el determinante es proporcional a la diferencia de dos números complejos: uno contiene la suma de las fases LL y RR, el otro - la suma de LR y RL. Sus módulos son los mismos, por lo que la diferencia está determinada solo por el ángulo entre ellos.

Una medida conveniente del entrelazamiento del estado puro de dos sistemas de dos niveles se llama concurrencia; debajo se denota C. Un valor de cero corresponde al producto, de uno a máximo entrelazamiento. La fórmula muestra la periodicidad del efecto: aumentar el tiempo no siempre aumenta C. La fase puede pasar por un máximo y volver a un estado que es de nuevo un producto. Por lo tanto, una duración mal elegida no nos permite concluir que la interacción no crea entrelazamiento en absoluto.

$$\Delta = \phi_{LL} + \phi_{RR} - \phi_{LR} - \phi_{RL}.$$

(14.2) Δ no cambia cuando las fases independientes α_a y β_β se añaden: sus contribuciones se cancelan entre sí en esta combinación.

$$C = 2|a_{LL}a_{RR} - a_{LR}a_{RL}| = \left|\sin\frac{\Delta}{2}\right|.$$

(14.3) La última igualdad usa $a_{a\beta} = \exp(i\varphi_{a\beta})/2$. Se refiere a un estado puro, ramas ortogonales y amplitudes iniciales iguales. Para un estado mixto, esta fórmula corta no es aplicable.

La geometría importa más que la fuerza

Para un ejemplo claro, los centros de las posiciones iniciales están separados por una distancia d, y ambas masas se desplazan a lo largo de la misma línea en la misma cantidad s entre las ramas. Entonces dos combinaciones tienen distancia d, una es d+s, la otra es d−s. La sustitución da la expresión exacta dentro del modelo de masa puntual. Si s es mucho menor que d, queda una dependencia del cuadrado de s y el cubo inverso de d.

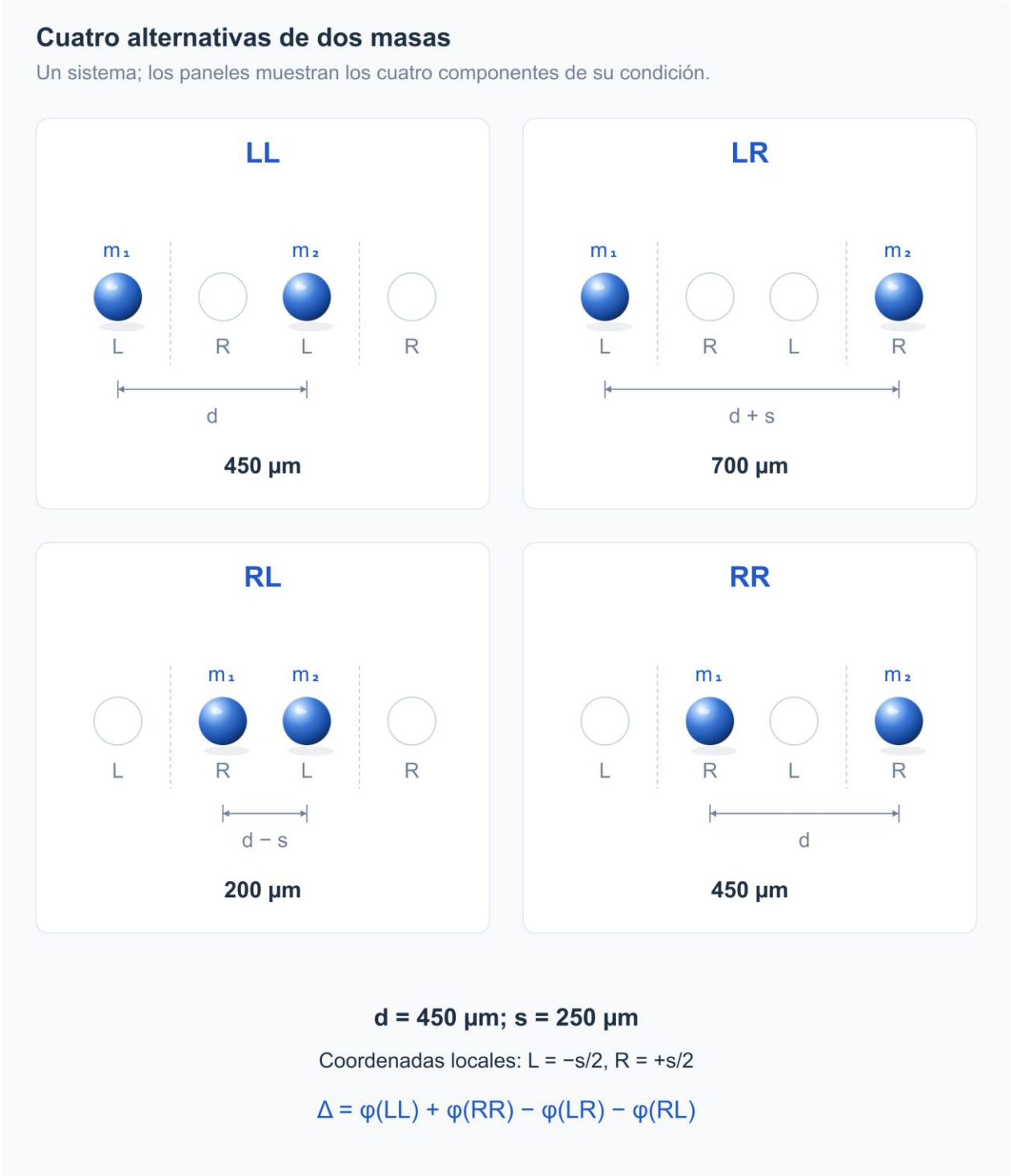


Figura 35. Cuatro componentes del modelo de dos masas con la orientación general de coordenadas locales L=−s/2 y R=+s/2. En las ramas LL y RR la distancia es d, en LR - d+s, en RL - d−s. Para el entrenamiento d=450 μm y s=250 μm Estos son: 450, 700, 200 y 450 μm. Las marcas grises muestran ambas posiciones locales disponibles, las esferas azules muestran la alternativa seleccionada para cada panel. Estos son componentes de un estado; la masa de cada cuerpo en cada rama permanece total. Las distancias entre los centros son proporcionales a los valores indicados, los diámetros de las esferas son arbitrarios.

El resultado tiene un significado físico. La aceleración casi idéntica de todas las ramas da principalmente cambios de fase locales, que en sí mismos no conectan objetos. La parte de entrelazamiento es sensible a las diferencias en las interacciones entre las alternativas. Por lo tanto, la misma fuerza promedio para diferentes geometrías puede dar una señal útil diferente. La elección de la colocación del paquete es parte de una medición fundamental, no solo una cuestión de facilidad de instalación.

Puede sustituir los valores condicionales no indicados como experimento realizado: $m_1 = m_2 = 10^{-14}$ kg, d = 450 µm, s = 250 µm y exposición 2 s. La fórmula exacta da el módulo Δ sobre 0.25 radianes y C sobre 0.13 en ausencia total de decoherencia. La pequeña aproximación s ya no es particularmente precisa aquí, ya que la relación s/d es más de la mitad. El ejemplo muestra por qué una hermosa fórmula asintótica necesita ser revisada antes de las conclusiones de ingeniería.

Un tiempo de interacción largo aumenta la fase, pero al mismo tiempo le da al medio más tiempo para destruir la coherencia. La disminución de la distancia aumenta la sensibilidad al error de medición. Para cuerpos extendidos, se requiere integración sobre distribuciones de masa; Las desviaciones en la forma, orientación y proximidad de las superficies son especialmente significativas. Para cuerpos esféricos simétricos no superpuestos, la energía newtoniana coincide con la energía de las masas puntuales en los centros. Por lo tanto, el tamaño no siempre requiere corrección, pero la condición de simetría debe justificarse.

$$\Delta = \frac{G m_1 m_2 t}{\hbar}\left(\frac{2}{d} - \frac{1}{d+s} - \frac{1}{d-s}\right) = -\frac{2 G m_1 m_2 t s^2}{\hbar d (d^2 - s^2)}.$$

(14.4) Requiere d > s y sin superposición de cuerpos físicos. Por s ≪ d, el denominador puede ser reemplazado por $\hbar d^3$; el signo depende del etiquetado de las ramas y no afecta a C.

$$U_{ab} = -G \int d^3x\, d^3y \, \frac{\varrho_{1a}(\mathbf{x})\varrho_{2b}(\mathbf{y})}{|\mathbf{x}-\mathbf{y}|}.$$

(14.5) Aquí ϱ denota la densidad de masa, y los subíndices a y b denotan las posiciones u orientaciones de las ramas correspondientes. Esta energía reemplaza la expresión puntual cuando la forma y distribución de la masa son significativas.

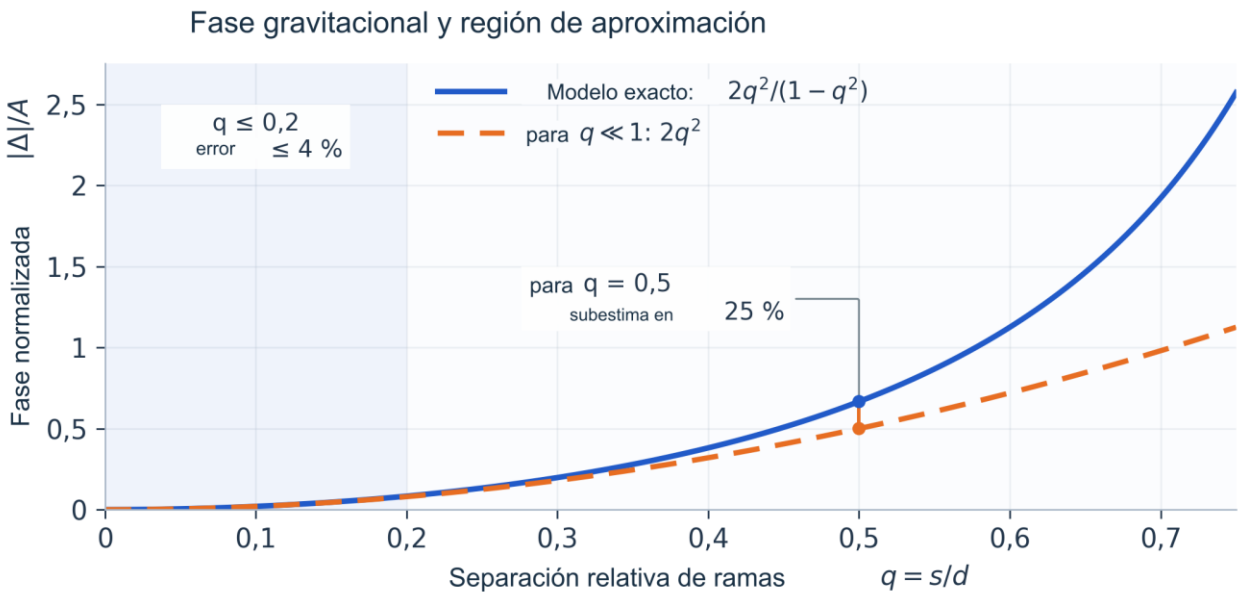


Figura 36. Cálculo de la fase gravitacional normalizada para masas puntuales a una A fija = $Gm_1m_2t/(\hbar d)$. Línea sólida: $|\Delta|/A = 2q^2/(1-q^2)$, donde $q = s/d$; línea de puntos: aproximación $2q^2$ por $q \ll 1$. La subestimación relativa del valor exacto es igual a q^2: por $q = 0.2$ es 4%, por $q = 0.5$ es 25%. Este es un modelo ilustrativo, no datos experimentales.

¿Qué queda después de la interacción con el medio ambiente?

El resultado real se describe mediante la matriz de densidad. Sus elementos diagonales dan las probabilidades de las ramas, y los elementos no diagonales contienen la coherencia entre ellos. El ruido de fase aleatorio puede reducir este último sin cambiar la probabilidad de posiciones. Por lo tanto, cuatro frecuencias de golpe aproximadamente idénticas no dicen nada sobre la preservación de la superposición. Necesitamos mediciones en otras bases, acceso a interferencias o un testigo pre-sustentado del entrelazamiento.

En un modelo de decoherencia pura simple, el elemento de matriz recibe un factor de fase y atenuación. Pero no se puede asignar arbitrariamente una tasa conveniente a cada par de ramas: la transformación agregada debe preservar la permisibilidad física del estado. Es más fiable derivar ruido de fuerzas aleatorias específicas o de una ecuación correcta de sistema abierto. Si se producen transiciones de estado, pérdida de partículas o calentamiento adicional, el exponente solo para elementos fuera de la diagonal ya no es suficiente.

Incluso con un modelo válido, las pérdidas pueden afectar la selección de datos. Si solo se analizan los registros exitosos, debe indicar qué determina el éxito. La selección puede cambiar el tipo de correlaciones observadas. Lo mismo se aplica a los errores de calibración y preparación del detector. Un cálculo adecuado relaciona los parámetros de origen con las probabilidades de resultados brutos, incluidas omisiones, y luego construye una estimación del entrelazamiento y su incertidumbre.

La ausencia de entrelazamiento observable tiene varias razones posibles: la interacción no lo crea, el entorno lo borra demasiado rápido, el testigo elegido no es lo suficientemente sensible o todavía hay pocas mediciones. Estas opciones están

separadas por configuraciones adicionales y series de control. Un resultado negativo es útil cuando se formula excluyendo un rango particular de predicciones. Sin una estimación de sensibilidad, la frase "entrelazamiento no encontrado" no transmite casi nada sobre la gravedad.

$$\rho_{ab,cd}(t) = \rho_{ab,cd}(0)\exp\{i[\phi_{ab}(t) - \phi_{cd}(t)] - \Gamma_{ab,cd}t\}.$$

(14.6) Esta es una forma tutorial para el ruido de fase pura Markoviano estacionario con tasas físicamente consistentes Γ. No es un modelo universal del medio ambiente y no prueba el mecanismo de colapso objetivo.

Matriz explícita del estado bajo ruido de fase

La transición a un estado mixto se puede realizar sin coeficientes indefinidos adicionales. Es conveniente seleccionar primero los ejes de lectura de fase local. Cualesquiera cuatro fases se descomponen en una fase común, dos vueltas separadas y una parte que interactúa. Si $z_L = 1$ y $z_R = -1$, Este último es igual a $\Delta z_a z_\beta/4$. La fase general no es observable; las rotaciones locales se determinan mediante calibración y se compensan durante la medición.

Después de esta operación, el estado puro se escribe como $\exp(i\Delta Z_1 Z_2/4)|{+}{+}\rangle$. Aquí. $|+\rangle = (|L\rangle+|R\rangle)/\sqrt{2}$, y Z distingue dos ramas. La compensación no crea entrelazamiento: es el producto de dos operaciones locales. Sin embargo, el error de compensación cambia los valores de correlaciones de medición específicas. Por lo tanto, los ejes no se pueden montar independientemente en la misma muestra en la que se declara el significado del testigo. Para tal ajuste, se requerirá una serie de capacitación separada o una contabilidad estadística de la búsqueda.

Deje que cada objeto pase independientemente a través del canal de desintegración de fase pura. Las diagonales de la matriz de una partícula se conservan, y los elementos fuera de la diagonal se multiplican por v de cero a uno. En una matriz de dos partículas, un elemento que difiere en la etiqueta de un subsistema recibe un multiplicador v, y un elemento que difiere en dos etiquetas recibe v^2. Este es el producto tensor de dos canales admisibles, por lo que la positividad de todo el estado está garantizada por la construcción.

A continuación se muestra la matriz en orden LL, LR, RL, RR. Contiene diagonales idénticas, pero esto no es suficiente para determinar sus propiedades cuánticas. Cuando v = 0, Se obtiene un estado completamente mixto de cuatro ramas. En v = 1, Se restablece un ejemplo de fase pura. Los valores intermedios describen una degradación continua de la coherencia con probabilidades de detección de posición constante.

Para el ruido de fase local estacionario podemos establecer $v = \exp(-\gamma t)$. Esta definición de tasa γ se refiere a la amortiguación de un elemento no diagonal de una sola partícula. No incluye pérdida de objetos, asimetrías de preparación o transiciones aleatorias entre ramas. Cuando tales procesos son significativos, la matriz debe cambiar de acuerdo con sus canales individuales.

$$\phi_{ab} = \phi_0 + \alpha z_a + \beta z_b + \frac{\Delta}{4} z_a z_b$$

$$\phi_0 = \frac{1}{4} \sum_{a,b} \phi_{ab}.$$

(14.7) α = (φLL+φLR−φRL−φRR)/4 y β = (φLL−φLR+φRL−φRR)/4. Rotaciones exp(−iαZ₁) y exp(−iβZ₂) eliminar los componentes locales.

$$\rho_v = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 & v e^{i\Delta/2} & v e^{i\Delta/2} & v^2 \\ v e^{-i\Delta/2} & 1 & v^2 & v e^{-i\Delta/2} \\ v e^{-i\Delta/2} & v^2 & 1 & v e^{-i\Delta/2} \\ v^2 & v e^{i\Delta/2} & v e^{i\Delta/2} & 1 \end{pmatrix}.$$

(14.8) La matriz se refiere a ramas ortogonales iguales a las amplitudes originales, fases locales compensadas y canales de decaimiento de fase independientes idénticos.

Tres escenarios para un testigo de entrelazamiento

La matriz de dos sistemas de dos niveles tiene un control estricto: la transposición parcial sobre el segundo subsistema debe preservar la positividad para el estado separable. En la dimensión de dos por dos esta condición también es suficiente para la separabilidad. En las dimensiones superiores, la última afirmación ya no es cierta. [59] Para la familia bajo consideración, el espectro se calcula explícitamente, y solo uno de sus elementos puede volverse negativo.

Vamos a denotar $C_0 = |\sin(\Delta/2)|$. La negatividad, es decir, la suma de los módulos de valores propios negativos de una matriz parcialmente transpuesta, es igual a $\max.0,(v^2+2vC_0-1)/4]$. Por lo tanto, el umbral está dado por la igualdad $v^2+2vC_0 = 1$. Para la geometría original es v = 0.88256848. Si el tiempo de interacción es de dos segundos y v = exp(−γt), El entrelazamiento requiere $\gamma < 0.06245945\ s^{-1}$. Este es el límite de un determinado modelo de estado.

Una tomografía completa no es necesaria aquí. Vamos a introducir X, Y y Z como matrices de Pauli en la base de la rama y fijar de antemano q = signo[sin(Δ/2)]. Tres ajustes son suficientes: medir X para ambos objetos, luego Y para el primero y Z para el segundo, luego Z para el primero e Y para el segundo. A partir de las tres correlaciones, se construye el indicador S. Por negativo Δ Del ejemplo dado, q = −1, por lo tanto, se añaden las tres correlaciones medidas.



Figura 37. Se repite la misma preparación para los tres ajustes XX, YZ y ZY preseleccionados. Cada par se registra en una configuración y da uno de los cuatro pares de caracteres. Los ejes incompatibles no se miden simultáneamente en el mismo par. El diagrama explica cómo se lee al testigo; una conclusión sobre la naturaleza del mediador requiere premisas adicionales y el control de otras conexiones.

El límite $S \le 1$ se aplica a cualquier estado de dos cúbits separables, no solo a la familia de ruido seleccionada. Para un estado de producto, las correlaciones tienen la forma de productos de los componentes de los vectores locales de Bloch r y s. Entonces $S = r^{T}Ts$, donde T reorganiza las dos coordenadas y posiblemente cambia sus signos. La norma espectral T es igual a uno, y las longitudes de los vectores Bloch no exceden uno. Por lo tanto $S \le 1$. Una mezcla de estados del producto preserva la desigualdad debido a la linealidad.

Para una matriz dada, $XXXX = v^2$ y $ZYZ = ZY = -v \sin(\Delta/2)$. Por lo tanto, $S = v^2 + 2vC_0$, y este testigo en particular alcanza el mismo umbral que el criterio de transposición parcial. Esta coincidencia se debe a la simetría de la familia. Para un estado mixto arbitrario, la ausencia de una violación $S \le 1$ no prueba separabilidad: otro testigo puede ser más sensible.

El alcance de la verificación matemática aquí es claro. Se mide la propiedad de dos grados de libertad seleccionados. Para llegar a una conclusión sobre un intermediario gravitacional, se requiere adicionalmente la independencia de la preparación inicial y el control de otros canales de comunicación. El cambio local de ejes no es físicamente capaz de crear un entrelazamiento falso, pero un procedimiento de selección de ejes desconocido o impulsado por datos puede distorsionar la estimación estadística.

$$\operatorname{spec}(\rho_{\nu}^{T_2}) = \left\{ \frac{1+\nu^2 \pm 2\nu|\cos(\Delta/2)|}{4}, \frac{1-\nu^2 \pm 2\nu|\sin(\Delta/2)|}{4} \right\}.$$

(14.9) Ambos pares contienen dos valores. El primer par no es negativo; el valor mínimo del segundo determina el umbral para esta familia.

$$S = \langle X \otimes X \rangle - q(\langle Y \otimes Z \rangle + \langle Z \otimes Y \rangle)$$
$$W = \frac{I - X \otimes X + q(Y \otimes Z + Z \otimes Y)}{4}.$$

(14.10) Para cualquier estado separable, S ≤ 1 y W ≥ 0. La violación S > 1 indica entrelazamiento; q se selecciona antes del análisis de datos.

$$v_{\text{crit}} = \sqrt{1 + C_0^2} - C_0$$
$$\mathcal{N} = \max\left(0, \frac{v^2 + 2vC_0 - 1}{4}\right).$$

(14.11) C_0 caracteriza el estado puro ideal. Negatividad N y concurrencia C_0 son medidas diferentes; no se pueden identificar para el estado de ruido.

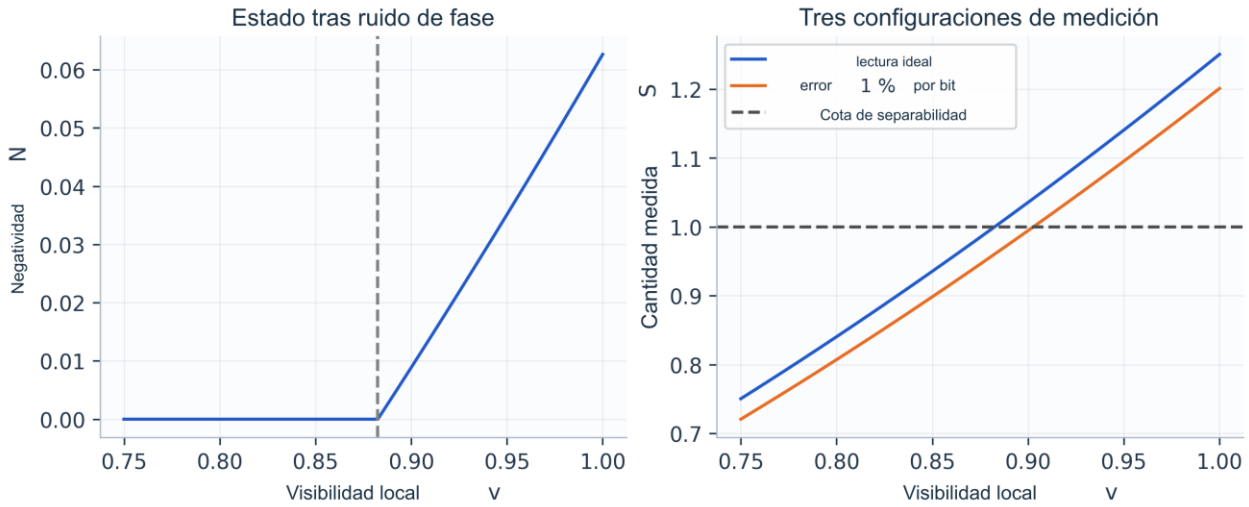


Figura 38. El límite de entrelazamiento en el modelo de dos ramas. A la izquierda está la negatividad del estado mixto, a la derecha está el indicador de tres ajustes S con lectura ideal y error del 1 % por signo registrado. Con la geometría aceptada, el umbral de estado es v = 0.882568, y el umbral de un testigo directo con tal error es v = 0.902822. Este es un cálculo de un modelo dado, no una medida.

Del estado a cuatro resultados del detector

Cada uno de los tres ajustes produce cuatro pares de resultados binarios: ++, +−, −+, y −−. La correlación sigue directamente de sus frecuencias: signos iguales contribuyen +1 Los signos opuestos contribuyen −1. La verosimilitud completa requiere las cuatro probabilidades porque las medias de una sola partícula en el ajuste XX también son distintas de cero. Reducir los datos a una medida es conveniente para el testigo, pero no debe conducir a la pérdida del registro original.

Para la medición A para el primer objeto y B para el segundo, la probabilidad del par a,b es igual a un cuarto de la suma de la unidad, dos promedios de una sola partícula y el término de correlación. En los ejes seleccionados,$X_1\rangle$ = $\langle X_2\rangle$ = v cos(Δ/2), mientras que los promedios Y y Z son cero. Por lo tanto, la mayoría de los resultados XX, cuando están bien preparados, tienen un signo + +, aunque los otros dos ajustes permanecen casi uniformes.

Vamos a introducir una respuesta de registro simple y verificable por separado: cada signo registrado cambia independientemente al opuesto con probabilidad. ε. En η = 1−2ε Los promedios de una sola partícula disminuyen en η tiempos, correlaciones por η^2 veces. Este es un modelo de error simétrico, el mismo para todos los ejes. Un detector asimétrico requiere dos probabilidades de error por objeto y su propia matriz de respuesta para cada ajuste.

con v = 0.95 y ε = 0.01, El valor registrado esperado es 1.095301. Incluso un ligero deterioro en la lectura es notable: con v = 0.90 el estado todavía está entrelazado según PPT, pero el indicador registrado ya es menos de uno. El umbral para este testigo no convertido aumenta de 0.882568 a 0.902822. Por lo tanto, “un estado contiene entrelazamiento” y “un método de lectura dado lo revela” son condiciones cuantitativas diferentes.

En este ejemplo, los errores de registro no se restan de las correlaciones: el criterio se aplica directamente a los caracteres sin procesar. Dado el modelo simétrico adoptado, esto es equivalente a un debilitamiento local de los vectores Bloch, que no crea entrelazamiento. La inversión de la matriz de respuesta poco conocida podría aumentar artificialmente S; solo es aceptable si se incluye incertidumbre de calibración en el análisis.

Las pérdidas de objetos requieren otra variable de resultado. La siguiente tabla se basa en un par correctamente preparado y registrado. Tal convención es aceptable si se declara un evento exitoso antes de la selección de los ejes de medición o si la independencia de la selección del ajuste y el resultado oculto se justifican mediante un modelo separado. Si la probabilidad de registro depende del resultado, las cuatro frecuencias condicionales no forman una prueba completa: es necesario incluir los eventos no registrados en la verosimilitud y probar los efectos de selección.

$$P(a,b \mid A,B) = \frac{1}{4}[1 + a\langle A \otimes I\rangle + b\langle I \otimes B\rangle + ab\langle A \otimes B\rangle], a,b = \pm 1.$$

(14.12) Esta es la regla Born para los proyectores (I+aA)/2 y (I+bB)/2. Con el error de registro simétrico, los medios se sustituyen por ηA y ηBB, y la correlación por η^2AB.

$$S_{\mathrm{reg}} = \eta^2(v^2 + 2vC_0)$$

$$v_{\mathrm{crit,reg}} = \sqrt{C_0^2 + \eta^{-2}} - C_0.$$

(14.13) Umbral se refiere al uso directo de correlaciones registradas sin corrección de la respuesta. Si el lado derecho es mayor que uno, este testigo no está disponible para esta lectura.

Probabilidades de resultados para ν = 0.95 y ε = 0.01

Configuración	P(++)	P(+−)	P(−+)	P(−−)
XX	0.928525	0.033310	0.033310	0.004856
YZ	0.278568	0.221432	0.221432	0.278568
ZY	0.278568	0.221432	0.221432	0.278568

En cada línea la suma es igual a uno con precisión de redondeo. Todos los valores se calculan a partir del modelo, no se miden.

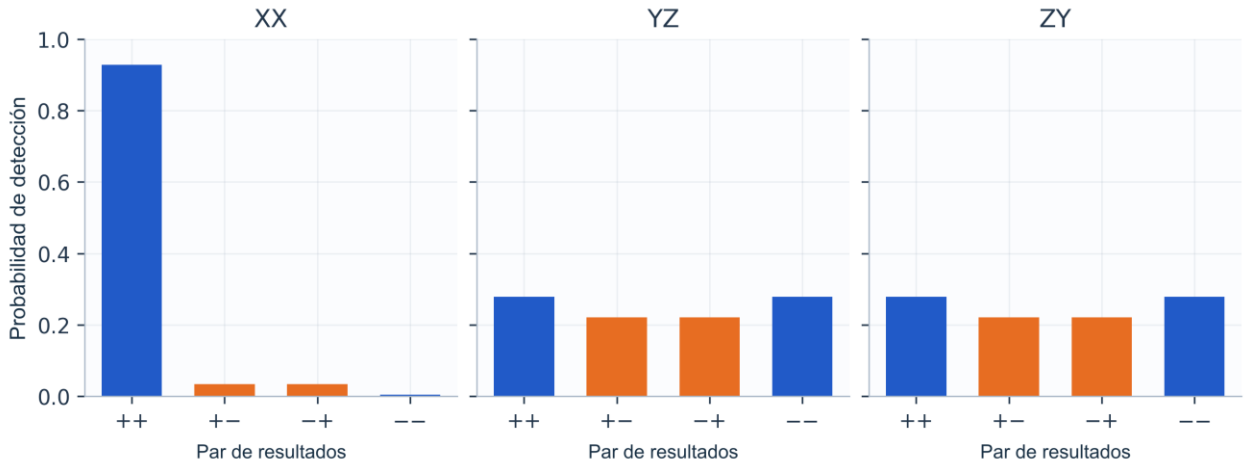


Figura 39. Probabilidades calculadas de cuatro resultados en los ajustes XX, YZ y ZY con ν = 0.95 y el error de lectura 1 % por signo. Irregularidad XX también contiene información sobre promedios de una sola partícula. Los cuatro resultados se mantienen registrados para su posterior análisis.

¿Cuántas repeticiones son suficientes en este modelo?

El número de repeticiones puede estar relacionado con las probabilidades de error especificadas. Suponga que cada ajuste se repite n veces, con pares preparados independientemente de la misma manera, y con los ajustes, el signo de q y la regla de detención fijos antes de la recopilación de datos. Cada producto de los signos se encuentra entre −1 y 1. La desigualdad de Hoeffding da un límite conservador sin una aproximación gaussiana a la distribución del estimador. [62]

Para la suma de tres correlaciones, la probabilidad de sobreestimar su valor verdadero por h no excede $\exp(-nh^2/6)$. Dado que los estados separables tienen $S \le 1$, es suficiente para exigir que la estimación exceda uno por la raíz de $6\ln(1/\alpha)/n$. Entonces la probabilidad de falsa declaración de entrelazamiento no excede α bajo las condiciones aceptadas. El factor general de seis surge de tres grupos independientes de mediciones con resultados binarios limitados.

La probabilidad de detección también es importante para la planificación. Deje que el exceso esperado sea $\delta = S_{reg} - 1$. Para asegurar ambos un límite superior α en la detección falsa y un límite inferior 1−β en potencia, es suficiente elegir n al menos tan grande como la expresión a continuación. Aplica la misma concentración unida a

la subestimación de la señal. Establecer el umbral exactamente en la media esperada no proporcionaría esa garantía: aproximadamente la mitad de las carreras caerían por debajo de la media.

Desde δ = 0.095301, α = 0.01 y β = 0.05, Esto resulta en n = 9929 pares por ajuste, para un total de 29 787 pares registrados. El umbral es 1.052753. Esta estimación es intencionadamente conservadora. Una prueba más eficiente en distribuciones completas de cuatro salidas puede requerir menos datos, pero su ventaja debe establecerse mediante su propia calibración.

En una simulación reproducible con un estado inicial fijo del generador de números aleatorios, se obtienen muestras de la tabla. Proporcionan las correlaciones 0.871085, 0.132037 y 0.103636, Es decir, la estimación S = 1.106758. El límite superior correspondiente a la probabilidad de tal exceso en un estado separable es $6.44 \cdot 10^{-9}$. Este es el resultado de una muestra artificial de un modelo dado; no es un registro de entrelazamiento gravitacional.

Otras 20 000 series simuladas dieron una fracción de detecciones del 99.80%, con un intervalo de Wilson del 95% de aproximadamente 99.73–99.85%. Para el estado producto separable en la frontera seleccionado, con correlaciones de 1/3 y lectura ideal, la tasa de detecciones falsas fue del 0.065%, con un intervalo de aproximadamente 0.038–0.111%. Esta serie comprueba la implementación para un estado nulo concreto. La garantía para toda la clase adoptada procede de la cota deducida.

La independencia y la uniformidad de la preparación son esenciales aquí. Si los tres ajustes se miden en bloques largos con una fuente variable, la deriva puede cambiar sus distribuciones de manera diferente. Los ajustes deben ser mixtos o la dependencia del tiempo modelada explícitamente. Del mismo modo, detenerse después de la primera superación exitosa cambia el procedimiento de prueba. La recolección secuencial requiere un criterio consistente predeterminado.

El número de pares registrados tampoco puede traducirse inmediatamente en horas de funcionamiento sin un modelo de salida. Si se obtiene un par válido con probabilidad pgodn y el ciclo completo dura τcycle, El tiempo promedio de adquisición se estima como 3nτciclo/pgodn, con tiempo adicional para calibraciones. Esta fórmula nos permite sustituir los parámetros reales de la plataforma mientras mantenemos la distinción entre suficiencia estadística y viabilidad de ingeniería.

$$\Pr(\widehat{S} - S \geq h) \leq e^{-nh^2/6}$$

$$\widehat{S} > 1 + \sqrt{\frac{6\ln(1/\alpha)}{n}}.$$

(14.14) El límite se refiere a tres ajustes preseleccionados con n pares distribuidos idénticamente independientes por ajuste. Las correlaciones se calculan como el promedio de los signos producidos.

$$n \geq \frac{6}{\delta^2}\left(\sqrt{\ln(1/\alpha)} + \sqrt{\ln(1/\beta)}\right)^2$$

$$\delta = S_{\mathrm{reg}} - 1 > 0.$$

(14.15) Volumen suficiente para una tasa de detección falsa no superior a α y potencia no inferior a 1−β en este modelo. No es un número mínimo universal de repeticiones.

Una muestra simulada de 9929 pares por ajuste

Configuración	++	+−	−+	−−
XX	9250	320	320	39
YZ	2787	2159	2150	2833
ZY	2755	2195	2255	2724

Estado inicial del generador 20261113. El archivo contiene todas las entradas y un programa de recálculo.

Disputa sobre qué se probará exactamente

El argumento informativo se basa en la prohibición de crear entrelazamiento de estados independientes solo mediante operaciones locales y el intercambio de mensajes clásicos. Sin embargo, cuando se aplica a la gravedad, es necesario justificar por qué el supuesto mediador clásico pertenece realmente a esta clase de procesos. El significado de las palabras "local" y "clásico", la composición de los subsistemas y los canales de comunicación disponibles se convierten en parte de la declaración. El teorema sigue siendo válido bajo sus premisas; el debate es sobre qué modelos físicos cubren estas premisas.

En el artículo 2025 de Aziz y Howl, se propuso un mecanismo en el que la descripción de la materia por medio de la teoría cuántica de campos permite, según los autores, obtener el entrelazamiento en un campo gravitacional clásico. El trabajo planteó objeciones técnicas. Por lo tanto, se considera como un argumento teórico controvertido, y no como un hecho establecido sobre la capacidad de la gravedad clásica para enredar cuerpos. [34]

En la versión revisada de la prepublicación del 7 de agosto de 2026 por Gundhi, Infantino y Bassi, la crítica se relaciona con la transición de partículas entre objetos y la elección de la partición del espacio de estado. Los autores argumentan que con tal partición, el entrelazamiento surge de la evolución libre, y cuando las transiciones están prohibidas, la función de onda permanece factorizada. Por lo tanto, es necesario establecer qué subsistemas están entrelazados y por qué proceso físico se crean sus correlaciones: la mera presencia del potencial gravitacional en el cálculo no es suficiente. [35]

Di Biagio, en el artículo 2026 de octubre, enfatiza el significado teórico de la información de la localidad en los teoremas de prohibición correspondientes y la necesidad de comparar cuantitativamente los modelos. Schneider, Huggett y

Linnemann defienden la imposibilidad de la mediación gravitacional clásica en el límite newtoniano que consideran. Estas obras utilizan diferentes premisas y definiciones; sus conclusiones no pueden ser declaradas una contradicción directa sin comparar las clases de modelos bajo consideración. Una conclusión científica requiere rastrear lo que se considera un intermediario y qué conexiones entre subsistemas están permitidas. [36, 44]

Otra posición fue formulada por Fan, Vedral y Marletto en 2026. Examinan las afirmaciones de entrelazamiento en los modelos de colapso de la gravedad y apuntan a violaciones de la asunción de la localidad en estas construcciones. Según su análisis, las correlaciones correspondientes no refutan al testigo original cuando se mantienen sus condiciones. Este argumento se refiere a un diseño específico de modelos, y no elimina la necesidad de su comparación cuantitativa. [60]

La tabla compara los diferentes niveles de aprobación. La localidad de información limita las formas de transmitir información entre subsistemas seleccionados; la localidad espaciotemporal se refiere a la organización de interacciones en el espacio-tiempo. El potencial directo de dos partículas y el mediador autovariable explícito tampoco son descripciones intercambiables para ningún argumento no válido. Por último, el cambio de la división en subsistemas cambia la cuestión misma de qué entrelazamiento se establece entre. Para un experimento en particular, estas decisiones entran en el modelo antes de que se analicen las correlaciones.

Antecedentes de la discusión del entrelazamiento gravitacional

Enfoque	Requisito esencial	Salida válida
Testigo del mediador [33]	Muestras independientes; comunicación solo a través de un intermediario; operaciones locales en el sentido de la información aceptada	El entrelazamiento elimina al intermediario clásico en esta clase de procesos.
Aziz y Howl [34]	Descripción cuántica del campo de la materia en el potencial clásico	Los autores declaran el entrelazamiento; es necesario determinar los subsistemas y la fuente de correlaciones.
Gundhi y colaboradores [35]	Se comprueba el transporte de partículas y la partición de espacio de estado seleccionada	Según el análisis de los autores, la transferencia tiene un efecto incluso con la evolución libre; Cuando se prohíbe llevar, se conserva la factorización.
Di Biagio [36]	Las localidades informativas y espaciotemporales están separadas	Una conclusión general sobre el campo requiere verificar la aplicabilidad del teorema y comparar la dinámica.
Schneider et al [44]	Mediación clásica en el límite newtoniano considerado	Se defiende la imposibilidad de tal entrelazamiento en la clase especificada.
Feng et al [60]	Se comprueba la localidad de las estructuras de colapso	Los contraejemplos declarados violan la premisa del testigo, según el análisis de los autores.

La tabla registra el sujeto del desacuerdo en lugar de clasificar las posiciones como un consenso completo.

Otras firmas de un mediador cuántico

Una forma adicional fue propuesta por Hanif et al: busque la inevitable perturbación de la fuente al medir el campo creado por ella. En su diseño, varios interferómetros permiten separar un cierto cambio de fase clásico del efecto de medición deseado. Esta es una propuesta teórica por derecho propio que puede complementar las pruebas de entrelazamiento. También requiere el control de las conexiones físicas y no convierte ningún ruido observado en un signo de gravedad cuántica. [37]

La cuestión de los gravitones es aún más estricta. Mitrakos y coautores, en el documento 2026, analizan bajo qué supuestos el entrelazamiento a través del potencial newtoniano apoya la inferencia sobre los cuantos de campo. De particular importancia en su investigación son los efectos de retardo y la distinción entre el potencial instantáneo como una aproximación y la transmisión superluminal de información controlada. El resultado se refiere a un análisis teórico y no a la detección de gravitones individuales. [38]

La estrategia general de investigación surge de estas diferencias. Un experimento puede excluir de manera confiable varios métodos de transmisión clásica de interacción, otro puede probar la respuesta a una medición y un tercero puede limitar el ruido adicional. La imagen conjunta es más fuerte que una señal hermosa separada si se usan los mismos parámetros de modelo para todas las mediciones. En la siguiente etapa, surge otro participante en cada una de tales comparaciones: el reloj, según el cual se asignan las interacciones y se leen las fases.

Para interpretar un testigo, es necesario registrar el estado inicial, la división en subsistemas, las conexiones permisibles y las mediciones. Son estas condiciones las que determinan la fuerza de la inferencia física.

15 ¿Qué significa el tiempo cuántico?

Cualquier fase calculada en el capítulo anterior contiene el tiempo de interacción. Parece que este es el valor más simple: basta con mirar el reloj. Pero un reloj también es un sistema físico. Sus lecturas tienen un error, dependen del movimiento y el campo, y en un nivel bastante sutil se describen por un estado cuántico. La cuestión del tiempo comienza con este detalle práctico y sólo entonces conduce a hipótesis más amplias sobre la estructura del mundo.

Parámetro en la ecuación y lectura del instrumento

En la ecuación de Schrödinger, el tiempo suele ser un parámetro externo. Este es el número por el cual se comparan los estados del sistema. Un reloj en un laboratorio, por otro lado, tiene un dispositivo: una oscilación, una transición entre los niveles de energía, una fase de señal y un método de grabación. Es aceptable considerarlos ideales siempre y cuando la inexactitud de tiempo sea significativamente menor que las inexactitudes que son importantes para la tarea. Cuando se alcanza este límite, la descripción del reloj debe incluirse en el modelo de medición.

No debe concluirse de esto que la teoría cuántica prohíbe la medición del tiempo. Puede describir la hora en que se registró el evento, la duración del proceso y el funcionamiento del reloj físico. Las dificultades se refieren al operador de tiempo universal con propiedades predeterminadas y su relación con el Hamiltoniano. Una medición específica es usualmente especificada por un conjunto más amplio de operadores positivos, cada uno correspondiente a una posible lectura. La ausencia de una construcción universal no significa la ausencia de cantidades temporales medibles.

Es útil separar aquí tres preguntas. Primero: ¿cuál es la precisión de un dispositivo en particular? Segundo: ¿es posible registrar la dinámica a través de correlaciones con algún subsistema llamado reloj? Tercero: ¿hay un parámetro externo fundamental del tiempo en la teoría final de la naturaleza? La respuesta a la primera no resuelve automáticamente la segunda, y una construcción matemática exitosa para la segunda no demuestra una respuesta definitiva a la tercera. Mezclar estos niveles a menudo convierte el trabajo interesante en un mensaje demasiado fuerte.

En un experimento gravitacional, la diferencia tiene una importancia directa. Si dos partes de la instalación usan relojes diferentes, es necesario indicar cómo se comparan sus lecturas. Si un cuerpo en superposición está asociado con la vibración interna, las trayectorias y lecturas pueden correlacionarse. Entonces la frase “mantener la misma cantidad de tiempo” necesita una definición física. En un campo débil, estas preguntas a menudo se resuelven mediante aproximaciones ordinarias; la proximidad al experimento no las hace menos fundamentales.

La dinámica como dependencia condicional

Page y Wootters propusieron en 1983 que el cambio se describiera en términos de correlaciones entre el subsistema de reloj y el resto del sistema. El estado compuesto en tal diseño puede ser estacionario, y el estado condicional del sistema puede depender de las lecturas de reloj. Esta es una cierta forma de organizar una descripción cuántica. Su existencia no prueba que el universo real esté necesariamente en el estado estacionario elegido, ni elimina todas las preguntas sobre la gravedad cuántica. [39]

El significado de la convención es conocido por las estadísticas ordinarias. Para conocer la posición del tren a las diez en punto, se necesita la información combinada de la posición y el reloj. En el caso cuántico, los datos conjuntos vienen dados por el estado de dos subsistemas y las reglas para su medición. La probabilidad condicional se determina dividiendo la probabilidad del resultado conjunto por la probabilidad de la lectura de reloj correspondiente. Por lo tanto, la declaración sobre la dinámica debe referirse a las correlaciones disponibles, y no a un observador ubicado fuera del Universo.

Para el ejemplo analítico más simple, podemos tomar un reloj y un sistema que no están interactuando en este momento, y subordinar su estado conjunto a la condición de energía total cero después de elegir su punto de referencia. El estado de reloj de referencia de la lectura cero debe contener una superposición de energías. El estado propio del hamiltoniano cambia solo a la fase general y no permite distinguir las lecturas. El movimiento del estado de referencia bajo la acción del reloj hamiltoniano define una familia de estados de fase etiquetados t.

Esta lectura se puede describir mediante una medición de covarianza: la evolución de un reloj durante una cierta duración cambia los marcadores de sus resultados en la misma cantidad. En el diseño bajo consideración, los efectos de medición tienen rango uno y son proporcionales a las proyecciones en los estados de fase del reloj. Estos estados no tienen que ser mutuamente ortogonales. La familia de relojes, la medida de la etiqueta t y la normalización se eligen conjuntamente de modo que los efectos formen POVM: operadores positivos cuya suma o integral es igual a la unidad. Esta es una condición de diseño adicional, y no una propiedad de una superposición arbitraria de energías. La proyección del estado puro de la articulación da el vector condicional del sistema.

En esta prueba no hay nacimiento del movimiento de una palabra “entrelazamiento”. La estructura del subsistema de reloj, los espectros de energía, la correlación especial y la regla para elegir un estado condicional son esenciales. Un par arbitrario de objetos entrelazados no tiene que formar un buen reloj. La restricción energética en sí misma es un prerrequisito para el modelo de enseñanza aquí; no se deriva de una teoría completa del Universo y no debe presentarse como su ley establecida.

$$P(a \mid t) = \frac{\mathrm{Tr}[(E_t \otimes M_a)\rho_{CS}]}{\mathrm{Tr}[(E_t \otimes I)\rho_{CS}]}.$$

(15.1) E_t describe la lectura del reloj, M_a es el resultado de medir el sistema, ρCS es el estado conjunto. El denominador debe ser distinto de cero. Esta fórmula determina la probabilidad condicional y no determina por sí misma la dinámica.

$$(H_C + H_S)|\Psi\rangle = 0, |t\rangle_C = e^{-iH_C t/\hbar}|\chi_0\rangle_C, |\widetilde{\psi}(t)\rangle_S = \langle t|_C \Psi\rangle.$$

(15.2) χ_0 es el estado de fase de referencia de la lectura cero, no el autoestado de energía. Al leer el primer rango, E_t es proporcional a $|t\rangle\langle t|$ con la correcta normalización POVM. Una tilde marca un vector condicional no normalizado; en esta construcción su norma es constante. Los patrones específicos de interacción y lectura del reloj pueden alterar la dinámica condicional; La propia finitud o no ortogonalidad de los estados del reloj no define una corrección universal.

$$i\hbar \frac{d}{dt}|\widetilde{\psi}(t)\rangle_S = -\langle t|_C H_C|\Psi\rangle = H_S|\widetilde{\psi}(t)\rangle_S.$$

(15.3) La igualdad se deriva directamente de la definición de los estados del reloj y de las restricciones a la energía total. Esta es una prueba del funcionamiento de un mecanismo idealizado, no una prueba de la ausencia fundamental de tiempo.



Figura 40. Una descripción condicional del sistema se construye a partir de registros conjuntos sobre el sistema S y el subsistema de reloj C. Seleccionar una ventana de indicaciones significa seleccionar los resultados conjuntos correspondientes; los símbolos tj y sj denotan campos de registro en lugar de la muestra experimental. La escala de reloj ilustra la lectura de fase, sin la suposición de que todas las marcas son perfectamente legibles. No hay un papel separado para el observador consciente en este esquema.

Medición normalizada de relojes de dos niveles

Ahora podemos calcular todas las probabilidades del reloj pequeño. Dejemos que los estados |0⟩ y |1⟩ Separados por energía ħω. El reloj Hamiltoniano es igual a $\hbar\omega|1\rangle\langle 1|$, El sistema tiene el mismo intervalo de energía con el origen desplazado por $-\hbar\omega$. Entonces la energía total de ambos componentes del estado $(|01\rangle + |10\rangle)/\sqrt{2}$ es igual a cero. La elección del inicio de la energía no cambia ni las probabilidades de medición ni las fases relativas.

La indicación de reloj es establecida por el estado $|t\rangle = (|0\rangle + e^{-i\omega t}|1\rangle)/\sqrt{2}$. Tras el periodo T = 2π/ω Se repite. Para obtener una medición en un período, no solo necesita un proyector $|t\rangle\langle t|$, sino también una densidad de efectos $E(t) = (2/T)|t\rangle\langle t|$. La integral de E(t) durante un período es igual a la matriz de identidad: los elementos diagonales se integran en unos, y los oscilantes no diagonales dan cero.

Para un resultado continuo, la probabilidad de una sola etiqueta precisa es cero; la densidad de probabilidad y la probabilidad de un intervalo finito tienen un significado físico. Dado que el estado reducido del reloj es igual a I/2, la densidad de lectura es constante e igual a 1/T. Mientras tanto, el estado condicional del sistema cambia con la etiqueta. Multiplicar el vector conjunto por el sujetador de reloj da un vector no normalizado con la norma al cuadrado 1/2; después de la normalización, $(e^{i\omega t}|0\rangle + |1\rangle)/\sqrt{2}$ permanece.

Medición del sistema en el |+⟩, |−⟩ La base da P(+|t) = [1+cos(ωt)]/2 y P(−|t) = [1−cos(ωt)]/2. Cuando t = 0 el resultado es más con probabilidad uno; después de un cuarto del período, ambos resultados son igualmente probables; después de la mitad del período resulta ser menos con probabilidad uno. Después del período completo, las probabilidades regresan. Por lo tanto, la dependencia de la lectura es visible en un ejemplo normalizado sin cambiar el estado estacionario general.

Sin embargo, solo registrar tal dependencia no hace que el reloj sea ideal. La superposición de dos estados de fase es igual a $\cos^2[\omega(t-t')/2]$. Sólo las marcas que difieren en medio período son ortogonales. Las marcas cerradas no se pueden distinguir con precisión por una medición, y la misma marca después de uno o varios ciclos generalmente corresponde al mismo estado. Contar ciclos requiere memoria adicional, que ya no cabe en el modelo de dos niveles.

El experimento 2014 de Moreva et al. utilizó fotones entrelazados de polarización para ilustrar el mecanismo Page-Wutters. Las mediciones demostraron la diferencia entre la descripción estacionaria general del estado preparado y la evolución condicional en relación con el subsistema de reloj seleccionado. Este es un resultado real de laboratorio sobre la implementación del modelo. No es una prueba experimental de que el tiempo cosmológico es generado enteramente por el entrelazamiento. [40]

El propósito práctico de tales modelos es probar las declaraciones operativas. Puede especificar exactamente qué se está midiendo, qué probabilidades condicionales se obtienen y cómo cambia la respuesta a medida que empeora el reloj. Las palabras “observador interno” aquí no requieren conciencia, la experiencia de duración o el estatus especial de una persona. Denotan el acceso a ciertas

correlaciones. El observador puede ser una memoria física ordinaria asociada con el dispositivo.

$$|\Psi\rangle = \frac{|0\rangle_C|1\rangle_S + |1\rangle_C|0\rangle_S}{\sqrt{2}}, H_C = \hbar\omega|1\rangle\langle 1|, H_S = \hbar\omega(|1\rangle\langle 1| - I).$$

(15.4) Con esta elección $(H_C+H_S)|\Psi\rangle = 0$. Esta es la condición de un modelo específico con un origen de energía seleccionado.

$$|t\rangle = \frac{|0\rangle + e^{-i\omega t}|1\rangle}{\sqrt{2}}, E(t) = \frac{2}{T}|t\rangle\langle t|, \int_0^T E(t)dt = I, T = \frac{2\pi}{\omega}.$$

(15.5) E(t) es la densidad de los efectos POVM, que tiene la dimensión del tiempo inverso. La probabilidad de un intervalo se obtiene integrando la densidad en este intervalo.

$$|\psi(t)\rangle_S = \frac{e^{i\omega t}|0\rangle + |1\rangle}{\sqrt{2}}$$

$$P(+|\, t) = \frac{1 + \cos\omega t}{2}$$

$$|\langle t \mid t'\rangle|^2 = \cos^2\frac{\omega(t - t')}{2}.$$

(15.6) El vector condicional está normalizado. La densidad de lectura de reloj para un estado de unión dado es 1/T, por lo que las probabilidades condicionales se obtienen simplemente dividiendo la densidad de unión por 1/T.

Una ventana de lectura finita y el costo de la resolución

Un grupo de registradores reales resulta en intervalos. Para una ventana de ancho w alrededor de la marca t_0, el efecto correspondiente es igual a la integral E(t) sobre esta ventana. En el límite del período, la ventana continúa en un círculo: las etiquetas 0 y T indican un estado. En el estado conjunto elegido, su probabilidad es w/T. El estado condicional del sistema se obtiene promediando los estados de fase dentro de la ventana, y no reemplazando arbitrariamente el tiempo con su centro.

La integración del coseno da la apariencia sinc(ωw/2), donde sinc(x) = sin(x)/x. Si el ancho de la ventana es T/4, es igual a 0.900316. Por lo tanto, la probabilidad máxima de más disminuye de uno a 0.950158, y el mínimo aumenta de cero a 0.049842. Con el ancho del período completo, los promedios de coseno son cero y ambos resultados se vuelven igualmente probables. Esta es la pérdida de información de fase disponible durante la lectura aproximada.

Aumentar el número de repeticiones determina con mayor precisión la probabilidad ya borrosa, pero no restaura la etiqueta perdida de un solo evento. Para mejorar la resolución del tiempo, es necesario cambiar la medición en sí o los recursos del subsistema de reloj. Es útil distinguir entre dos errores: la incertidumbre en la frecuencia estimada, que disminuye con el número de grabaciones, y el desenfoque físico de la respuesta, que permanece con el muestreo infinito.

Este modelo proporciona otro control para los estudios de decoherencia. Si la reducción de contraste está asociada con una ventana de tiempo finita, cambiar su ancho debería cambiar el efecto de acuerdo con la relación calculada. Si la visibilidad no responde a la medida prevista, la explicación de fuerza bruta no es suficiente. Al igual que con el ruido espacial, el mecanismo se prueba cambiando el control en lugar de hacer coincidir una sola curva.

$$P(+|\, t \in [t_0 - w/2, t_0 + w/2]) = \frac{1}{2}\left[1 + \frac{\sin(\omega w/2)}{\omega w/2}\cos(\omega t_0)\right].$$

(15.7) La fórmula asume una densidad uniforme de lecturas de reloj dentro del período, una ventana rectangular y una continuación circular cerca de su borde. Cuando w→0 se restablece la probabilidad condicional de la etiqueta exacta.

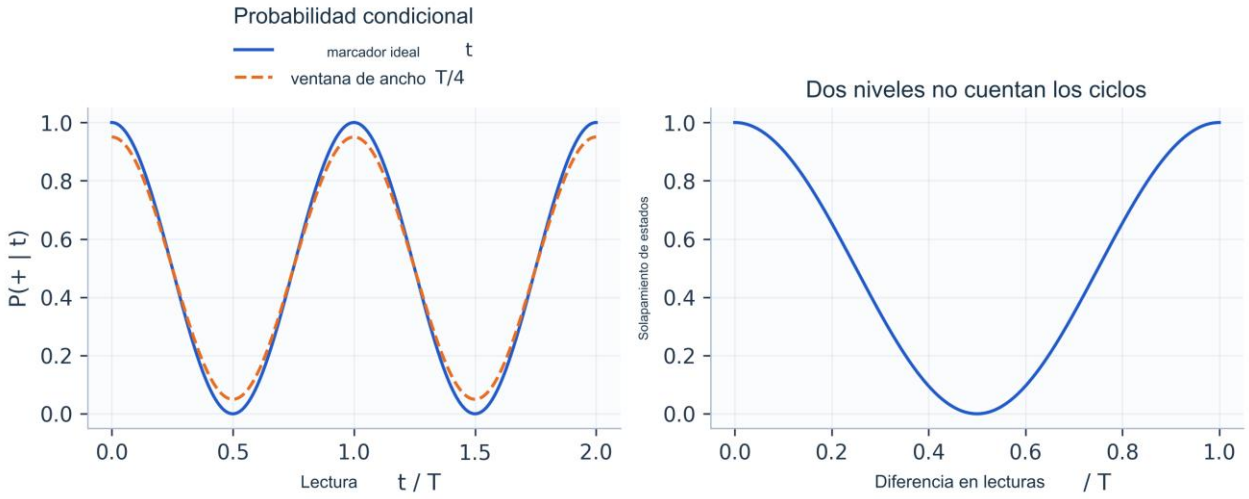


Figura 41. Probabilidades condicionales de relojes de dos niveles. A la izquierda está la dependencia ideal P(+|t) y su promedio sobre una ventana de ancho T/4. A la derecha está la superposición de estados de fase. Muestra la no ortogonalidad de las lecturas cercanas y la repetición de un estado después de un período.

¿Por qué dos lecturas de reloj requieren un nuevo protocolo?

Una distribución condicional de una sola vez aún no especifica la secuencia de acciones con el reloj. Para calcular dos lecturas, es necesario determinar qué estado deja la primera medición. Esta es la misma pregunta sobre el instrumento de medición que surgió en el capítulo dos. Diferentes instrumentos físicos pueden tener los mismos efectos E(t) y diferentes consecuencias para el próximo registro.

Para ser más específicos, considere el instrumento $K(t) = \sqrt{2/T}|t\rangle\langle t|$. Implementa el POVM especificado, ya que la integral K†(t)K(t) es igual a I. Después del primer resultado t_1, El reloj está en el estado $|t_1\rangle$, y el sistema está en su estado condicional $|\psi(t_1)\rangle$. El estado conjunto es ahora el producto. En consecuencia, la estructura de correlación sobre la que se construyó el ejemplo estacionario original ya ha cambiado.

Este instrumento especifica una operación externa de laboratorio en un par preparado. No se requiere mantener la restricción de energía total cero impuesta sobre el estado original. Para un modelo relacional cerrado, el dispositivo y la

memoria deben incluirse en la descripción general de la interacción y la limitación de energía. Por lo tanto, el ejemplo de las dos lecturas sirve como una prueba de la distinción entre el efecto POVM y el instrumento de medición, en lugar de como una objeción al formalismo condicional estacionario.

Si la misma medición se repite inmediatamente sin dinámica intermedia, la densidad del segundo resultado es $[1+\cos\omega(t_2-t_1)]/T$. No se concentra en el punto $t_2 = t_1$. Una etiqueta coincidente es más probable en términos de densidad, pero el resultado se distribuye a lo largo de todo el período. La razón radica en la no ortogonalidad de los estados de fase y el diseño del instrumento seleccionado, y no en un salto aleatorio en el tiempo externo.

Además, después de la primera lectura, volver a medir solo los relojes no cambia el estado separado del sistema ya separado de ellos en este instrumento. Por lo tanto, la probabilidad condicional de un sistema más sigue siendo $P(+|t_1)$, y no se convierte automáticamente en $P(+|t_2)$. La sustitución de la segunda etiqueta en la fórmula de una sola vez daría una predicción incorrecta para la secuencia descrita.

Si se incluye dinámica libre, interacción de memoria o alguna otra medición entre lecturas, la regla conjunta cambia. Luego se deben especificar los Hamiltonianos, las duraciones, los operadores de registro y las convenciones de selección. Los estudios de eventos de medición con respecto a relojes cuánticos solo muestran que los diseños operacionalmente diferentes pueden coincidir en el límite ideal y divergir para relojes con recursos finitos. [41]

Por lo tanto, el tiempo condicional tiene un significado computacional preciso, pero requiere un protocolo físico. En un caso, se comparan las correlaciones de muchos pares preparados idénticamente; otro rastrea la historia secuencial de un par. La identidad de estas tareas no se puede asumir por defecto. Para la prueba experimental de hipótesis de tiempo, la descripción de lo que hace el instrumento después de la primera lectura es tan esencial como su espectro de energía.

$$K(t) = \sqrt{\frac{2}{T}}|t\rangle\langle t|$$

$$p(t_2 \mid t_1) = \frac{2}{T}|\langle t_2 \mid t_1\rangle|^2 = \frac{1+\cos\omega(t_2-t_1)}{T}.$$

(15.8) La densidad se refiere a dos lecturas secuenciales inmediatas por el mismo instrumento especificado, sin evolución entre ellas. Su integral durante el segundo período es igual a la unidad.

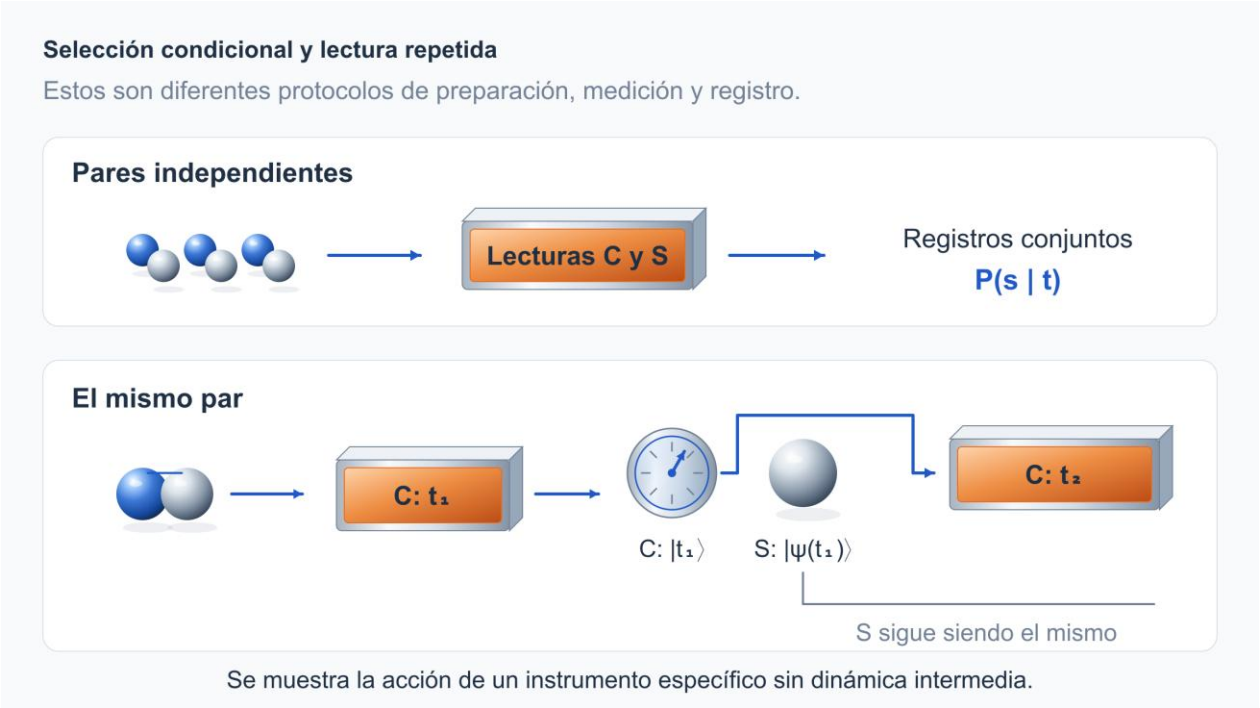


Figura 42. Un único segmento condicional de muchos pares preparados idénticamente y dos lecturas de un par son protocolos diferentes. Para el instrumento seleccionado en el texto, la primera lectura deja el producto de $|t_1\rangle$ y $|\psi(t_1)\rangle$. En ausencia de dinámica intermedia, la lectura posterior de sólo el reloj no pone automáticamente el sistema en un estado correspondiente a t_2. La figura se refiere a una operación específica de laboratorio externo.

Cuando la inexactitud del reloj es como la decoherencia

Consideremos un caso más familiar: un sistema ideal evoluciona unitariamente, pero el instrumento informa el tiempo con un error. Una lectura de T corresponde a una distribución de duraciones posibles. Entonces, el estado promediado sobre esta distribución puede tener menos coherencia que el estado en un momento conocido con precisión. No se requiere ninguna destrucción fundamental adicional de la superposición para esto. La información insuficiente sobre la fase acumulada es suficiente.

Para el error gaussiano, el cálculo es particularmente simple. La fase entre dos niveles de energía es proporcional a su diferencia y tiempo. Promediar el exponencial complejo sobre una distribución gaussiana da un factor real adicional. Cuanto mayor es el espacio de energía y la dispersión del tiempo, más se suavizan los elementos fuera de la diagonal correspondientes. Si la dispersión es constante, es un desenfoque de lectura fijo; si aumenta con la duración, la imagen puede parecerse al aumento de la decoherencia.

Este efecto debe tenerse en cuenta a la hora de buscar nuevo ruido físico. La coincidencia con la decadencia exponencial no significa que el espacio-tiempo sea aleatorio en un nivel fundamental. La inestabilidad del generador, el tiempo, la deriva de frecuencia y los retrasos electrónicos deben evaluarse independientemente. Al mismo tiempo, uno no puede simplemente declarar que cualquier amortiguación es

un error de reloj: la explicación debe ser cuantitativamente consistente con su calibración y con varias discontinuidades de energía en el sistema.

Hausmann, Schmidhuber y Castro-Ruiz, en el documento 2025, compararon dos formas de describir los eventos de medición en relación con los relojes cuánticos. En el límite ideal son consistentes, y con recursos de reloj limitados pueden describir diferentes situaciones operativas y conducir a diferentes propiedades de evolución. Esto demuestra la importancia de un modelo de medición explícito. El trabajo no establece la discretización del tiempo y no convierte ninguna no unicidad de la descripción convencional en una violación de la mecánica cuántica. [41]

$$\overline{\rho}(T) = \int dt\, p(t \mid T) e^{-iHt/\hbar} \rho(0) e^{iHt/\hbar}.$$

(15.9) p(t|T) especifica la incertidumbre de duración clásica en la lectura T. Aquí se usa un modelo de error de instrumento; relojes cuánticos completos pueden requerir una descripción más general.

$$\overline{\rho}_{mn}(T) = \rho_{mn}(0) e^{-i\omega_{mn}T} \exp\left[-\frac{\omega_{mn}^2 \sigma_t^2}{2}\right]$$

$$\omega_{mn} = \frac{E_m - E_n}{\hbar}.$$

(15.10) El resultado se obtuvo para una distribución de tiempo gaussiana con T media y varianza. σ_t^2. El multiplicador de atenuación refleja el promedio de fase; no es evidencia independiente de colapso objetivo.

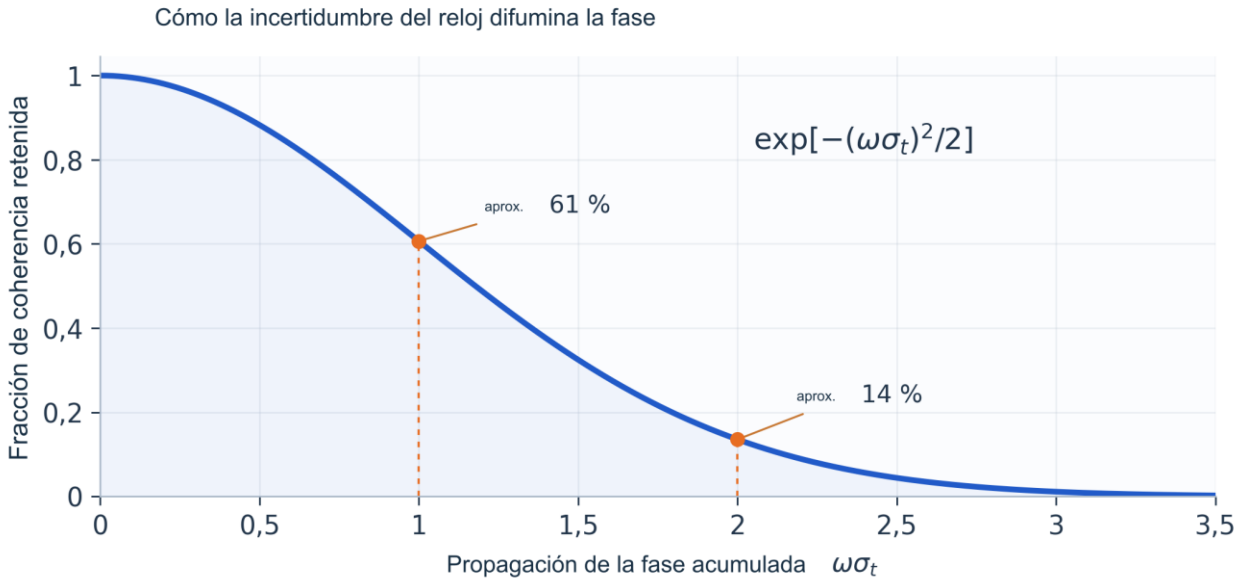


Figura 43. Cálculo ilustrativo del promedio de fase sobre la incertidumbre temporal gaussiana con desviación estándar σ_t. Para la coherencia con la frecuencia angular ω, el factor retenido es $\exp[-(\omega\sigma_t)^2/2]$. En $\omega\sigma_t = 1$ Se trata de 0.61, en $\omega\sigma_t = 2$ Se trata de 0.14. La constante σ_t describe un desenfoque de lectura fijo; dinámicas separadas de pérdida de coherencia no siguen de esta curva.

El tiempo del cambio y la dirección del tiempo

Obtener la dependencia de un estado en una lectura de reloj no significa explicar por qué el pasado deja registros y el futuro no. Se trata de la dirección de los procesos, la información disponible y las condiciones iniciales. La ecuación puede permitir que un parámetro cambie en ambas direcciones, mientras que la preparación real del experimento y la formación de memoria estable crean una asimetría pronunciada. El tiempo cuántico convencional y la flecha termodinámica del tiempo están relacionados, pero no son la misma afirmación.

Del mismo modo, la incertidumbre sobre el orden de los eventos no debe interpretarse automáticamente como una oportunidad para cambiar el pasado registrado. Para afirmar tal efecto se requiere la identificación de eventos, marcos de referencia, intervenciones disponibles y estadísticas de registro. La estructura inusual de las correlaciones puede ser físicamente importante sin una lectura paradójica. En los estudios de tiempo, es especialmente útil comenzar con la pregunta: ¿qué secuencia de lecturas de instrumentos distinguiría el modelo propuesto del habitual?

El tiempo está incluido en el presupuesto de incertidumbre junto con las distancias, las masas y los estados. Una discrepancia estable con tal modelo proporciona bases para probar leyes más generales de relojes e interacciones. El próximo capítulo integrará estas fuentes de incertidumbre en una única comparación del modelo.

16 Cómo comparar modelos de gravedad

Después de deducir la fase gravitacional, quiero trazar inmediatamente un gráfico y ver el límite entre los mundos clásico y cuántico. Sin embargo, una gráfica generalmente solo responde a la pregunta sobre los parámetros seleccionados del modelo seleccionado. Un resultado científicamente significativo requiere una escala diferente de pruebas: ¿es al menos un modelo competitivo válido capaz de reproducir todo el conjunto de mediciones con la misma precisión?

El modelo debe producir probabilidades

Los nombres "gravedad cuántica" y "gravedad clásica" son demasiado amplios para la comparación estadística directa. Cada uno debe ser reemplazado por una regla de evolución específica, estado de entrada y conjunto de operaciones de lectura. El Hamiltoniano especifica parte de la dinámica, pero en sí mismo no contiene errores de preparación, pérdidas o respuesta del detector. La predicción para el experimento son las probabilidades de los resultados registrados en los ajustes especificados.

La hipótesis cuántica más simple implica una interacción newtoniana efectiva entre las coordenadas cuánticas y un modelo independientemente válido del medio. La alternativa puede incluir la medición de la posición, la transmisión clásica del resultado y la acción inversa que crea una fuerza promedio. La tercera hipótesis puede usar una fuente de campo promediada. Cada diseño tiene sus propios requisitos previos. A modo de comparación, deben indicarse antes del ajuste, incluidas las restricciones sobre los parámetros libres.

La información de calibración debe seguir siendo común a los competidores. Si la distancia se mide con un cierto error, un modelo no puede usar su valor exacto, y otro no puede cambiarlo arbitrariamente en aras de una coincidencia exitosa. Los valores permisibles de temperatura, cargas, frecuencias y eficiencia de registro forman un único conjunto de parámetros auxiliares. Las hipótesis diferentes deben surgir de la dinámica, no de las reglas desiguales para lidiar con la incertidumbre.

Incluso antes de una simulación compleja, un límite de control es útil. Cuando se desactiva la interacción, los sistemas preparados independientemente deben comportarse independientemente si el entorno no los une. En tiempo cero, el modelo debe devolver un estado preparado. Cuando se elimina la suposición de reloj ideal, los errores de fase deben aparecer consistentemente. Estas pruebas no prueban la corrección física, pero pueden detectar un error que de otro modo parecería ser una nueva propiedad fundamental.

La misma fuerza con diferente ruido

La fuerza media es particularmente débil como único criterio. Es posible construir diferentes mecanismos que cambian igualmente el impulso promedio del cuerpo. En este caso, la distribución del momento, las correlaciones con otro cuerpo y la tasa de pérdida de coherencia serán diferentes. Por lo tanto, medir la atracción no completa

la validación del modelo. Fija una de sus características, después de lo cual los observables restantes deben estar de acuerdo con el mismo conjunto de parámetros.

En el modelo Kafri-Taylor-Milburn, el acoplamiento gravitacional de dos sistemas mecánicos se representa a través de la medición continua y la retroalimentación clásica. Este diseño reproduce la interacción con decoherencia y calentamiento adicionales y no crea entrelazamiento de estados independientes. Este es un cierto modelo de un canal clásico. Su exclusión no excluiría automáticamente todas las descripciones lógicamente posibles no cuantificadas de la geometría. [42]

La relación entre la fuerza y el ruido hace que la alternativa sea comprobable. Si una medición tiene que ser amplificada para obtener la fuerza requerida, su efecto inverso cambia. Si la medición se debilita, la información utilizada en la retroalimentación se degrada. En un modelo específico, estas contribuciones proporcionan una compensación cuantitativa. Por lo tanto, es imposible reducir independientemente todo el ruido a cero mientras se mantiene la misma transmisión clásica de interacción. Es la restricción conjunta que debe verificarse.

Las restricciones más generales entre la decoherencia y la difusión son exploradas por Oppenheim et al. para una dinámica cuántica clásica consistente. Cuando se aplica a la gravedad, esto motiva la comparación de la coherencia de la materia con las fluctuaciones del sector clásico. La aplicabilidad del resultado depende de la clase matemática adoptada y de la forma de comunicación. Las palabras “la teoría más general” sin enumerar estas premisas no deben reemplazar el cálculo de un observable específico. [43]

Ruido mínimo de un canal clásico dado

Para una comparación cuantitativa, primero hay que distinguir entre la positividad completa y la mediación clásica. La matriz no negativa D asegura la admisibilidad de un generador de ruido particular. No impide que el Hamiltoniano añadido cree entrelazamientos. El contraejemplo más simple es $D = 0$ y la interacción Kx_1x_2: La evolución es unitaria y completamente positiva, pero el producto apropiado de las superposiciones espaciales queda entrelazado.

En el modelo lineal simétrico Kafri-Taylor-Milburn, la posición de cada objeto se mide continuamente, y el resultado clásico se utiliza para la fuerza de retroalimentación en el otro objeto. Vamos a denotar la fuerza de medición positiva por μ; tiene las mismas unidades que el coeficiente K. La contribución de la medición al coeficiente del conmutador doble es proporcional a μ, y la contribución de ruido de retroalimentación es proporcional a K^2/μ. La disminución de uno aumenta el otro. [42]

En la normalización adoptada aquí, el coeficiente antes de la suma [xj,[xj,ρEs igual a $\mu/(2\hbar)+K^2/(8\hbar\mu)$. El mínimo en μ se encuentra en $\mu = |K|/2$ y es igual a $|K|/(2\hbar)$. Comparación con la definición de un generador en términos de D da $D_{11} = D_{22} = \hbar|K|/2$, $D_{12} = 0$. Por lo tanto, la resistencia y el suelo de ruido están relacionados; la elección de una D arbitrariamente pequeña para la misma K ya no describe este canal clásico.

El coeficiente K se obtiene de la energía newtoniana a pequeños desplazamientos alrededor de la distancia d. El término constante no afecta la dinámica; los términos lineales y las contribuciones cuadráticas individuales entran en las fuerzas y frecuencias locales. El término cruzado tiene la forma Kx_1x_2, donde $K = 2Gm_1m_2/d^3$ con una orientación coordinada coherente. El signo puede cambiar cuando se redefine un eje; el ruido mínimo depende del módulo K.

Esta construcción no pretende clasificar todas las teorías híbridas. Especifica una alternativa específica con la misma interacción newtoniana en el modo lineal y el ruido adicional obligatorio. Para las ramas estrechas consideradas, sus predicciones se pueden comprobar directamente: la matriz de estado se obtiene de la misma solución de fase, pero con una cierta amortiguación local K. Este cálculo es especialmente útil porque no requiere juzgar la clasicidad por el nombre de la ecuación.

$$a(\mu) = \frac{\mu}{2\hbar} + \frac{K^2}{8\hbar\mu} \geq \frac{|K|}{2\hbar}$$

$$\mu_{\mathrm{opt}} = \frac{|K|}{2}.$$

(16.1) Aquí a es el coeficiente antes de $[x_j,[x_j,\rho]]$, y μ es la fuerza de la medición continua en la normalización de este modelo. Esta no es la tasa γ del modelo de decaimiento de fase.

$$H_{\mathrm{int}} = K x_1 x_2$$

$$K = \frac{2Gm_1m_2}{d^3}$$

$$D_{11} = D_{22} = \frac{\hbar|K|}{2}, D_{12} = 0.$$

(16.2) Los valores mínimos de D se aplican a una medición lineal simétrica y a un canal de retroalimentación. A medida que aumentan, el canal sigue siendo más ruidoso; la reducción no es un ajuste libre válido del mismo diseño.

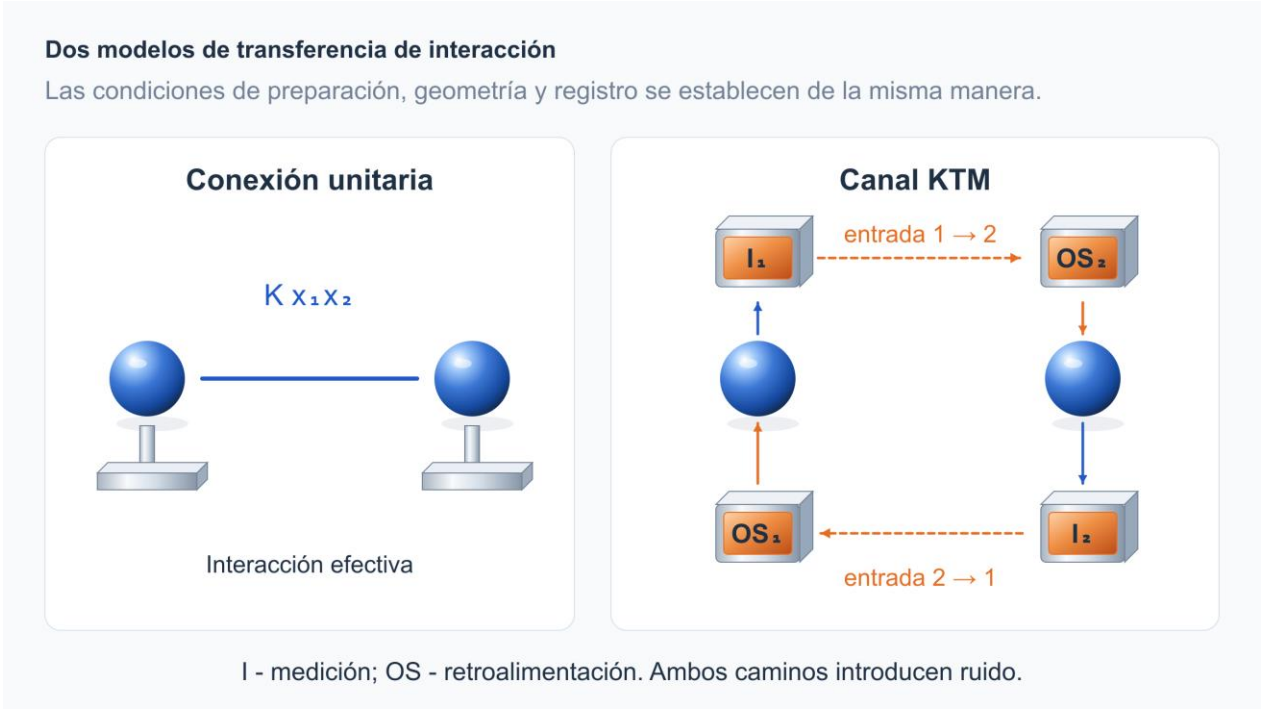


Figura 44. Comparación del acoplamiento unitario efectivo y un canal de medición de bucle cerrado KTM específico. En los tractos inferior y superior a la derecha, cada objeto se mide, y la grabación clásica se utiliza para influir en el otro. La perturbación de la medición y el ruido de retroalimentación forman una restricción conjunta; no pueden eliminarse independientemente mientras se mantiene este patrón de fuerza. El esquema no clasifica todas las posibles teorías cuánticas clásicas.

Ruido correlacionado de dos masas

En el capítulo 11, la relación entre la decoherencia y la difusión se consideró para un cuerpo. Para dos masas, aparece una nueva cantidad comprobable: la correlación de las fuerzas aleatorias que actúan sobre ellas. En el modelo de ruido blanco de Markov, se incluye en la matriz simétrica real D. Los elementos diagonales describen la difusión intrínseca de cada pulso y el elemento transversal. D_{12} describe el cambio conjunto de los pulsos. Esta es una extensión estándar del mismo generador de sistema abierto.

La matriz D debe ser semidefinida positiva. Para dos masas esto significa elementos diagonales no negativos y una restricción en el cuadrado del factor cruzado. Por lo tanto, la fuerza aleatoria global no se puede ajustar independientemente del ruido de los cuerpos individuales. Si el conjunto propuesto de coeficientes viola esta condición, no define un canal físicamente válido de esta forma. Tales restricciones son especialmente útiles cuando el ruido correlacionado intenta explicar un residuo observado.

La acción del generador en la representación de coordenadas da la tasa de decadencia de cada coherencia a través de la diferencia de dos configuraciones espaciales. Entre LL y RR los desplazamientos de ambos cuerpos están en la misma dirección, y entre LR y RL están en la dirección opuesta. Con positivo D_{12}, la primera coherencia decae más rápido, la segunda más lentamente; cuando es negativa, el signo de la diferencia cambia. La medición de ambas tasas le permite verificar el

coeficiente cruzado, que no se puede determinar a partir de la atenuación separada de una masa.

El mismo D_{12} establece el aumento de la covarianza de los impulsos. Esto significa que las correlaciones de movimientos y el contraste de alternativas espaciales conjuntas deben ser consistentes con una matriz D. Para distancias iguales s, la diferencia entre las dos tasas indicadas es proporcional a $4D_{12}s^2/\hbar^2$. Esto es una consecuencia del generador estándar y un verificador de consistencia, no una nueva ley por derecho propio. Con un ancho de paquete finito y trayectorias cambiantes, se requiere un cálculo apropiado de toda la secuencia.

La coincidencia de estas dependencias aún no establece el origen del ruido: la misma matriz puede ser producida por diferentes fuentes físicas. Se necesitan cambios adicionales en la geometría, distancia y espectro de control. La exclusión completa de fondos correlacionados sin una base puede crear una falsa sensación de singularidad de señal. Permitir una nueva matriz arbitraria para cada serie, por el contrario, destruye la previsibilidad. El modelo que se está probando utiliza parámetros y restricciones comunes de calibraciones independientes.

$$\mathcal{L}_D(\rho) = -\frac{1}{\hbar^2}\sum_{i,j=1}^{2} D_{ij}[x_i,[x_j,\rho]]$$

$$D = D^T \succeq 0.$$

(16.3) Se muestra la parte de ruido del generador Markov; la dinámica hamiltoniana se agrega por separado. D es una matriz real con la dimensión del impulso cuadrado dividida por el tiempo. Para dos masas, $D_{11} \geq 0$, $D_{22} \geq 0$ y $D_{11}D_{22} \geq D_{12}^2$ son necesarios.

$$\Gamma_{ab,cd} = \frac{\delta\mathbf{x}^T D \delta\mathbf{x}}{\hbar^2}$$

$$\delta\mathbf{x} = \begin{pmatrix} x_{1a} - x_{1c} \\ x_{2b} - x_{2d} \end{pmatrix}.$$

(16.4) La tasa de decaimiento se refiere al elemento de matriz de densidad entre dos configuraciones espaciales estrechas (a, b) y (c, d) con coordenadas fijas. La semi-definición positiva de D garantiza la no negatividad de todas estas tasas, conectándolas entre sí.

$$\left.\frac{d\mathrm{Cov}(p_i,p_j)}{dt}\right|_D = 2D_{ij}$$

$$\Gamma_{LL,RR} - \Gamma_{LR,RL} = \frac{4D_{12}s^2}{\hbar^2}.$$

(16.5) La última igualdad asume las mismas separaciones s para ambas masas y la misma dirección de L a R. La primera fórmula describe solo la contribución de un generador de ruido dado; las interacciones y otros procesos también pueden cambiar las covarianzas.

Un régimen común para dos tipos de dinámicas

En el gran ejemplo de cuatro ramas del capítulo 14, la relación s/d es 250/450. La pequeña descomposición espacial subestima la fase exacta en aproximadamente 30.9%. Por lo tanto, la comparación de su fase exacta con el canal lineal KTM confundiría las diferencias entre las teorías con el error de aproximación. Para el cálculo conjunto, s/d = 0.05 fue elegido aquí: d = 450 µm y s = 22.5 µm. Las masas se mantienen iguales a 10^{-14} kg.

Ahora la diferencia relativa entre la fase lineal y la fase exacta de cuatro ramas es igual a 0.25%. Ambas dinámicas usan exactamente el hamiltoniano lineal, la misma preparación $|++\rangle$, los mismos ejes locales y la misma respuesta de grabación. Las ramas locales se consideran fijas y estrechas. La suposición de su retención no se deriva de la evolución libre; es parte del protocolo idealizado que se compara.

Si las coordenadas de cada objeto son ±s/2, La fase de interacción es $\Delta\text{lin} = -\text{Ks}^2\text{t}/\hbar$. El ruido KTM mínimo multiplica la coherencia de una sola partícula por $\text{vKTM} = \exp[-|\text{K}|\text{s}^2\text{t}/(2\hbar)]$. Por lo tanto $\text{vKTM} = \exp(-|\Delta\text{lin}|/2)$. Este factor adicional está ausente en la hipótesis unitaria. Cualquier fondo de fase compartido justificado independientemente se puede aplicar por igual a ambas dinámicas.

Una comprobación inmediatamente sigue de la fórmula: poniendo $\text{x} = |\Delta\text{lin}|/2$, obtenemos $\text{SKTM} = \exp(-2\text{x})+2\exp(-\text{x})|\sin\text{x}| \le 1$, desde $|\sin\text{x}| \le \sinh\text{x}$ para $\text{x} \ge 0$. Para una familia dada, el modelo no cruza el límite del testigo en ningún momento de interacción. Esta es una conclusión directa de su dinámica, y no una suposición hecha en el procedimiento de registro.

$$\Delta_{\text{lin}} = -\frac{K s^2 t}{\hbar}$$

$$\nu_{\text{KTM}} = \exp\left[-\frac{|K| s^2 t}{2\hbar}\right] = e^{-|\Delta_{\text{lin}}|/2}.$$

(16.6) Ambas fórmulas utilizan un pequeño parámetro espacial. Para una fase newtoniana exacta de cuatro ramas $\Delta\text{exacto} = \Delta\text{lin}/[1-(\text{s/d})^2]$.

$$S_{\text{KTM}} = e^{-2x} + 2e^{-x}|\sin x| \le 1$$

$$x = \frac{|\Delta_{\text{lin}}|}{2}.$$

(16.7La desigualdad se deriva de $\text{ex}-\text{e}^{-\text{x}} = 2\,\text{Sinh x}$ y $|\sin\text{x}| \le \sinh\text{x}$. La adición de igual ruido de fase local y errores de registro simétricos no aumenta S para esta familia.

Comparación numérica de fuerza, coherencia y correlaciones

Para las masas y distancias seleccionadas $\text{K} = 1.46487\cdot10^{-28}$ N/m. La fuerza motriz total es igual a $3.29595\cdot10^{-32}$ N. Las dos hipótesis no difieren en estas cantidades. Su diferencia surge en el estado conjunto y la difusión: el canal KTM mínimo tiene $\text{D}_{11} = \text{D}_{22} = 7.72404\cdot10^{-63}$ $\text{kg}^2\cdot\text{m}^2/\text{s}^3$ y añade el valor $\hbar|\text{K}|\text{t}$ a la varianza del momento de cada objeto.

La tabla muestra primero el límite ideal sin atenuación de fondo común y sin errores de grabación. En una exposición de dos segundos, el efecto es pequeño: la medida ideal de entrelazamiento de un modelo unitario es aproximadamente 0.000703. Aumentar el tiempo computacional aumenta la divergencia de las correlaciones, pero al mismo tiempo hace que los supuestos experimentales sobre retención y coherencia sean más estrictos. La línea de 200 segundos demuestra la dependencia dinámica del modelo; no significa que tal superposición ya se haya preparado y almacenado en el laboratorio.

La fase es la misma en ambas columnas. En el caso unitario, S = 1+2|sin(Δlin/2)|. En el caso de KTM, la amortiguación requerida mantiene S en o por debajo de la unidad. En 200 segundos, los valores son aproximadamente 1.140527 y 0.999784. La proximidad del segundo valor al límite no indica una pequeña violación oculta: el signo de la desviación se comprueba por la desigualdad analítica en la sección anterior.

La dispersión del impulso proporciona un control adicional. En el mismo tiempo de interacción, el canal añade $3.09 \cdot 10^{-60}$ kg²·m²/s² a cada dispersión local. La contribución cruzada del propio ruido es cero, ya que $D_{12} = 0$. La covarianza general del movimiento, sin embargo, puede variar debido a la interacción y la condición inicial. Por lo tanto, el elemento cruzado nulo de la matriz de ruido no puede identificarse con la ausencia de todas las correlaciones de momento.

El calor, el testigo y la fuerza deben analizarse con la misma masa y geometría. Si, en una instalación real, el fondo desconocido oscurece completamente la difusión prevista, la prueba de energía correspondiente pierde sensibilidad. El testigo todavía puede ser útil si la coherencia local y la lectura son lo suficientemente buenas. Compartir observaciones es valioso porque pone a prueba la consistencia del mecanismo en lugar de garantizar la superioridad de cada canal en cada situación.

$$\Delta \mathrm{Var}(p_j)\big|_{\mathrm{KTM}} = 2D_{jj}t = \hbar |K| t$$

$$\Delta \mathrm{Cov}(p_1, p_2)\big|_{D} = 0.$$

(16.8) Solo se muestra la contribución directa del generador de ruido. Estas cantidades no incluyen el movimiento, los potenciales de retención y los canales de medios adicionales.

Dos dinámicas con una geometría lineal común

t, s	|Δlin|, rad	C₀	vKTM	Sunit	SKTM
2	0.001406	0.000703	0.999297	1.001406	0.9999999998
20	0.014064	0.007032	0.992993	1.014064	0.9999997698
200	0.140643	0.070263	0.932094	1.140527	0.9997839124

C₀ Se refiere al modelo unitario puro. Para KTM, el estado es mixto, por lo que este número no es su medida de entrelazamiento.

Elija los ajustes por su capacidad de distinción

Supongamos que, al mismo tiempo, dos hipótesis predicen la misma visibilidad de interferencia. Aumentar el número de repeticiones refinará la coincidencia, pero no necesariamente ayudará a seleccionar una explicación. Es más útil cambiar la configuración en la que divergen las dependencias: tiempo, separación de paquetes, masa o secuencia de pulsos de control. La pregunta correcta para hacer la simulación es qué nueva medición reduce más el rango de compatibilidad de las hipótesis.

Para los cálculos preliminares, varios observables pueden ser recogidos en un vector: fase, visibilidad, correlaciones de espín y el ancho de la distribución del momento. A continuación, estime qué tan lejos está la predicción de un modelo de la predicción más cercana del oponente, teniendo en cuenta todos los parámetros auxiliares permitidos. La distancia debe tener en cuenta los errores y sus correlaciones. Dos curvas visualmente diferentes pueden ser estadísticamente indistinguibles, pero una diferencia pequeña y consistente puede ser informativa.

Minimizar los parámetros del oponente es fundamental. La comparación con un conjunto inconveniente de números comprueba solo este conjunto. Un resultado fuerte sobrevive al intento de la alternativa de seleccionar los valores más favorables dentro de límites válidos independientemente. Además, los límites no pueden expandirse después de cada pronóstico fallido sin una razón física. De lo contrario, la hipótesis se convierte en una forma de reescribir cualquier dato y pierde capacidad de prueba.

La siguiente medida cuadrática es útil cuando los errores son aproximadamente gaussianos y se conoce la covarianza. Sirve a un diseño en lugar de una declaración universal de importancia. Las adquisiciones raras, las estimaciones no lineales y los parámetros en el borde de la región factible requieren la verosimilitud completa y calibración de estadísticas en datos simulados. El umbral de decisión depende de todo el procedimiento, incluida la elección de la configuración y el número de opciones probadas.

$$\mathcal{D}^2(\mathbf{u}) = \min_{\theta \in \Theta_B} [\mathbf{f}_A(\mathbf{u}) - \mathbf{f}_B(\mathbf{u}, \theta)]^T \, \Sigma^{-1} [\mathbf{f}_A(\mathbf{u}) - \mathbf{f}_B(\mathbf{u}, \theta)].$$

(16.9) u especifica los ajustes experimentales, f es el vector de predicciones, θ son los parámetros permitidos de la alternativa B, Σ es la covarianza de los errores esperados. Este es un indicador de la distinguibilidad de los modelos seleccionados en la aproximación seleccionada, y no una nueva constante física.

Comparación teniendo en cuenta la zona de calibración común

Para probar la robustez de la diferencia, se puede permitir que el modelo adversario seleccione los parámetros más favorables dentro de una región predefinida. Por ejemplo, para t = 200 s se introducen tres entradas comunes: la escala de interacción a, la visibilidad del fondo de fase externo y la probabilidad de error de un signo registrado ε. Se supone que la calibración independiente los limitaba a los intervalos 0.98–1.02; 0.98–1.00 y 0.005–0.015, respectivamente. En

este cálculo, los intervalos se dan como condiciones del problema y no se derivan de la instalación real.

El modelo unitario de referencia utiliza a = 1, vbackground = 0.99 y ε = 0.01. Para la alternativa KTM, los valores dentro de los mismos intervalos se pueden elegir libremente; su multiplicador obligatorio exp(−|aΔlin|/2) multiplica adicionalmente vbackground. Todas las predicciones se traducen en cuatro probabilidades para cada una de las tres configuraciones. Esto compara las distribuciones de resultados en lugar de las medidas reconstruidas de entrelazamiento con diferentes suposiciones.

Minimizar la divergencia promedio de Kullback-Leibler sobre los ajustes da 0.00610171 nat para el par registrado. La mejor predicción de KTM encontrada está en el límite de la región: a = 0.98, vbackground = 1 y ε = 0.005. Utiliza la configuración más favorable para preservar las correlaciones, pero las distribuciones aún no coinciden. El cálculo se repitió desde varios puntos de partida; esta es una prueba de estabilidad numérica en una región pequeña dada.

La divergencia positiva también está respaldada por un argumento independiente del optimizador. El modelo de referencia da un registro S = 1.074900, mientras que el canal considerado no puede exceder uno incluso con una lectura perfecta. Por lo tanto, no hay coincidencia exacta de distribuciones en esta familia. La minimización numérica estima el tamaño del desajuste; el testigo establece su presencia.

La distancia de información no es una probabilidad de error y no debe convertirse en un "número sigma" sin un procedimiento estadístico. Muestra la diferencia esperada en los logaritmos medios de verosimilitud bajo la distribución de afinación elegida. Una muestra finita requiere números de eventos iniciales, una regla de decisión y su calibración. Uno de esos ejemplos completos para un testigo ya se ha dado en el capítulo 14; Aquí se resuelve otro problema: la robustez de las predicciones físicas frente a la incertidumbre de calibración permitida.

$$\overline{D}_{\mathrm{KL}} = \min_{\theta\in\Theta} \frac{1}{3} \sum_{u\in\{XX,YZ,ZY\}} \sum_{a,b} P_A(a,b\mid u) \ln \frac{P_A(a,b\mid u)}{P_B(a,b\mid u,\theta)}.$$

(16.10) Θ es la región de calibración predefinida total. Los ajustes aquí tienen el mismo peso; para otros recursos y frecuencias de uso, sus pesos deben ser cambiados.

Un área donde este protocolo deja de ayudar

Es conveniente representar la influencia del medio en el plano del tiempo de interacción t y la tasa de atenuación de fase externa ɣbackground. Para el modelo unitario, v = exp(−ɣbackgroundt), y el exponente registrado para un error de lectura dado es $\eta^2[v^2+2v|\sin(\kappa t/2)|]$, donde $\kappa = |K|s^2/\hbar$. La línea S = 1 separa la región donde un testigo dado tiene un margen positivo y la región donde aumentar el número de repeticiones no creará en sí misma una violación.

En un tiempo de interacción muy corto, la fase es pequeña, y el error de lectura final ya reduce las correlaciones originales. Por lo tanto, incluso la coherencia perfecta no garantiza un testigo accesible por cortos períodos de tiempo. Con un tiempo de interacción largo, el recurso de fase aumenta solo hasta ciertos máximos,

mientras que el fondo acumulado continúa reduciendo la visibilidad. Como resultado, hay una región de tiempos útiles, que se estrecha con el aumento γ fondo y puede desaparecer.

El gráfico se representa para la misma relación s/d = 0.05 y error de registro 1 % por signo. La alternativa de KTM utiliza el mismo fondo externo, por lo que su curva permanece en el otro lado del borde. Si la hipótesis unitaria resulta estar por debajo del límite, esto significa que este testigo es insuficiente. Las distribuciones u observaciones completas de la difusión pulsada aún pueden variar; para establecer la indistinguibilidad completa, se debe comparar todo el conjunto de datos seleccionado.

Este resultado completa la formulación computacional a su propio nivel: se especifican la dinámica, la preparación, las mediciones, la región de calibración y la razón de la pérdida de sensibilidad. La transferencia a un experimento requiere sustituir las características reales de retención, interacciones de fondo y salida de eventos. En este caso, ya está claro qué parámetros deben medirse y qué conclusión permite cada resultado. La extensión adicional del modelo tiene sentido cuando cumple con la restricción específica de este mapa.

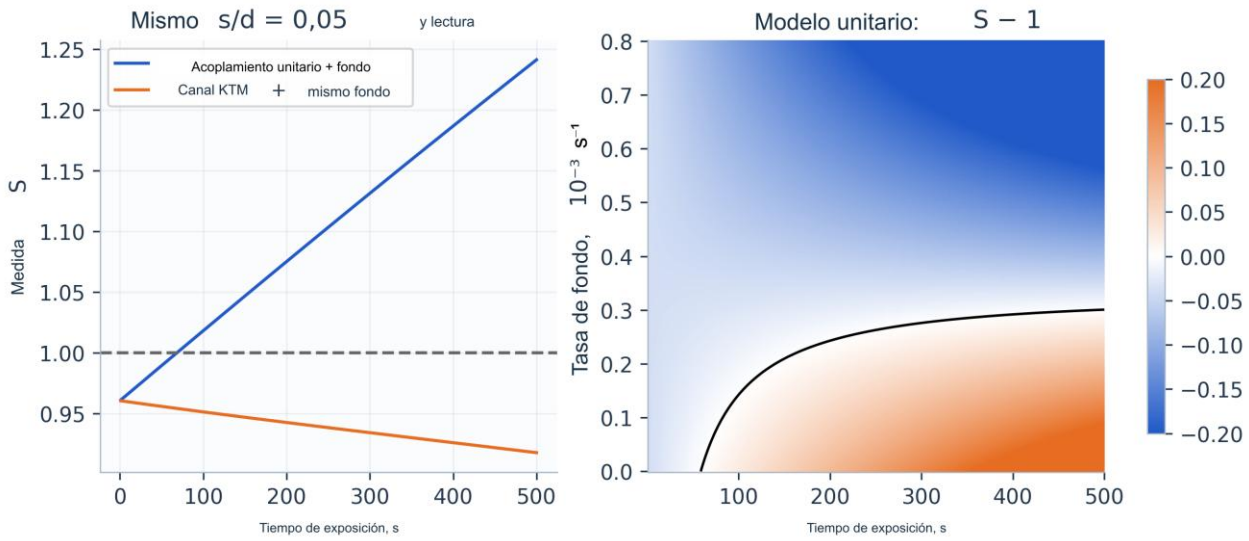


Figura 45. Comparación de dos dinámicas con s/d = 0.05 y el error de lectura 1 % por señal. A la izquierda, el mismo fondo de fase externa γAntecedentes = 5·10⁻⁵ s⁻¹ se aplica al acoplamiento unitario y al canal KTM. A la derecha está el mapa S−1 para el modelo unitario; la línea negra es el umbral de un testigo específico. Los extractos largos ilustran la dependencia del modelo y no se declaran para realizarse características.

De la simulación a los resultados reproducibles

Los cálculos en este capítulo se implementan en el programa adjunto. gravity_v02.py. Un conjunto de entradas produce tablas de fases, probabilidades de resultados, divergencia mínima del modelo y un mapa de umbral. El programa también comprueba el espectro de la matriz parcialmente transpuesta en el punto 651, normalización de probabilidades y POVM de reloj de dos niveles. La coincidencia de los espectros analítico y matricial se controla mediante tolerancia absoluta; esto separa la predicción del modelo de los errores computacionales.

Las constantes físicas, el estado inicial del generador de números aleatorios, los intervalos de calibración y las muestras simuladas se almacenan junto con los resultados. Los números de muestra artificiales se separan de los parámetros dinámicos. Por lo tanto, el mismo conjunto de observaciones se puede analizar utilizando otro criterio sin tomar la medida previamente reconstruida de entrelazamiento como los datos originales. Las lecturas simuladas no se denominan experimentales.

Las pruebas independientes incluyen la positividad de la matriz de estado convencional, la suma de las probabilidades, el límite neto conocido y la desigualdad analítica para KTM. Las derivadas del presupuesto geométrico se verifican por diferencias finitas. El perfil de distancia de información se calcula a partir de varios puntos de partida. Para un modelo puntual, estas son comprobaciones suficientes de los números indicados; la propagación de paquetes finales o la dinámica de retención requerirán sus propias comprobaciones de convergencia.

El resultado contiene un ejemplo positivo de violación del testigo vinculado, sus estadísticas finitas y el área de insensibilización. Estas tres partes responden a diferentes preguntas: es el efecto posible en el modelo, es el número seleccionado de eventos suficiente, y qué características del dispositivo borrarlo. Su presentación conjunta completa el ejemplo computacional, manteniendo abierta la cuestión de la implementación de las condiciones correspondientes.

Cuando ninguna diferencia se convierte en la respuesta

En la comparación realizada, se encontró una región donde el acoplamiento newtoniano unitario y un canal de medición de retroalimentación específico dan correlaciones incompatibles para geometría general, preparación y registro. Este es el resultado de la dinámica seleccionada. No se aplica automáticamente a ninguna descripción que llame a un campo clásico, y no establece la obtenibilidad de las duraciones supuestas y los niveles de fondo.

Al otro lado de la línea S = 1, Este testigo ya no da un resultado positivo, incluso si su promedio se determina con una precisión infinita. Para esta herramienta, este es un límite significativo. La indistinguibilidad completa sería una declaración más fuerte: requeriría la coincidencia de todas las distribuciones disponibles después de permitir parámetros permitidos. Distinguir entre estos dos casos ayuda a determinar el siguiente paso: mejorar la lectura, medir la difusión o cambiar la geometría.

La inferencia fundamental gana precisión cuando se pueden nombrar el estado de entrada, la dinámica, los resultados del detector y la clase de alternativas excluidas. La siguiente parte del libro aplica la misma lógica al ruido espacial y a la gestión de correlaciones temporales. El punto de la extensión es que las nuevas mediciones comprueban los parámetros físicos generales y no son reemplazadas por el ajuste independiente de cada serie.

El experimento gravitacional se convierte en una prueba de la base de la teoría cuando no solo se conoce la señal esperada, sino también los límites de su interpretación. La fuerza, la fase, la coherencia, el ruido y las lecturas del reloj deben hacer una predicción consistente. Entonces, incluso un pequeño efecto medible puede cambiar significativamente el conjunto de explicaciones físicas aceptables.

Parte IV Programa de Investigación Verificable

17 Hipótesis del ruido espacial universal

La ley universal acepta un compromiso numérico: los parámetros encontrados en una serie deben predecir la otra. En este capítulo, el modelo de masa se transforma en la verosimilitud conjunta de dos objetos. Un ejemplo completo de lecturas iniciales se analiza en el capítulo 19, y la comprobación de la tasa de error se encuentra en el capítulo 21.

¿Qué se propone comprobar exactamente?

La hipótesis de trabajo es la siguiente: después de tener en cuenta cuantitativamente las interacciones disponibles con el medio ambiente, hay un componente adicional de la pérdida de coherencia espacial, cuyos parámetros son comunes a varios objetos materiales. En su forma más simple, se asocia con la distribución de masa y se especifica por la intensidad y la escala espacial de las correlaciones. La palabra “universal” significa la misma ley de acoplamiento, y no la misma tasa de descomposición para una molécula, una nanopartícula y un resonador mecánico. Sus masas, formas y movimientos son diferentes, por lo que los efectos observados también deben ser diferentes.

Históricamente, la localización espontánea continua ya se ha formulado como un cambio estocástico en la dinámica cuántica. El trabajo de Ghirardi, Pearl y Rimini 1990 se relaciona con los fundamentos de este programa [21]. La dirección propuesta aquí no toma crédito por tal idea. Debe buscarse su posible contribución en el método de verificación conjunta, la selección de observaciones independientes y la solidez demostrable de la inferencia a los modelos ambientales. La novedad científica de un protocolo particular debe establecerse por comparación separada con la literatura.

Un entorno aislado permite demasiada libertad de explicación. Un campo eléctrico no contabilizado, gas residual o error de temperatura pueden aparecer como un parámetro adicional. Cuando se traslada a otra instalación, tales circunstancias generalmente requieren una nueva descripción. La hipótesis universal, por el contrario, se compromete: los parámetros fundamentales encontrados no pueden reconfigurarse arbitrariamente para cada dispositivo. Se permite cambiar las propiedades medidas del objeto y los parámetros conocidos del equipo; la ley general sigue siendo la misma.

Un par de parámetros para diferentes cuerpos

Una parametrización inicial conveniente utiliza la intensidad λ y la longitud r_C. En esta etapa son coordenadas del modelo que se somete a prueba. Su existencia no se da por demostrada. Para cada experimento se calcula una predicción propia que incluye la distribución de masa, las trayectorias de las ramas del estado, el tiempo de observación y el método de registro. El análisis conjunto debe encontrar una región

de valores admisibles de λ y r_C compatible con todas las observaciones seleccionadas.

Este requisito es más fuerte que la frase “queda un poco de ruido en todos los experimentos”. Los residuos pueden surgir por varias razones y no tienen una estructura común. La generalidad se comprueba cuantitativamente. Si una serie requiere un aumento de intensidad con una escala constante, y otra excluye tal aumento con errores tomados en cuenta de manera confiable, aparece un conflicto. No se puede ocultar promediando estimaciones incompatibles. Primero, se examinan los posibles errores de un experimento específico, luego se revisa el modelo universal en sí.

También se necesita un rango de aplicabilidad preseleccionado. No se requiere un modelo no relativista de un cuerpo rígido para describir el nacimiento de partículas, campos gravitacionales fuertes o la destrucción del objeto en sí. Tales restricciones son aceptables si se escriben antes de la comparación con los datos. Se convierten en un problema cuando se agregan después de cada predicción fallida. Un programa de investigación debe distinguir entre el refinamiento honesto de una aproximación y una expansión sin fin de las condiciones bajo las cuales se supone que opera una hipótesis.

Geometría en lugar de masa sola

El razonamiento “un objeto más pesado debería perder coherencia más rápido” solo es útil como primera aproximación. Cuando se relaciona el ruido con la densidad de masa, toda la estructura espacial del cuerpo es significativa. Sus diferentes secciones pueden estar ubicadas dentro de la misma área de correlación o mucho más allá de sus fronteras. Por lo tanto, un objeto compacto y una estructura alargada de la misma masa pueden dar diferentes predicciones. Es esta diferencia la que proporciona un control adicional que falta en una trama simple contra la masa.

Para un cuerpo rígido, presentamos la densidad $\mu(\mathbf{x})$ y su transformada de Fourier $\tilde{\mu}(\mathbf{k}) = \int d^3x \mu(\mathbf{x}) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}$. La siguiente expresión especifica un modelo de localización gaussiana específico cuando dos distribuciones idénticas son desplazadas por el vector $\mathbf{d}$. Se utiliza como una definición de trabajo para cálculos adicionales. Todos los factores se escriben de manera que para una distribución de masa puntual se obtiene la ley espacial del capítulo 10. La fórmula tiene la dimensión del tiempo recíproco.

Si las dimensiones del cuerpo son pequeñas en comparación con r_C, en la región significativa de la integral es posible reemplazar $\tilde{\mu}$ con la masa total. Aparece la amplificación cuadrática habitual. Cuando el tamaño aumenta, tal reemplazo deja de ser legal. Entonces es necesario tener en cuenta la forma real, la heterogeneidad, la orientación y los posibles movimientos internos. Un error de formulario puede simular una violación de la universalidad. Por lo tanto, las comparaciones entre diferentes cuerpos deben usar datos geométricos medidos, y no solo la masa de la placa de identificación.

$$\Gamma_\mu(\mathbf{d}) = \frac{\lambda r_C^3}{\pi^{3/2} m_0^2} \int d^3k e^{-r_C^2 k^2} |\tilde{\mu}(\mathbf{k})|^2 [1 - \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{d})].$$

(17.1) Tasa de localización operativa para un núcleo espacial gaussiano. La masa de referencia m_0 Corrección de la normalización de λ. Se supone un cuerpo rígido, la misma forma en ambas ramas, y la aplicabilidad de dinámicas no relativistas efectivas.

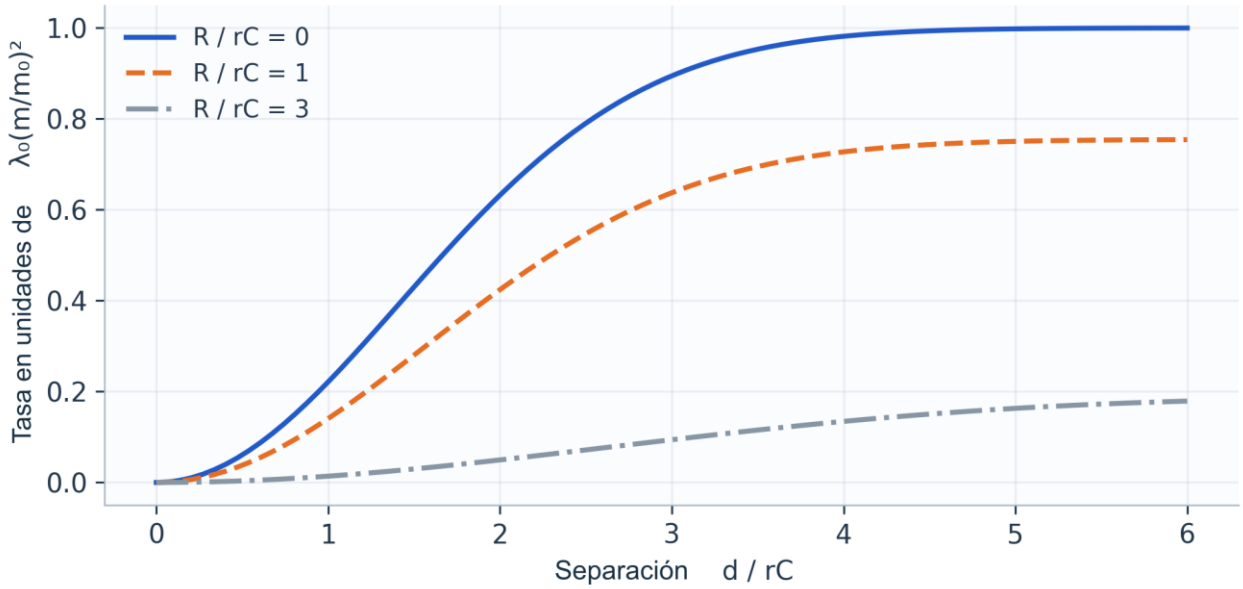


Figura 46. La influencia del tamaño finito de una esfera homogénea en la misma masa total. El radio R cambia el factor de forma de la masa, por lo que la ley compacta no puede transferirse a ningún cuerpo.

¿Qué correlaciones son físicamente permisibles?

No basta con dibujar una función de correlación libremente. Deje que un campo actúe en varios puntos. La varianza de cualquier suma ponderada de sus valores debe ser no negativa. Este requisito limita simultáneamente todos los elementos de la matriz de correlación. Verificar solo pares adyacentes no garantiza la consistencia de todo el sistema. En un modelo computacional, tal violación puede permanecer invisible hasta que se considere un número suficientemente grande de puntos espaciales.

Para un campo gaussiano estacionario homogéneo, el método espectral de especificación es conveniente: la correlación espacial se obtiene como una transformación de la densidad espectral no negativa. El núcleo gaussiano satisface esta condición. Una forma más compleja, por ejemplo varias escalas de correlación, se puede construir como una suma de componentes admisibles con pesos no negativos. Sin embargo, la introducción de cada escala adicional aumenta la libertad de ajuste. Tal modelo debería beneficiarse de nuevas observaciones, y no solo describir mejor los puntos utilizados en la afinación.

Incluso la admisibilidad de las correlaciones resuelve solo una parte del problema. Para la evolución cuántica propuesta, es necesario verificar la conservación de trazas y la positividad de la matriz de densidad, incluida su expansión por un sistema auxiliar. La ecuación de conjunto correcta aún no especifica el mecanismo físico para

la ocurrencia de un resultado de medición separado. Además, la consistencia relativista y la ley de conservación de la energía del sistema completo no se desprenden automáticamente de ella. Estos requisitos deben mantenerse separados para que el éxito de una prueba matemática no reemplace a las otras.

$$\sum_{i,j} a_i^{*} C(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) a_j \geq 0$$

$$\text{para todo } \{a_i, \mathbf{r}_i\}.$$

(17.2) Condición de semidefinición positiva de la correlación espacial. Elimina la varianza negativa de cualquier combinación lineal de valores de campo.

Predicción para un nuevo objeto

La comprobación más significativo se construye con una serie reservada de antemano. Por ejemplo, los parámetros se estiman a partir de dos distribuciones de masa y varias trayectorias, y luego se calcula la visibilidad para una tercera forma. Antes de abrir una nueva serie, se fijan el rango de predicción, los parámetros de calibración y la regla de comparación. Si, después de recibir el resultado, se le permite cambiar libremente la intensidad o el núcleo espacial, la prueba perderá su significado: el tercer cuerpo se convertirá en otro material para afinar.

La elección de tal cuerpo debe tener en cuenta la distinguibilidad de los modelos. Dos muestras casi idénticas pueden dar respuestas casi proporcionales para todos los mecanismos considerados. Su acuerdo será una prueba débil. Es más útil encontrar geometrías para las cuales el modelo de localización masiva y los modelos ambientales admisibles predicen diferentes cambios. Por ejemplo, cambiar la forma mientras se mantiene la masa puede tener diferentes efectos sobre el factor de forma espacial y la dispersión óptica. Qué diferencia será útil debe ser mostrada por el cálculo del material específico y la instalación.

La comparación de las posibilidades de diversas experiencias tiene antecedentes bien conocidos. Nimmrichter y Hornberger propusieron evaluar la macroscopicidad a través de la capacidad del experimento para limitar ciertas modificaciones de la mecánica cuántica [46]. Para este programa, una guía práctica sigue de esto: la escala del cuerpo en sí no es una medida de la fuerza científica de la experiencia. Lo que es más importante es qué rango de parámetros prueba y qué tan independientemente lo hace de las observaciones anteriores.

Parámetros compartidos y condiciones ambientales independientes

Para la verificación computacional, dos objetos compactos con la relación de masa 1 a 1.4 fueron seleccionados. La compacidad aquí significa la pequeñez de cada tamaño en relación con todas las longitudes de correlación probadas. Esta condición permite el uso de un límite puntual del núcleo de masa. No se asigna masa absoluta: el ejemplo explora la identificación de formas y la transferencia de parámetros entre dos respuestas. Su amplitud se puede convertir en una restricción de la intensidad fundamental solo después de establecer la masa real y verificar el factor de forma.

Las separaciones se miden en unidades de longitud de referencia ℓ = 100 nm. El primer objeto corresponde a una duración T₁ = 1 s, El segundo - T₂ = 0.8 s. Cada uno tiene sus propios componentes constantes y cuadráticos de pérdida de coherencia normal. Entre los objetos, la amplitud A, la longitud r_C y el contraste de lectura c siguen siendo comunes. Esta división de parámetros expresa una suposición específica: la calibración del detector es común, y las condiciones locales de las dos series pueden diferir. No se deriva de la palabra “universalidad” y debe verificarse para cada dispositivo por separado.

La amplitud A está relacionada con la intensidad inicial a través A = λ(m_{ref}/m₀)², donde m_{ref} es la masa del primer objeto. El multiplicador para el segundo objeto es 1.4² = 1.96. Por lo tanto, la misma A y r_C no significan las mismas curvas. En la segunda respuesta, la fracción de masa es más fuerte, la duración es ligeramente más corta y el fondo es diferente. Es la diferencia acordada entre las curvas, y no su coincidencia externa, lo que sirve como objeto de verificación conjunta.

La verosimilitud está formada por el producto de las probabilidades binomiales de todos los ajustes y una serie de calibración individual. Las cantidades generales entran en todos los factores una sola vez; los coeficientes locales actúan solo sobre los datos de su objeto. Si, en cambio, se ajusta A independientemente para cada curva y luego se comparan los dos números redondeados, se perderá gran parte de la información de calibración conjunta. En particular, el cambio de contraste general crea un movimiento correlacionado de ambas estimaciones.

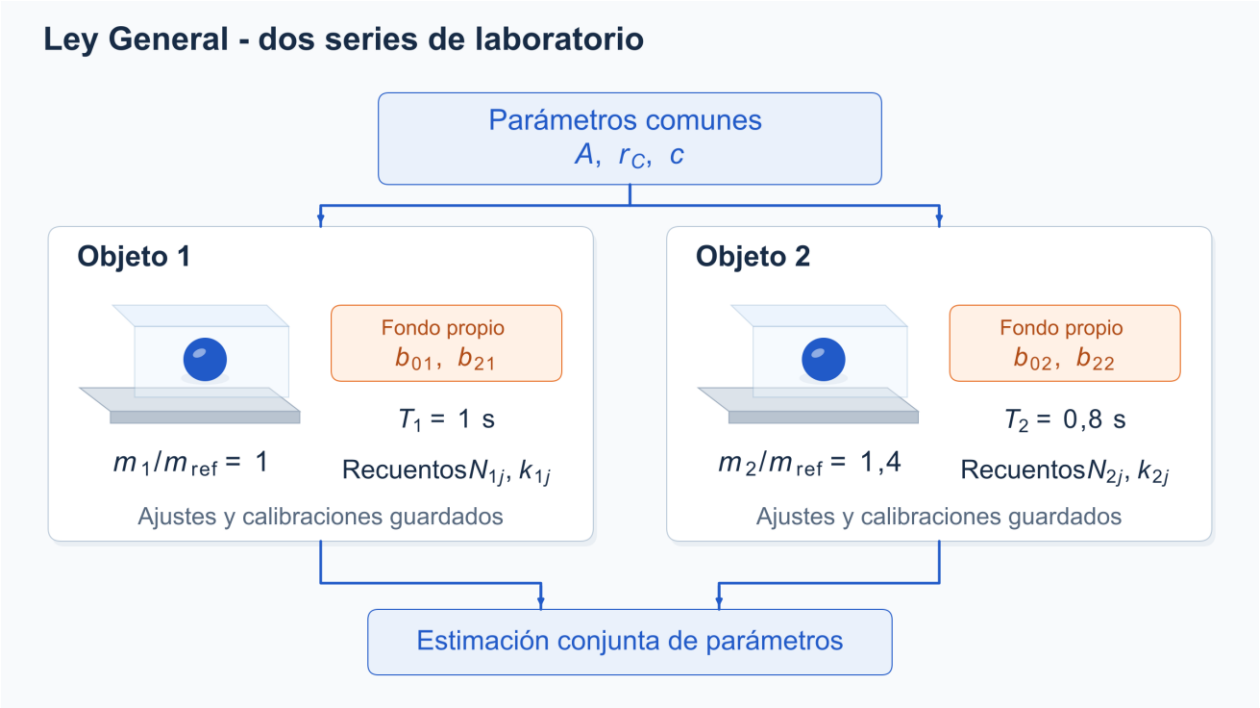


Figura 47. La ley general se verifica mediante el procesamiento conjunto de dos series sintéticas para objetos compactos con la relación de masa 1:1.4. Los más comunes son A, r_C y el contraste de lectura c; los coeficientes de fondo normales b_{0g} y b_{2g} pertenecen a su objeto. Las duraciones son T_1=1 s y T_2=0.8 s. El multiplicador de masa de la segunda respuesta es 1.4^2=1.96, universalidad no significa que las tasas de coincidencia o las curvas de decadencia. La generalidad de c es una suposición de calibración separada para este ejemplo. Las masas absolutas y la sensibilidad experimental conseguida no se especifican; las series diferidas usan los mismos objetos en nuevos modos.

En el conjunto de muestras fijas, la verosimilitud máxima se alcanza en A = 0.15334 s^{-1} y r_C = 1.25ℓ. Los valores reales del generador fueron 0.12 s^{-1} y ℓ. La discrepancia es normal para una muestra finita: la tarea del análisis es estimar la distribución del error, y no necesariamente hacer coincidir la estimación redondeada con el número ingresado. El área de perfil y la cobertura real se presentan a continuación; estos datos son completamente sintéticos.

La hipótesis conjunta se compara además con un modelo en el que los objetos tienen A_1 y A_2 la misma escala espacial. La estadística de mejora para la separación de amplitud es 0.0558. En 200 Simulaciones de calibración independientes del modelo general, la fracción de cola es igual a 0.811. En este conjunto de entrenamiento no hay razón para rechazar el parámetro general. Esta bondad de ajuste prueba solo los modelos especificados y la precisión de una muestra dada; no prueba la universalidad en todos los sistemas materiales.

En el conjunto de control, las amplitudes se hacen deliberadamente diferentes: A_1 = 0.12 s^{-1} y A_2 = 0.24 s^{-1}. La estadística resultante es 6.268 y la cola de calibración correspondiente es 0.0100. El cálculo muestra cómo un procedimiento determinado reconoce una violación de una obligación. Estos valores no pueden traducirse en una estimación precisa de la p extremadamente pequeña: con 200 repeticiones de calibración, la resolución de la cola se limita a aproximadamente una dos centésima.

La serie reservada para la evaluación cambia las distancias y duraciones para los mismos dos objetos. No se le introducen nuevos coeficientes de fondo. Por lo tanto, se comprueba la transferencia de la dependencia geométrica y el tiempo de acumulación, y no el trabajo en un tercer dispositivo desconocido. Una predicción verdadera para una nueva forma del cuerpo requeriría su densidad medida y una calibración separada del entorno local. Esta distinción permite usar un pequeño ejemplo en su totalidad sin atribuirle más experimento del que se logra.

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\mathrm{cal}}(c) \prod_{g=1}^{2} \prod_{j} \binom{N_{gj}}{k_{gj}} p_{gj}^{k_{gj}} (1 - p_{gj})^{N_{gj} - k_{gj}}$$

(17.3) Verosimilitud conjunta. El subíndice g denota el objeto, j el ajuste. Los parámetros A, r_C y c son generales; los coeficientes b_{0g} y b_{2g} son locales.

Energía y límites de descripción

La localización espacial generalmente se asocia con un cambio en la distribución del momento. En el capítulo 11 esta conexión se discute a través del calentamiento. Su consecuencia metodológica es importante aquí: los parámetros seleccionados de la interferencia también deben usarse para calcular las observaciones de energía. Si se introduce una intensidad no relacionada para cada grupo de datos, desaparece una única hipótesis física. En cambio, obtenemos varias descripciones separadas, a las que erróneamente se les da un nombre común.

Ya se han desarrollado variantes disipativas de CSL; en particular, Smirne y Bassi propusieron una extensión que elimina el crecimiento ilimitado de la energía media en el modelo correspondiente [54]. Por lo tanto, encontrar un problema de calefacción no significa que solo haya una forma de resolverlo. Pero elegir la opción disipativa cambia el conjunto de parámetros y predicciones. Requiere un nuevo cálculo, y no una cláusula verbal añadida a la antigua fórmula de localización.

En esta parte del libro, el modelo gaussiano es tratado como una hipótesis efectiva limitada. Nos permite formular una pregunta experimental conjunta, pero no reemplaza la teoría de campo fundamental. La transición a tal teoría requeriría una mayor determinación de la transferencia de energía, la estructura causal y las relaciones con otros tipos de materia. La ausencia de estos elementos debería designarse como trabajo abierto; sería prematuro llenar el vacío con los nombres de las nuevas entidades.

Dos hipótesis con diferentes compromisos físicos

La hipótesis espacial de este capítulo y la hipótesis temporal del capítulo siguiente se consideran dos problemas independientes. En el primero, la ley de conexión con la distribución de masa es fija y se comprueba el núcleo espacial. En el segundo, se fija el operador de interacción de fase del sensor de dos niveles y se comprueba el correlador de tiempo. Los símbolos λ, r_C, σ y τ_c Por lo tanto, no denotan los cuatro parámetros ya combinados de una teoría fundamental.

Para un experimento espacial, la probabilidad observada se obtiene después de propagar el estado de masa seleccionado, teniendo en cuenta el entorno normal, y aplicando el modelo de registro. En el límite estacionario compacto, este camino da un exponencial con A[1 − exp(−d²/(4r_C^2))]. Para un sensor de tiempo, la probabilidad se obtiene de la fase relativa acumulada bajo la influencia de H(t). = ħδω(t)σ_z/2 y el control dado. El operador σ_z denota la diferencia entre dos estados internos; por sí mismo no dice nada sobre la distancia entre ramas de masa.

Las dos tareas solo se pueden combinar agregando un modelo de transferencia física. Por ejemplo, un campo espacial aleatorio puede interactuar con la diferencia entre dos densidades de masa, y su valor a lo largo de ramas en movimiento crea δω(t). Entonces el correlador de fase depende simultáneamente del espectro espacial, movimiento y distribución de masa. Incluso con un espectro factorizado, la amplitud temporal observada depende del objeto y su trayectoria. La simple igualdad λ = σ o la transferencia del tiempo de correlación de espín al modelo de masa no tiene base.

Las dos series numéricas existentes conservan parámetros independientes: el análisis espacial binomial prueba la ley de masas general, y el sensor de dos niveles controlado es un correlador de tiempo estacionario. En las últimas secciones de este capítulo, se construye un modelo de transferencia general limitado que hace explícita la conexión matemática de estos problemas. No transforma cálculos separados en un solo experimento y no establece la naturaleza fundamental del campo.

Cuando la universalidad falla una prueba

El rechazo de una versión seleccionada de una hipótesis se justifica cuando no hay un dominio de parámetros general capaz de describir un conjunto predeterminado de pruebas dentro de incertidumbres especificadas independientemente. Esta afirmación necesariamente se refiere a un núcleo específico, la ley de conexión con la masa y el rango de aplicabilidad. No excluye ninguna modificación concebible de la mecánica cuántica. Al mismo tiempo, tal resultado no se puede descartar hablando del número infinito de otros modelos posibles: la versión probada de hecho falló.

Si todas las observaciones son consistentes con la ausencia de un efecto adicional, la conclusión toma una forma diferente. Se obtiene un límite superior en la intensidad en el rango estudiado de escalas espaciales. Una familia que permite una intensidad arbitrariamente baja no puede ser completamente excluida de esta manera. Sin embargo, los límites pueden impedir que un modelo particular realice la tarea para la que se introdujo. Para hacer esto, es necesario calcular por separado qué intensidad mínima se requiere para su propio mecanismo de localización macroscópica.

El resultado positivo también tiene niveles sucesivos. Primero, se establece una dependencia general inexplicable, luego la resistencia a la expansión de los modelos ambientales y luego la transferencia predictiva entre objetos. Solo después de esto hay una base para discutir el origen fundamental. Ningún paso reemplaza al siguiente. Esta secuencia hace que el programa sea riguroso mientras mantiene su ambición principal: probar si los diferentes sistemas de materiales tienen una regularidad adicional.

Ley general de las correlaciones espaciales y temporales

Construyamos un modelo general limitado en el que se pueda calcular la relación entre dos descripciones. Sea Z(x,t) un verdadero campo gaussiano clásico con media cero, estacionario en el sistema de laboratorio. Interactúa con el operador de densidad de masa $\hat{\mu}(x)$ a través del hamiltoniano aleatorio que se muestra a continuación. Los parámetros $\lambda \geq 0$, $r_C > 0$ y $\tau_c > 0$ determinar la intensidad, longitud espacial y tiempo de correlación. La masa de referencia m_0 es fijo. Aquí. λ Tiene una dimensión s^{-1}, Z tiene una dimensión s^{-1}, y el campo covarianza tiene dimensión s^{-2}.

El producto de un núcleo espacial gaussiano y un correlador de tiempo exponencial es admisible: su espectro espacio-tiempo no es negativo. Para cada realización de campo, el Hamiltoniano autoadjunto genera un propagador unitario U_Z. Por lo tanto, el mapeo promedio $\mathcal{E}_T(\rho) = \mathrm{E}[U_Z \rho U_Z\dagger]$ conserva la traza y es completamente positivo, incluso en presencia de un sistema auxiliar. Este es un modelo unitario aleatorio de un campo ordinario. No deriva una elección objetiva de una rama y no es una nueva teoría del colapso; la diferencia entre la atenuación del conjunto y la localización individual se conserva [28].

Para el cálculo de fase, definimos dos ramas estrechas con densidades $\mu_+(x,t)$ y $\mu_-(x,t)$. Su movimiento y forma se consideran dados; las transiciones de ruido entre ramas y los cambios en las trayectorias bajo la influencia del campo son insignificantes aquí. La diferencia $\Delta\mu_t = \mu_+ - \mu_-$ convierte el campo en una frecuencia relativa δω(t). El control viene dado por una función real y(t), y la fase acumulada es igual a $\Phi_y = \int_0^T y(t)\delta\omega(t)dt$. Si el intercambio de ramas ya está incluido en la densidad, no se puede cambiar adicionalmente el signo de y: esto sería doble conteo de un efecto.

El carácter gaussiano da la igualdad exacta en esta aproximación de la fase $\nu_y = \mathrm{E}[\exp(-i\Phi_y)] = \exp(-\chi_y)$, donde χ_y es la mitad de la dispersión de fase. El método estándar de desfase gaussiano controlado se describe en el trabajo de Cywiński et al. [58]. Aquí su correlador de entrada se calcula a partir de las distribuciones de masa. La doble convolución J(t,s) tiene en cuenta ambas geometrías en diferentes momentos; una distancia instantánea d(t) para un campo coloreado generalmente no es suficiente.

Para las ramas puntuales, J contiene cuatro correlaciones espaciales: dos entre ramas idénticas en los momentos t y s y dos entre ramas diferentes, tomadas con un signo menos. Para un cuerpo extendido, se usa la misma convolución con densidad completa. Por lo tanto, el movimiento, la rotación y la redistribución interna de masas cambian la respuesta temporal incluso con constantes variaciones. λ, r_C y τ_c. Una simple sustitución de la masa total solo es permisible en el límite compacto verificado.

El espín interno con las mismas densidades de masa en los dos estados tiene $\Delta\mu_t = 0$ y no siente esta conexión. La lectura de espín requiere un movimiento espacial condicional o una diferencia física en las distribuciones de masa. El eco ideal supone

además una inversión real de la diferencia de interacción; girar un espín aislado por sí mismo no lo proporciona. El tiempo final de movimiento se tiene en cuenta por trayectorias dadas, y no por un cambio instantáneo de signo.

$$\widehat{H}_Z(t) = \frac{\hbar}{m_0}\int d^3x\,\widehat{\mu}(\mathbf{x})Z(\mathbf{x},t)$$

$$G(\mathbf{r}) = e^{-r^2/(4r_C^2)}$$

$$\mathbb{E}[Z(\mathbf{x},t)Z(\mathbf{x}',s)] = \frac{\lambda}{2\tau_c}e^{-|t-s|/\tau_c}G(\mathbf{x}-\mathbf{x}').$$

(17.4) Definición completa del campo y su relación con la masa. El núcleo espacial es adimensional y normalizado por la condición G(0) = 1; su volumen integral no es igual a la unidad.

$$\delta\omega(t) = \frac{1}{m_0}\int d^3x\,\Delta\mu_t(\mathbf{x})Z(\mathbf{x},t)$$

$$J(t,s) = \int d^3x\,d^3x'\,\Delta\mu_t(\mathbf{x})\Delta\mu_s(\mathbf{x}')G(\mathbf{x}-\mathbf{x}')$$

$$K(t,s) = \mathbb{E}[\delta\omega(t)\delta\omega(s)] = \frac{\lambda}{2\tau_c m_0^2}e^{-|t-s|/\tau_c}J(t,s).$$

(17.5) La convolución espacial tiene la dimensión de masa al cuadrado. Cuando las ramas se mueven, el correlador de fase K(t,s) en el caso general no es una función de la diferencia de tiempo solamente.

$$\chi_y(T) = \frac{\lambda}{4\tau_c m_0^2}\int_0^T dt\int_0^T ds\,y(t)\,y(s)e^{-|t-s|/\tau_c}J(t,s).$$

(17.6) Funcional general de visibilidad de dos tiempos. Algunos sumandos pueden ser negativos, pero el valor total χ_y es no negativo porque equivale a la mitad de la varianza.

$$\frac{J(t,s)}{m^2} = \sum_{a,b\in\{+,-\}} s_a s_b G(\mathbf{r}_a(t)-\mathbf{r}_b(s))$$

$$s_+ = 1,\ s_- = -1.$$

(17.7) Cuatro correlaciones para ramas puntuales de la misma masa m. La fórmula le permite sustituir directamente trayectorias dadas.

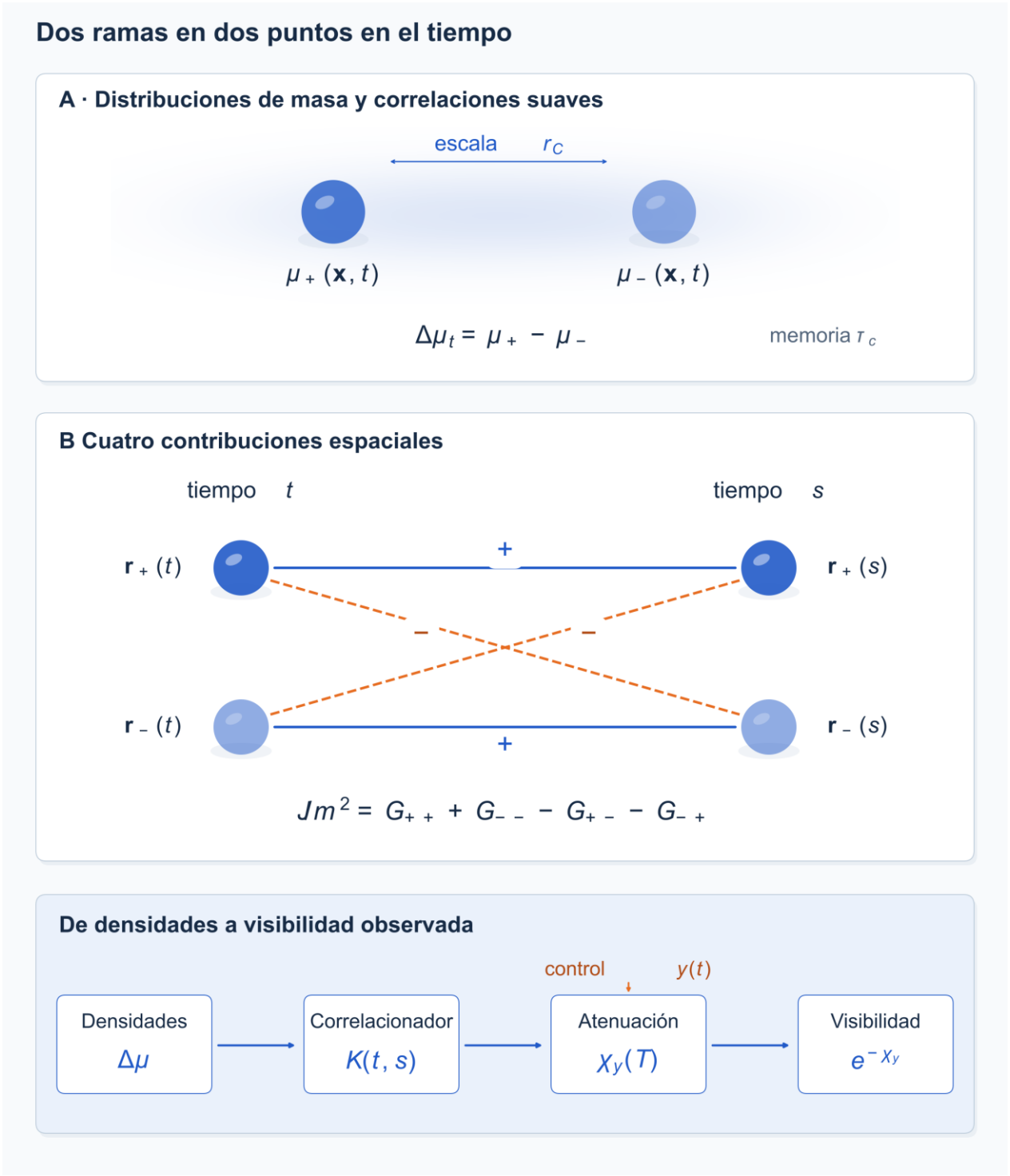


Figura 48. En el modelo unitario aleatorio restringido, el campo gaussiano está relacionado con la diferencia en las densidades de masa de las dos ramas. El panel superior denota escalas de correlación espaciales y temporales suaves en lugar de celdas de campo rígido. La geometría inferior revela cuatro términos J(t,s): dos correlaciones de ramas del mismo nombre con un signo más y dos cruces con un signo menos. Los cuatro marcadores muestran dos ramas en momentos diferentes, y las líneas representan términos de correlación, no fuerzas o transferencia de señal. Geometría y control determinan K(t,s), χ_y y visibilidad. El modelo describe el desfase del conjunto y no demuestra la selección objetiva de ramas. Si las densidades de masa de los estados internos coinciden, Δμ=0. Un espín por sí mismo no invierte el acoplamiento de masas; el intercambio de ramas no se puede tener en cuenta simultáneamente en las densidades y el cambio repetido de signo de y.

Normalización de Ramsey y eco en un modelo de transferencia

Consideremos dos ramas de punto estacionario de masa m a una distancia d. Entonces J = 2m²[1 − G(d)], y la frecuencia relativa tiene un correlador exponencial K(t,s) = σ_g^2 exp(−|t−s|/τ_c). Su amplitud ya no es libre: está determinada por la geometría y la masa. Si η_g = m/m_{ref} y A = λ(m_{ref}/m₀)², entonces σ_g^2 = Γ_g/τ_c, donde Γ_g = Aη_g^2[1 − exp(−d²/(4r_C^2))]. Diferentes objetos reciben diferentes σ_g con el mismo campo.

La normalización se comprueba mediante un límite de tiempo de ruido blanco. La función exp(−|u|/τ_c)/(2τ_c) tiene una unidad integral a lo largo de todo el eje de tiempo y tiende a δ(u). Por lo tanto χ_y tiende a λ∫₀ᵀ y²(t)J(t,t)dt/(2m₀²). Para ramas fijas e y² = 1, El resultado es Γ_gT. Para cuerpos rígidos idénticos desplazados por d, J = 2[I(0) − I(d)], donde I es la convolución de dos densidades con G. La transformada de Fourier G da exactamente el coeficiente $\lambda r_C^3/(\pi^{3/2} m_0^2)$ de la fórmula espacial de este capítulo: no hay factor adicional de dos.

Con la memoria finita, Ramsey corresponde a y = 1, y el eco de Hahn ideal corresponde a un cambio de signo en T/2. La sustitución en la integral de dos tiempos da las expresiones de forma cerrada a continuación. Para T ≪ τ_c, Los indicadores iniciales son iguales a Γ_gT²/(2τ_c) y Γ_gT³/(12τ_c^2), respectivamente. Para T fija y secuencia de pulsos, cuando τ_c → 0, Ambos tienden a Γ_gT: un eco ideal no elimina este componente blanco.

Para proceder a los eventos de registro, es suficiente especificar la fase de análisis φ, el contraste calibrado c y el indicador de fondo estándar χ_{env}, estadísticamente independiente de Z. Para una lectura simétrica de dos salidas, se obtiene la probabilidad binomial p_y, escrita a continuación. Los parámetros generales de campo se incluyen en él a través de la χ_y calculada; la geometría y el control deben conocerse para cada plataforma. Por lo tanto, la transferencia pone a prueba una distribución específica de eventos, en lugar de la similitud superficial de los tiempos de descomposición. La ley binomial requiere implementaciones independientes en iteraciones; con la correlación de campo residual entre ciclos, se requiere una verosimilitud temporal conjunta.

La ilustración numérica utiliza A = 0.12 s⁻¹, r_C = 100 nm, τ_c = 0.8 s y T = 1 s para ambas masas. La tabla muestra solo la contribución de un campo dado: c = 1 y χ_{env} = 0. La cuadratura de la integral completa de dos tiempos y las fórmulas cerradas coinciden con un error absoluto de menos de 3×10⁻¹⁷. Cuando τ_c = 8×10⁻⁵ c los ratios χ_R/(Γ_gT) y χ_E/(Γ_gT) son iguales a 0.99992 y 0.99976. El cálculo se reproduce en el archivo calculations/spacetime_v02.py; sus resultados se almacenan uno al lado del otro en JSON.

Un control adicional de dos partes de punto igual de un cuerpo rígido ubicado en ±r_C, con un desplazamiento común d = r_C, da el factor geométrico 0.0734893 en lugar del compacto 0.2211992. La convolución directa y la integral de Fourier son

consistentes. Para la separación triangular con el máximo $2r_C$, también se prueba la transición a la integral de la tasa de ruido blanco instantánea. Estos cálculos prueban el modelo de transferencia seleccionado y sus límites; No hay datos experimentales aquí.

Dado que A y τ_c, incluso una separación extremadamente grande permite solo $\sigma_1 \le 0.3873\ \mathrm{s}^{-1}$ y $\sigma_2 \le 0.5422\ \mathrm{s}^{-1}$. Por lo tanto, el ejemplo independiente del siguiente capítulo con $\sigma = 1.2\ \mathrm{s}^{-1}$ no es el mismo campo con los mismos parámetros numéricos. La ley general permite un recálculo de un ejemplo consistente, pero no fusiona retroactivamente series anteriores. Incluso su exitosa verificación experimental requeriría una distinción separada entre el campo ordinario y el mecanismo fundamental propuesto.

$$\Gamma_g(d) = A\eta_g^2\left[1 - e^{-d^2/(4r_C^2)}\right]$$

$$\sigma_g^2 = \frac{\Gamma_g(d)}{\tau_c}$$

$$A = \lambda\left(\frac{m_{\mathrm{ref}}}{m_0}\right)^2.$$

(17.8) Mapeo de parámetros espaciales a la amplitud de ruido de fase temporal para ramas compactas estacionarias. En d = 0 ambas cantidades son iguales a cero.

$$G(\mathbf{r}) = \frac{r_C^3}{\pi^{3/2}}\int d^3k\, e^{-r_C^2 k^2} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$$

$$\chi_{y,\tau_c\to 0} = \frac{\lambda}{2m_0^2}\int_0^T dt\, y^2(t) J(t,t).$$

(17.9) Normalización espacial y temporal. Para el desplazamiento duro, la transformación de convolución reproduce la fórmula anterior Γ_μ(d), incluyendo su coeficiente.

$$\chi_R(T) = \Gamma_g\left[T - \tau_c\left(1 - e^{-T/\tau_c}\right)\right]$$

$$\chi_E(T) = \Gamma_g\left[T - 3\tau_c + 4\tau_c e^{-T/(2\tau_c)} - \tau_c e^{-T/\tau_c}\right].$$

(17.10) Respuestas de fase precisas de ramas estacionarias bajo control ideal. Coinciden con las fórmulas de tiempo del capítulo 18 Después de una sustitución física $\sigma_g^2 = \Gamma_g/\tau_c$.

$$p_y = \frac{1 + c e^{-\chi_{\mathrm{env}} - \chi_y}\cos\varphi}{2}$$

$$0 \le c \le 1,\ \chi_{\mathrm{env}} \ge 0.$$

(17.11) Probabilidad de una salida registrada. Para N repeticiones independientes, el número de tales resultados tiene una distribución binomial; los errores adicionales del detector se introducen por separado, como en el capítulo 6.

Una ley del espacio-tiempo para dos masas: cálculo sintético en T = 1 s

m/m_{ref}	**d**/r_C	**σ, s⁻¹**	ν_R	ν_E	ν_{white}
1.0	0.6	0.113624	0.995577	0.999137	0.989725
1.0	1.0	0.182153	0.988672	0.997783	0.973805
1.0	2.0	0.307925	0.967967	0.993676	0.926951
1.0	4.0	0.383735	0.950696	0.990196	0.888872
1.4	0.6	0.159073	0.991349	0.998308	0.979960
1.4	1.0	0.255015	0.977918	0.995658	0.949304
1.4	2.0	0.431096	0.938182	0.987643	0.861849
1.4	4.0	0.537229	0.905652	0.980875	0.793825

$\nu_R = \exp(-\chi_R)$, $\nu_E = \exp(-\chi_E)$; $\nu_{\mathrm{white}} = \exp(-\Gamma_g \mathrm{T})$ — límite $\tau_c \to 0$ para A y r_C fijos. Los cocientes de masas son adimensionales.

Los parámetros generales adquieren un significado comprobable cuando las densidades de masa, trayectorias y controles los traducen en probabilidades de eventos observables. El modelo construido muestra tal traducción y su límite de ruido blanco. El siguiente capítulo explora con más detalle lo que la memoria temporal revela sobre la fuente de la desfase y qué ambigüedades persisten incluso bajo control.

18 Hipótesis de memoria y decoherencia controlada

La desaparición de la interferencia puede estudiarse no sólo cambiando la masa y la distancia. Hay una palanca más: cambiar el orden de las interacciones en el tiempo. Si el entorno conserva sus propiedades durante algún tiempo, el control elegido correctamente puede cancelar parcialmente la fase aleatoria acumulada. Esta capacidad permite la medición de la memoria de ruido, pero requiere precaución para sacar conclusiones sobre el origen de la irreversibilidad.

La memoria como propiedad medible

La hipótesis temporal establece que un componente seleccionado de fluctuaciones de fase tiene una escala de correlación reproducible y predice los resultados de diferentes secuencias de control. Aquí se prueba como un modelo de sensor independiente. No se espera la transferencia de parámetros a la localización espacial masiva: requeriría una ley de interacción adicional, discutida al final del capítulo anterior.

La misma idea de aplicar el desacoplamiento dinámico para probar teorías cuánticas alternativas ya había sido propuesta por Arenz, Hiller, Fraas y Burgart en 2015 [47]. Por lo tanto, el uso de impulsos no es una aplicación para el descubrimiento de un nuevo método. El sujeto de nuestro propio programa ya está aquí: ¿qué componentes de amortiguación son realmente distinguibles con una precisión de control finita y con una clase preliminarmente limitada, pero bastante amplia de influencias circundantes?

También hay modelos de localización espacial no Markov. Bassi y Ferialdi investigaron tales dinámicas, incluyendo la correlación de ruido exponencial, en el año 2009 [55]. El siguiente cálculo es más simple que estos modelos: es un problema exactamente solucionable de acción de fase aleatoria en un sistema de dos niveles. Es necesario verificar la lógica de medición. No se puede declarar automáticamente como una ecuación de colapso estocástico completa o una solución a un solo problema de resultado.

Un modelo con una escala de tiempo de memoria

Consideremos dos ramas del estado, entre las cuales se acumula una fase relativa aleatoria. En la aproximación elegida, el impacto es descrito por el Hamiltoniano $H(t) = \hbar\delta\omega(t)\sigma_z/2$. El valor $\delta\omega$ se mide en segundos recíprocos y tiene un promedio de cero. Se supone un proceso gaussiano estacionario con correlación $K(\tau) = \sigma^2 e^{-|\tau|/\tau_c}$. El parámetro σ establece la amplitud característica de las fluctuaciones de frecuencia, y τ_c establece el tiempo durante el cual la conexión entre ellos se debilita notablemente.

En este capítulo, “memoria” significa precisamente la duración finita de las correlaciones. Este uso no es equivalente a ninguna definición de evolución no markoviana aceptada en la teoría cuántica. Por ejemplo, la ausencia de diferenciación

de retorno de estado aún no hace que el ruido sea blanco. Para el problema de control, el correlador específico y cómo el sistema acumula la fase bajo su influencia son esenciales. No se puede utilizar la clasificación terminológica en lugar de calcular la dinámica observada.

Deje que los impulsos ideales cambien el signo de la fluctuación percibida; esto se describe por la función $y(t)$ con valores más o menos uno. La visibilidad normalizada es $v_y = \exp[-\gamma_w T - \chi_y(T)]$. Aquí γ_w es una tasa de ruido de fase blanca no negativa separada, cuyo origen aún no se ha determinado. Para la fase gaussiana, el promedio de la exponencial se expresa enteramente en términos de su dispersión, lo que da la integral doble a continuación. Se considera la desfase pura; La relajación energética debe introducirse por separado si es significativa.

$$\chi_y(T) = \frac{1}{2}\int_0^T dt \int_0^T ds\, y(t)\, y(s) K(t-s).$$

(18.1) La mitad de la varianza de la fase aleatoria acumulada. El carácter gaussiano asegura la exactitud de esta fórmula para el modelo seleccionado; para un proceso general no gaussiano generalmente es insuficiente.

Dos formas de acumular fase

En la secuencia de Ramsey, el signo del efecto no cambia. Un cambio de frecuencia aleatorio lento afecta al sistema todo el tiempo y crea una gran dispersión de fase entre repeticiones del experimento. En el eco de Hahn, se realiza una inversión perfecta en el medio del intervalo. La parte casi constante del cambio en la segunda mitad compensa la contribución de la primera. Si la fluctuación ha cambiado significativamente, la compensación se vuelve incompleta. Por lo tanto, la comparación de dos secuencias contiene información sobre la tasa de cambio en el ruido.

La sustitución de estas dos funciones $y(t)$ en la integral da expresiones cerradas. Para hacerlos más cortos, vamos a denotarlos como $x = T/\tau_c$. Ambas cantidades χ son adimensionales: el producto $\sigma^2 \tau_c^2$ no lleva unidades. Las fórmulas se pueden verificar mediante integración directa y expansión en poco tiempo. Esta es una comprobación independiente útil de los coeficientes, ya que un factor ausente de dos cambia la sensibilidad estimada de todo el protocolo.

El uso del control como filtro de frecuencia es un área desarrollada. Álvarez y Suter propusieron la reconstrucción del espectro de ruido de color utilizando secuencias de pulsos de inversión [48]. En la pieza de trabajo en consideración, esta idea general se reduce deliberadamente a un solo tiempo de correlación. La simplicidad permite ver claramente tanto la señal útil como la degeneración de los parámetros. Después de esta comprobación, puede hacer que el espectro sea más complejo, manteniendo el caso límite conocido como control.

$$\chi_R(T) = \sigma^2 \tau_c^2 (x - 1 + e^{-x})$$
$$\chi_E(T) = \sigma^2 \tau_c^2 (x - 3 + 4e^{-x/2} - e^{-x})$$
$$x = T/\tau_c.$$

(18.2) Tasas de atenuación precisas para Ramsey y Hahn ideal con correlador exponencial. Los subíndices R y E denotan dos métodos de control, no diferentes modelos de ruido.

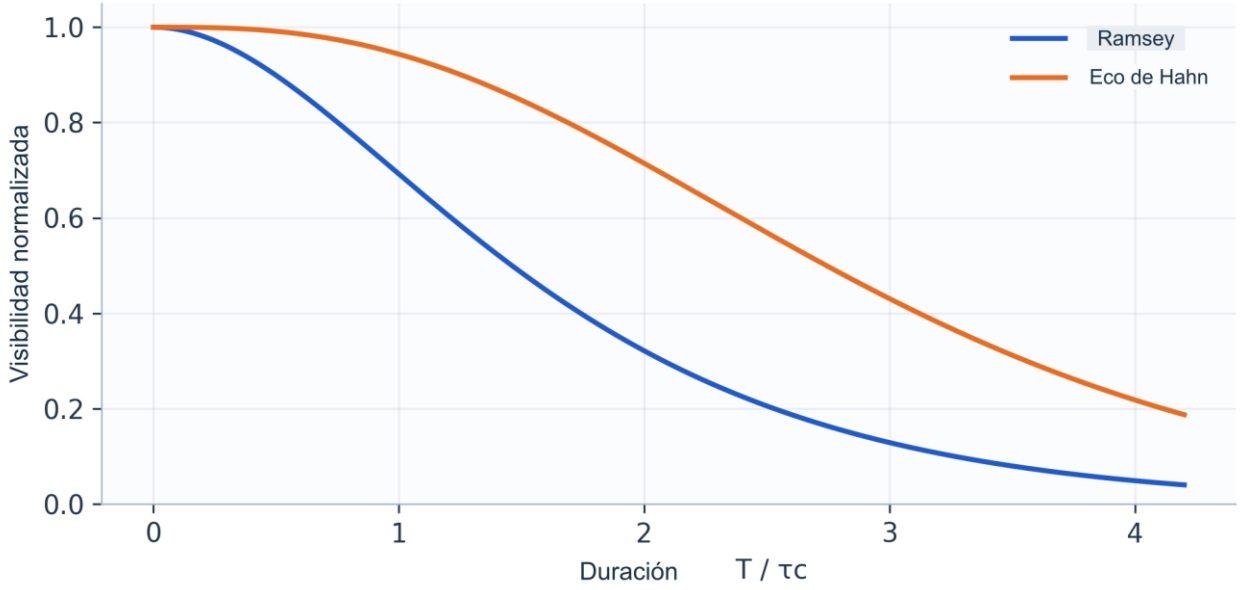


Figura 49. Modelo de ruido gaussiano de Ornstein–Uhlenbeck para σ τc = 1 sin una contribución adicional de ruido blanco. El eco suprime la influencia de las fluctuaciones lentas, pero no demuestra el origen fundamental del residuo.

¿Qué muestra la relación de visibilidad?

A partir de ambas secuencias es posible construir una relación de visibilidad normalizada. El multiplicador blanco común desaparece, y solo queda la expresión a través de los parámetros del componente correlacionado. Esto no significa que no haya ruido blanco. Simplemente se excluye por la combinación seleccionada de observaciones. Esta distinción entre la ausencia de un efecto y la insensibilidad a él es fundamental para cualquier valor diagnóstico.

A veces mucho más corto que τ_c, la atenuación principal de Ramsey es proporcional a $\sigma^2 T^2/2$, y el eco es $\sigma^2 T^3/(12\tau_c)$. Por lo tanto, la inversión cambia la dependencia inicial del tiempo. Durante tiempos muy largos ambas curvas tienen la misma pendiente asintótica: $\gamma_w + \sigma^2 \tau_c$. Su proporción tiende a ser constante. Si mide solo esta sección tardía, puede establecer la pendiente general con bastante precisión, pero aún separar mal sus componentes.

La conclusión práctica es que es necesario observar la región de transición donde el tiempo experimental es comparable al tiempo de correlación. Si la escala es inicialmente desconocida, se requiere una serie de encuestas con diferentes tiempos. Los parámetros seleccionados deben predecir el resultado de otra secuencia que no se evaluó. De lo contrario, una descripción exitosa de las dos curvas solo puede

reflejar una flexibilidad excesiva en el ajuste o las características de su calibración general.

$$\ln \frac{\nu_E(T)}{\nu_R(T)} = 2\sigma^2 \tau_c^2 \left(1 - e^{-T/(2\tau_c)}\right)^2.$$

(18.3) Exclusión exacta de la tasa total de ruido blanco en el modelo idealizado. Se supone una normalización consistente de la visibilidad y se tienen en cuenta por separado los errores de pulsos adicionales.

El ruido blanco y la ambigüedad fundamental

Deje que la correlación $K(\tau) = 2D\delta(\tau)$ actúe en lugar de la memoria finita. Entonces la integral doble se convierte en $D \int_0^T y(t)^2 dt = DT$. Para cambios de signo ideales, el cuadrado y es siempre igual a uno. Ni Ramsey ni Echo eliminan tales contribuciones. En el límite del modelo exponencial, el ruido blanco se obtiene cuando τ_c tiende a cero y el producto $D = \sigma^2 \tau_c$ se conserva, y no cuando la amplitud σ es fija.

Por lo tanto, un residuo de desintegración inamovible en sí mismo no indica un colapso fundamental. Puede ser proporcionado por un proceso externo bastante rápido. Si dos mecanismos producen las mismas estadísticas completas de mediciones controladas disponibles, nuevas repeticiones de los mismos experimentos no las separarán. La discriminación requeriría restricciones físicas adicionales sobre el medio ambiente u otra cantidad observable para la cual los modelos realmente diverjan.

Incluso la aparente meseta de error a medida que aumenta el número de pulsos necesita ser verificada. Puede ocurrir debido a límites de carril de control, acumulación de errores de giro u otra pérdida de canal. La referencia al límite matemático de las operaciones ideales infinitamente rápidas no justifica la derivación de una secuencia finita. Es necesario calcular lo que predice cada modelo comparado dada la forma realmente disponible de la señal de control.

El control debe influir en el grado deseado de libertad.

Para un cúbit de espín, un pulso inversor cambia la orientación del estado interno. En un interferómetro espacial, una operación similar puede requerir un intercambio de trayectorias o un movimiento especialmente calculado de paquetes de ondas. Estas acciones no son automáticamente equivalentes. Rotar el espín sin cambiar la distribución de masa no se convierte en una prueba de localización proporcional a la masa simplemente porque mejora la coherencia del espín. Primero necesitas establecer qué diferencia física existe entre las ramas del estado que se está probando.

Los pulsos reales tienen una duración finita. Durante un giro, el portador puede cambiar continuamente, por lo que la descripción en un signo momentáneo se convierte en una aproximación. Además, el campo de control es capaz de calentar un objeto, cambiar su trayectoria o introducir sus propias fluctuaciones. Para cada

secuencia, se deben calibrar la respuesta general y las pérdidas de preparación y lectura. La normalización general de los dos tipos no puede ser declarada idéntica sólo a partir de la simetría del esquema ideal.

La espectroscopia de ruido experimental en un cúbit superconductor fue demostrada por Bylander et al [49]. Este resultado confirma la capacidad de explorar el entorno a través del control, pero no transfiere automáticamente las características logradas a un estado masivo espacialmente separado. La separación de estas preocupaciones es útil: los métodos de procesamiento se pueden probar primero en un sensor disponible, y la sensibilidad al mecanismo de masa propuesto se puede calcular para un grado de libertad diferente y físicamente apropiado.

Cálculo de un pulso rectangular de duración finita

Echemos un vistazo al control que realmente toma tiempo. En el medio de una secuencia de duración T, se aplica un pulso rectangular alrededor del eje x. Dura t_p = fT, y su velocidad angular es Ω = π(1 + ε)/t_p. Aquí f es la fracción de tiempo dentro del pulso, ε es el error relativo del ángulo. Antes y después, el sistema evoluciona libremente (T − t_p)/2. Esta definición conserva el mismo tiempo total de Ramsey y eco: el impulso se incluye en el presupuesto, en lugar de agregarlo desapercibido.

Durante la rotación, el ruido de fase continúa funcionando. El Hamiltoniano completo contiene ambos Ωσ_x y [δω(t) + Δ]σ_z. Estos operadores no conmutan. Por lo tanto, reemplazando la influencia con un solo signo y = ±1 dentro del pulso ya no es precisa. El cálculo extiende todo el vector Bloch, incluyendo el componente transversal y el cambio temporal en el longitudinal. Los métodos generales para tener en cuenta el control arbitrario y la forma finita de los pulsos fueron desarrollados, en particular, por Green y sus coautores [67].

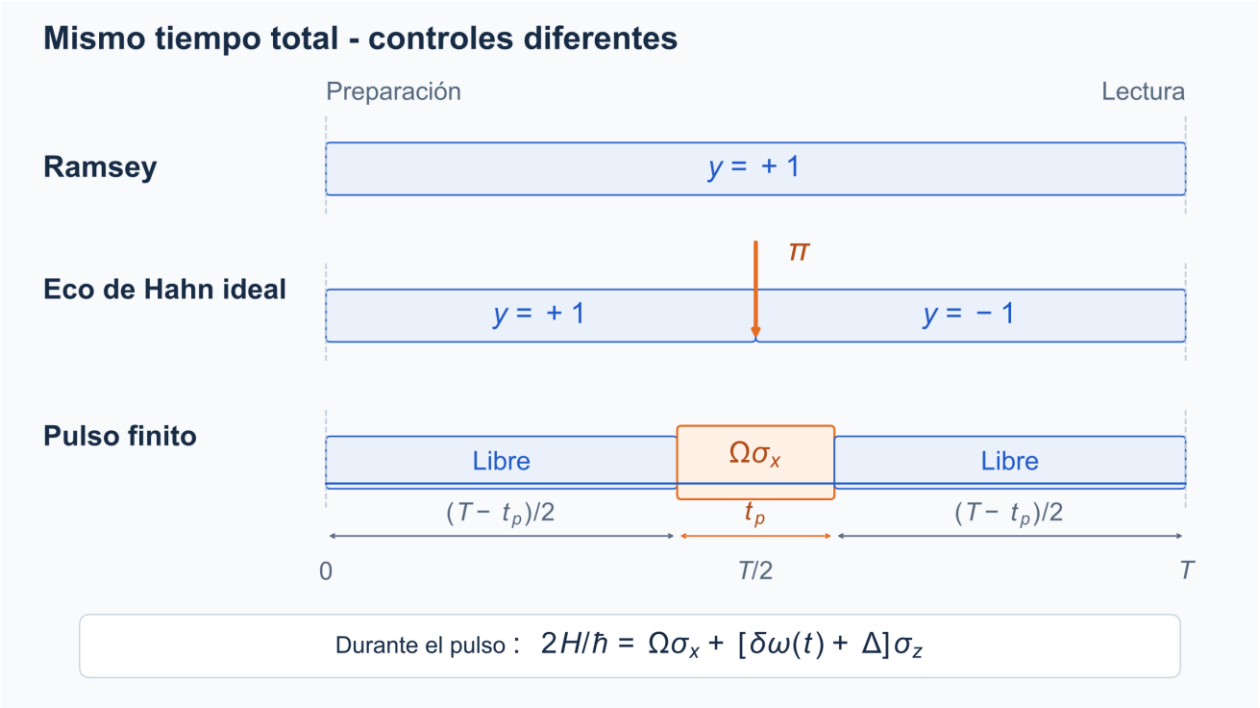


Figura 50. Ramsey, el eco de Hahn ideal y el eco de pulso rectangular se comparan en un tiempo total T. En el protocolo de pulso finito, el pulso ocupa t_p dentro de este intervalo, y ambas secciones libres tienen una duración de $(T-t_p)/2$. En el pulso, el control transversal $\Omega\sigma_x$ y la fase de acción $[\delta\omega(t)+\Delta]\sigma_z$ actuar simultáneamente; una línea azul continua marca la continuación de la exposición al ruido. Su dinámica no conmutativa se calcula a partir del Hamiltoniano completo, en lugar de suavizar arbitrariamente el signo escalar de y. El esquema no afirma la supresión del componente blanco por un eco ideal y no transfiere el resultado de la prueba de espín a la localización masiva sin un modelo de comunicación separado.

Para un proceso Ornstein-Uhlenbeck estacionario, el cálculo se puede realizar sin enumerar aleatoriamente trayectorias. El vector Bloch, condicionado al valor de ruido, se expande en términos de polinomios de Hermite ortonormales. El operador OU es diagonal a lo largo de n: cada modo decae a una velocidad de n/τ_c. La multiplicación por ruido relaciona los modos vecinos con coeficientes $\sigma\sqrt{n}$ y $\sigma\sqrt{(n+1)}$. En cada sección de control constante, se obtiene un sistema lineal finito; su solución se encuentra por la matriz exponencial.

Utilizado $\sigma = 1.2\ s^{-1}$, $\tau_c = 0.8$ s y tasa verdadera de ruido blanco cero. Los tiempos del experimento son 0.12; 0.20; 0.35; 0.60; 1.00; 1.60; 2.40 y 3.20 s. Estado inicial -+x; contraste de registro c = 0.96. El cálculo con 36 modos de Hermite se compara con 24 modos: la diferencia máxima en los componentes de Bloch es menor que $3\cdot10^{-15}$. El límite instantáneo coincidió con las fórmulas analíticas de Ramsey y del eco de Hahn con una diferencia de hasta $2\cdot10^{-15}$. Estas pruebas validan la solución del modelo seleccionado en lugar de la descripción de un sensor experimental específico.

Las probabilidades medias resultantes son luego deliberadamente procesadas por la fórmula de eco instantánea ideal. σ, τ_c y no negativos γ_w se seleccionaron; se asumió que el contraste de lectura original era conocido. No se añadió ruido de recuento aleatorio en esta etapa: es necesario aislar el sesgo sistemático creada por

la descripción incorrecta del pulso. El residuo después del ajuste, por lo tanto, mide la discrepancia entre los modelos y no es un valor p.

La tabla muestra la apariencia gradual de la tasa espuria de ruido blanco incluso con un ángulo π sin error. En f = 0.01 los desplazamientos son pequeños, pero en f = 0.25 El reconstruido γ_w ya está cerca de 0.00762 s^{-1}, aunque su verdadero valor es cero. Aumentar el número de repeticiones no eliminará este efecto: solo revelará con mayor precisión la diferencia entre el pulso finito y el análisis ideal. La duración permitida depende de la precisión de salida requerida. Para un conjunto dado de tiempos, para f ≤ 0.03, el error en la probabilidad predicha después de un ajuste perfecto es menor que $3\cdot10^{-5}$; es imposible transferir este límite numérico a otro σ, τ_c o forma de pulso.

$$H(t) = \frac{\hbar}{2}[\Omega(t)\sigma_x + (\delta\omega(t) + \Delta(t))\sigma_z]$$

(18.4) Durante un pulso cuadrado, Ω es constante; fuera del pulso es cero. Para cálculos sin desintonización Δ = 0. En casos con error de ángulo, Δ = 0.15 s^{-1} se considera adicionalmente solo dentro del pulso.

$$\dot{\mathbf{r}}_n = -\frac{n}{\tau_c}\mathbf{r}_n + (\Omega L_x + \Delta L_z)\mathbf{r}_n + \sigma L_z\left(\sqrt{n}\mathbf{r}_{n-1} + \sqrt{n+1}\mathbf{r}_{n+1}\right).$$

(18.5) Ecuaciones para los modos hermita del vector Bloch condicional. L_a realiza un producto cruzado con el vector de eje unitario a. El vector medio observado es r_0; Inicialmente r_0 = (1,0,0), los modos restantes son cero.

Ajuste con el modelo ideal a los datos de pulsos finitos

f = t_p/T	Estimación σ, s^{-1}	Estimación τ_c, s	Falso γ_w, s^{-1}
0.00	1.20000	0.80000	0.000000
0.01	1.19998	0.80002	0.000012
0.03	1.19979	0.80021	0.000111
0.10	1.19767	0.80212	0.001242
0.25	1.18731	0.80826	0.007619

Promedio de probabilidades sintéticas; ε = 0 y no hay desafinación. El valor en la primera línea sobre $2.4\cdot10^{-8}$ s^{-1} es el resto numérico de la optimización en cero verdadero.

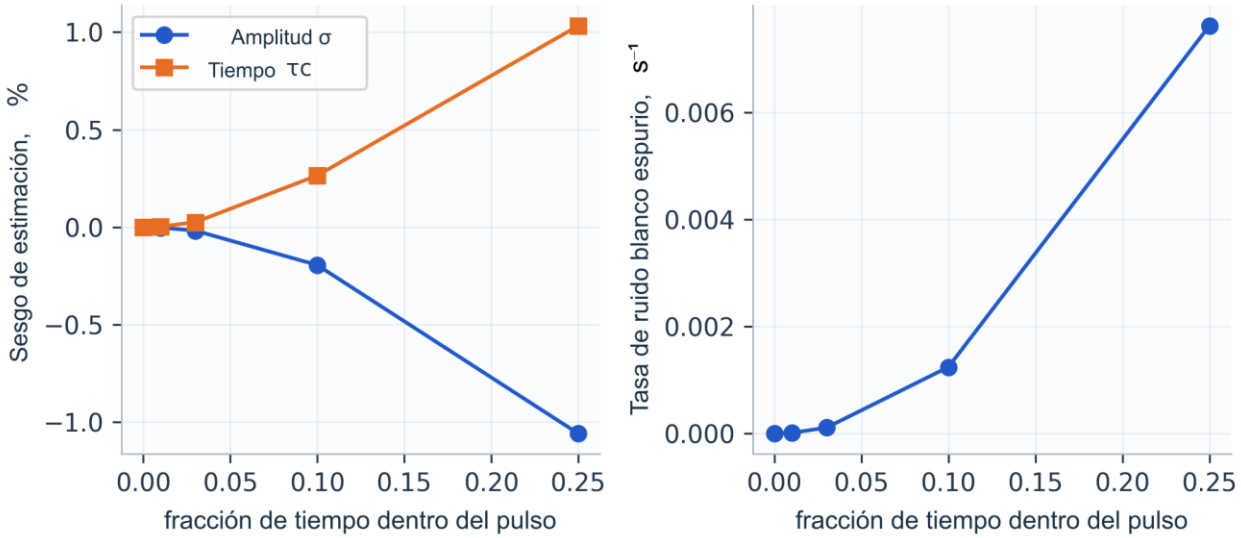


Figura 51. Sesgo de estimaciones ideales bajo impulso rectangular finito. La verdadera tasa de ruido blanco es cero; el crecimiento del γ_w restaurado es causado por un desajuste de los modelos de control. Cálculo sintético del sensor OU con σ = 1.2 s⁻¹ y τ_c = 0.8 s.

Cómo un error de lectura crea un mecanismo adicional

La acción física del impulso y la grabación del resultado deben modelarse por separado. En el siguiente caso de control f = 0.03, error de ángulo ε = 0.03, y durante el pulso hay una desintonización 0.15 s⁻¹. Con una correcta lectura general, el ajuste ideal da γ_w alrededor 0.000151 s⁻¹. Ahora se ha introducido una reducción de contraste adicional solo para el eco 1.5%. Puede representarse mediante un error de registro simétrico que se produce después de la secuencia de control. Esta reducción es físicamente permisible, pero no está presente en la calibración general usada erróneamente.

El modelo ideal vuelve σ ≈ 1.13873 s⁻¹, τ_c ≈ 0.88009 s, y γ_w ≈ 0.03619 s⁻¹. El tiempo de correlación se sobreestima en aproximadamente un 10%, y el componente blanco apareció completamente a partir de una discrepancia técnica. En este ejemplo, el máximo error residual de la probabilidad después del ajuste alcanza 0.00514. Con una muestra lo suficientemente grande, el modelo en sí puede rechazarse en función de la calidad de su descripción; con una muestra pequeña, su flexibilidad puede ser suficiente para producir parámetros plausibles pero sesgados.

El procedimiento de control se deduce del modelo: medir por separado la respuesta después de cada secuencia de control, guardar el número de operaciones y evaluar la dependencia de la lectura en el modo. Los tiempos que faltan durante la selección se convierten en una comprobación adicional. Si el pulso finito está incluido en la propagación, y la diferencia entre c_R y c_E se describe por su propia calibración, remuestreando los datos promedio σ = 1.19999964 s⁻¹, τ_c = 0.80000065 s y la tasa de ruido blanco 1.63·10⁻⁷ s⁻¹. Estos resultados son consistentes con los valores introducidos dentro del error numérico de este cálculo. Para obtener resultados aleatorios, deberá repetir la misma prueba con estadísticas finitas.

El ejemplo establece el límite condicional del método. La presencia de un residuo con manejo frecuente no determina su origen. Un resto útil es aquel que sobrevive a la calibración independiente, a la acción del pulso correctamente calculada y a la predicción de nuevos regímenes. Este requisito vincula directamente la precisión experimental con la fuerza de la inferencia fundamental.

Dos sensores amplían la verificación

Un sensor informa cómo el ruido cambia con el tiempo en su ubicación. Dos sensores también permiten estudiar las fluctuaciones conjuntas. Para mayor claridad, supongamos los mismos correladores locales y correlación cruzada $K_{AB}(\tau) = c(R)K(\tau)$, donde R es la distancia entre los sensores y $|c(R)| \le 1$. Las fases comunes y diferentes experimentan entonces una atenuación diferente. Su comparación puede excluir el componente blanco independiente, pero solo si se declara explícitamente la independencia de este componente.

En el modelo más simple de coherencia entre los estados 00 y 11, así como entre 01 y 10, tienen las siguientes visibilidades. Multiqubit espectroscopía de auto-y los espectros cruzados de ruido gaussiano ya ha sido desarrollado por Paz-Silva, Norris y Viola [50]. Esta fórmula es un estudio de caso especial que muestra el significado de la información adicional. No cubre entornos cuánticos arbitrarios ni todos los tipos posibles de comunicación interqubit.

La hipótesis de trabajo de la memoria finita se rechaza en el intervalo seleccionado si un solo correlador no predice las secuencias reservadas para la evaluación y las correlaciones espaciales después de tener en cuenta la calibración. Sin embargo, el fallo de la forma uniexponencial no rechaza todos los procesos con memoria. La siguiente comparación sería el ruido multiescala o no gaussiano. Para este último, hay protocolos que utilizan espectros de orden superior [51]; simplemente cambiar el valor de τ_c puede no ser suficiente.

$$\nu_{\pm}(T) = \exp\!\left[-2\gamma_w T - 2(1 \pm c(R))\,\chi_y(T)\right].$$

(18.6) El signo más corresponde a la fase común de dos sensores idénticos, el signo menos corresponde a la diferencia. Se supone un control igual, El carácter gaussiano y ruido local blanco independiente para cada sensor.

De dos coherencias a recuentos conjuntos

Para hacer observables dos puntos de vista, se especifican la preparación y la lectura. Para la fase general, el estado $\Phi^+ = (|00\rangle + |11\rangle)/\sqrt{2}$ está preparado; para la diferencia - $\Psi^+ = (|01\rangle + |10\rangle)/\sqrt{2}$. Se supone que la preparación ya ha sido calibrada, no hay interacción directa entre los sensores durante la acumulación y se ha tenido en cuenta la influencia de las señales de control. En estas condiciones, la desfase pura deja a las poblaciones sin cambios y multiplica el correspondiente par fuera de la diagonal por v.₊ o v₋.

En cada serie, se miden X⊗X e Y⊗Y. Desde Φ^+ Sus medios son v_+ y $-v_+$; por Ψ^+ - v_- y v_-. Por lo tanto, las combinaciones $[\langle XX\rangle - \langle YY\rangle]/2$ y $[\langle XX\rangle + \langle YY\rangle]/2$ dar las dos

coherencias requeridas. Estos son correladores específicos de dos canales: para cada repetición se almacena un par de signos, y su producto toma los valores±1. La coincidencia aleatoria de los promedios locales individuales no es suficiente aquí.

Al medir XX, las probabilidades de signos idénticos ++ y −− son iguales a (1 + v)/4 cada uno, y de diferentes signos +− y −+ - (1 − v)/4. Por lo tanto, la varianza del correlador estimado de N eventos es igual a $(1 - v^2)/N$. Dos bases de medición independientes reducen la varianza de la combinación media correspondiente a $(1 - v^2)/(2N)$ si se realizan N repeticiones en cada uno. La distribución de recursos entre bases debe indicarse explícitamente: la misma partícula no puede considerarse dos veces medida en bases incompatibles.

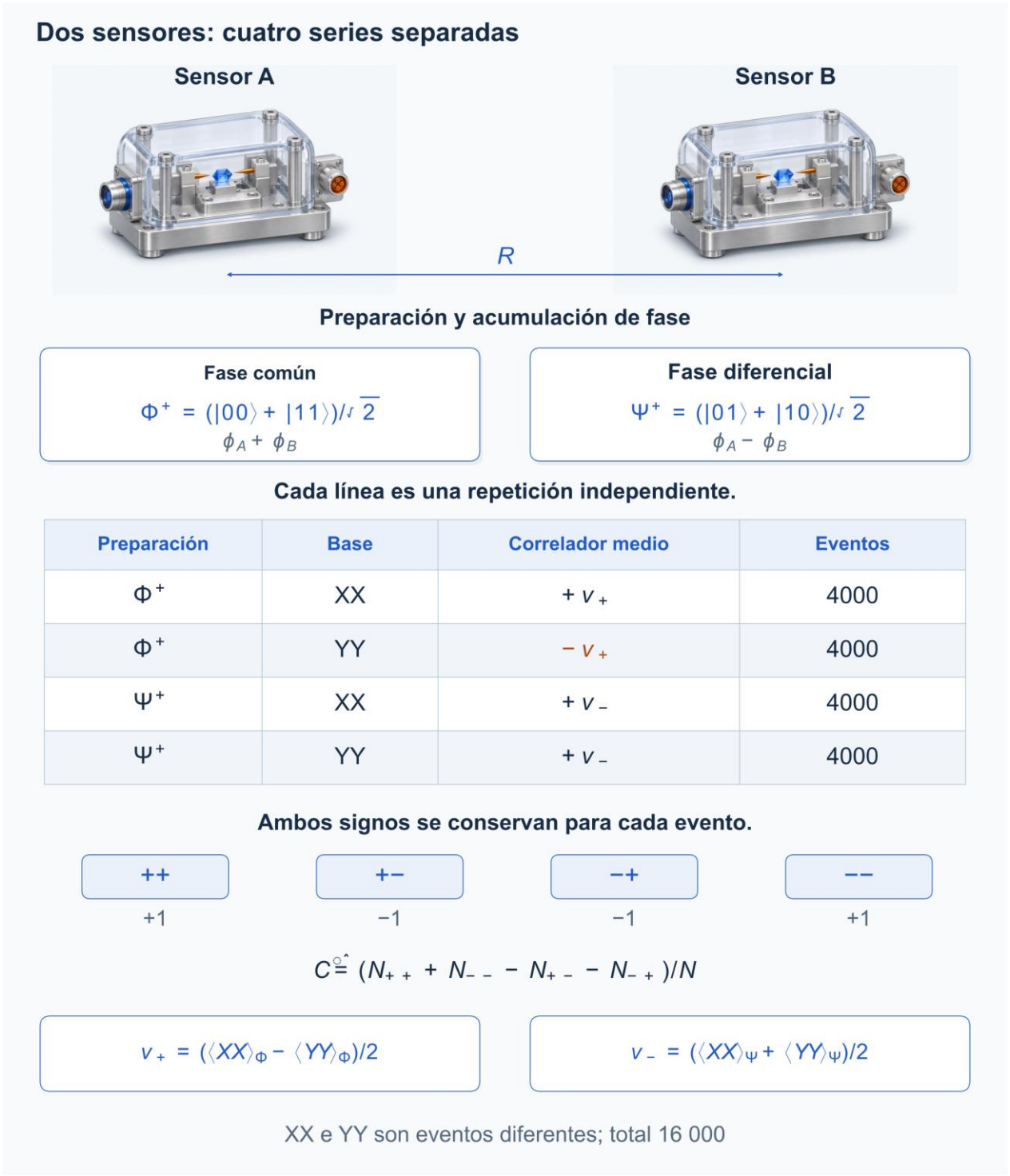


Figura 52. La preparación Φ⁺=(|00⟩+|11⟩)/√2 es sensible a la fase global, y Ψ⁺=(|01⟩+|10⟩)/√2 - a la diferencia. Las lecturas XX y YY se realizan en diferentes repeticiones: Φ⁺ Los medios son v₊ y −v₊, por Ψ⁺ - v₋ y v₋. Cada entrada contiene un par conjunto de caracteres; el correlador se ensambla a partir de cuatro números de evento conjuntos. En el ejemplo numérico del libro, 4000 Los eventos se asignan para cada una de las cuatro series, en total. 16 000. Se asume la preparación calibrada, el manejo contabilizado y la falta de interacción directa durante la acumulación. Las coherencias de las diferencias no eliminan el ruido técnico arbitrario, y los correladores conjuntos no pueden sustituirse por medios locales. Los sensores volumétricos son imágenes conceptuales de módulos funcionales.

El ejemplo numérico utiliza el mismo σ y τ_c, tiempo T = 1 s, Tasa blanca local γ_w = 0.03 s^{-1} y correlación cruzada c(R) = 0.4. Resulta que χ_R = 0.494443, v_+ = 0.235878 y v_- = 0.520310. La diferencia logarítmica restaura c(R) = 0.4. Desde 4000 eventos para cada uno de los cuatro preparativos × En base a los conjuntos, la estimación lineal del error estándar c es aproximadamente 0.0251 si χ se conoce exactamente. Se requieren un total de 16 000 eventos.

Este presupuesto aún no incluye la incertidumbre de χ, la preparación imperfecta, la interferencia mutua y la diferencia entre los dos detectores. Su inclusión aumentará el error y puede cambiar la distribución óptima de réplicas. El valor del ejemplo se encuentra en la cadena completada desde el estado hasta las cuatro probabilidades y la estimación de correlación. La espectroscopia multiqubit general es significativamente más amplia que este modelo clásico simétrico [50].

$$v_+ = \frac{\langle XX\rangle_\Phi - \langle YY\rangle_\Phi}{2}$$

$$v_- = \frac{\langle XX\rangle_\Psi + \langle YY\rangle_\Psi}{2}$$

$$c(R) = \frac{\ln v_- - \ln v_+}{4\chi_y}.$$

(18.7) La última igualdad utiliza el mismo control, el conocido χ_y y el componente blanco igual independiente. El logaritmo no se puede aplicar a una estimación de ruido negativo de visibilidad sin un modelo estadístico separado.

La forma de control se incluye en la ley de observaciones junto con el correlador de ruido. El ejemplo completo muestra tanto la utilidad del eco como el costo de una calibración incorrecta. Para las mediciones espaciales, surge el mismo problema: determinar qué información es transportada por los eventos iniciales y qué diferencias en los mecanismos permanecen después de la evaluación conjunta de todas las cantidades desconocidas.

19 El límite de distinguibilidad y un conjunto mínimo de observaciones

Describir bien una curva medida no significa determinar el mecanismo que la generó. A veces, varias explicaciones físicas dan probabilidades iguales para todos los resultados disponibles. A veces la diferencia existe pero se pierde en errores de preparación y registro. Antes de discutir la nueva física, es necesario establecer qué información realmente contiene el experimento y dónde terminan las posibilidades de un conjunto seleccionado de observaciones.

¿Qué mide realmente el aparato?

La visibilidad, la tasa de decoherencia y el espectro de ruido generalmente no se registran directamente. El detector produce eventos, coordenadas, lecturas de voltaje o resultados de discriminación de estado. La transición de ellos a parámetros físicos utiliza un modelo de medición. Si este modelo es inexacto, un mayor rigor matemático no corregirá el error original. Por lo tanto, el análisis comienza con la probabilidad de los datos observados, incluida la preparación, la pérdida y la lectura, en lugar de con una curva agradable ya construida.

En el experimento más simple de dos salidas, la verdadera probabilidad depende de la visibilidad y la fase controlada. Deje que ε_0 denote la probabilidad de escribir uno en lugar de cero, y ε_1 el error inverso. La probabilidad observada entonces tiene la siguiente forma. Con las repeticiones independientes de N, el número de unidades sigue una distribución binomial. Los errores de lectura desconocidos pueden simular la reducción de la visibilidad y, por lo tanto, se evalúan a partir de datos de calibración individuales o junto con parámetros físicos.

La independencia de las repeticiones es también una suposición. La deriva lenta puede conectar eventos vecinos, y la selección de partículas registradas puede cambiar la composición de la muestra observada. Por lo tanto, se almacenan el orden de las mediciones, las condiciones de cada ejecución y las razones para excluir los datos. Un objeto perdido no puede considerarse automáticamente una manifestación de localización: la pérdida de registro y la pérdida de coherencia de fase representan diferentes eventos observables y requieren diferentes partes del modelo probabilístico.

$$p_{\mathrm{true}} = \frac{1 + V\cos\phi}{2}$$

$$p_{\mathrm{obs}} = \varepsilon_0 + (1 - \varepsilon_0 - \varepsilon_1)\,p_{\mathrm{true}}.$$

(19.1) Ejemplo de un modelo de lectura de dos fuentes. La fórmula no describe ninguna instalación; muestra cómo los errores del detector cambian la relación entre la visibilidad cuántica y la frecuencia de los eventos detectados.

Experimento totalmente especificado con lecturas iniciales

El siguiente ejemplo es un experimento computacional artificial. Sus eventos iniciales se derivan de un generador binomial dado en lugar de extraerse de una medición de laboratorio. Una réplica real de la serie de interferencias publicada se discute en el capítulo 12. Estos dos materiales resuelven diferentes problemas: la replicación conecta la presentación con observaciones externas, y la simulación le permite probar un procedimiento contra una verdad conocida y determinar la frecuencia de sus errores.

Seleccionados dos objetos compactos del capítulo 17. Para cada uno, se hacen ocho ajustes d/ℓ = 0; 0.6; 1.0; 1.6; 2.3; 3.2; 4.5; 6.0, donde ℓ = 100 nm. La configuración representa 1600 eventos registrados de dos salidas. Además, hay 5000 eventos de calibración en los que el contraste de lectura se comprueba frente a un estado conocido con tiempo de acumulación cero. El volumen total de la serie de entrenamiento es igual a 30 600 eventos. El ajuste nulo no mide el mecanismo espacial, sino que limita el fondo constante junto con la calibración.

El modelo supone una lectura binaria simétrica y repeticiones independientes. La probabilidad del resultado "más" está en el máximo de la fase de interferencia. El contraste c se multiplica por el exponente de pérdida de coherencia. Los coeficientes b_{0g} y b_{2g} describen una familia de fondo dada; el índice g distingue objetos. El término cuadrático es una aproximación efectiva sobre un rango elegido, no una ley universal del medio. La presencia de un fondo aceptable más complejo se comprueba por separado.

En el generador c = 0.95, b_{01} = 0.04 s^{-1}, b_{02} = 0.06 s^{-1}, b_{21} = 0.008 s^{-1} y b_{22} = 0.012 s^{-1}, si la distancia al cuadrado se expresa en términos de ℓ^2. En la serie de señales principales A = 0.12 s^{-1}, $r_C = \ell$. La serie Zero tiene A = 0; señal débil - A = 0.035 s^{-1}. El tiempo de la primera serie es 1 s, el segundo - 0.8 s. Las relaciones de masa se fijan a 1 y 1.4. La geometría en este ejemplo se conoce exactamente; su incertidumbre adicional requeriría calibraciones de entrada separadas.

Los cálculos utilizan a = −ln c y los factores cuadráticos escalados $B_2g = 36b_{2g}$. Este cambio en las coordenadas mejora el condicionamiento numérico sin cambiar el modelo físico. b_{0g}, dos B_2g y A se estiman juntos. Todas las tasas son no negativas. Los rangos de optimización están preestablecidos: $10^{-5} \le a \le 0.3$; $0 \le b_{0g} \le 0.3$ s^{-1}; $0 \le B_2g \le 1.4$ s^{-1}; $0 \le A \le 0.7$ s^{-1}. Estos límites son parte del procedimiento de enseñanza y se mantienen en todos los conjuntos.

La longitud se busca en la cuadrícula finita r_C/ℓ = 0.50; 0.65; 0.80; 1.00; 1.25; 1.60; 2.00; 2.50. Para cada valor, se reseleccionan todos los demás parámetros, después de lo cual se selecciona la verosimilitud más alta. La cuadrícula se fija antes de que se generen los conjuntos de confirmación. No se representa como una búsqueda continua sin restricciones: pueden existir otros óptimos entre nodos, y una búsqueda más densa requeriría una nueva calibración del procedimiento. Tal protocolo limitado es conveniente porque el alcance de su verificación está completamente definido.

La entrada original consiste en N y k para cada ajuste. En ensayos independientes, el orden de eventos idénticos de dos resultados no agrega información a la verosimilitud binomial, por lo que estos números son estadísticas suficientes. En el presente experimento, también se conservaría el tiempo y el orden para probar la deriva; por definición, no hay deriva en este generador. El archivo contiene todos los k conjuntos, parámetros del generador y una semilla fija 20261113. Un conjunto de demostración separado usa la semilla 20261214 y no se seleccionó por importancia.

En este conjunto, la calibración dio 4863 un resultado más de 5000. Las dos series completas se presentan en la tabla. La maximización por muestras iniciales conserva la dependencia natural de la varianza en la probabilidad. Si primero los conviertes en tasas de visibilidad y logarítmicas, y luego asignas el mismo error a todos los puntos, obtienes un procedimiento diferente. Su calibración no puede ser tomada automáticamente del análisis binomial verdadero.

$$p_{gj} = \frac{1 + c\exp\{-T_g[b_{0g} + b_{2g}(d_j/\ell)^2 + A(m_g/m_{\mathrm{ref}})^2 f_j(r_C)]\}}{2}$$

$$f_j(r_C) = 1 - e^{-d_j^2/(4r_C^2)}.$$

(19.2) Modelo de probabilidad condicional del resultado registrado. No incluye la pérdida de partículas; N fijo significa el número de ensayos ya registrados. En una calibración separada, $p_{\mathrm{cal}} = (1 + c)/2$.

Un conjunto sintético prefijado

d/ℓ	k₁ Desde 1600	k₂ Desde 1600
0.0	1539	1528
0.6	1518	1519
1.0	1515	1493
1.6	1476	1472
2.3	1456	1408
3.2	1401	1340
4.5	1381	1294
6.0	1293	1231

Misma curva para diferentes mecanismos

El capítulo 10 muestra que la localización espacial de un cierto tipo puede ser reproducida por impulsos aleatorios del medio. El capítulo 18 dio un análogo temporal: el desfase externo blanco y la tasa irreversible adicional pueden sumar hasta un parámetro inseparable. Esto no es un defecto en el algoritmo numérico. Si

las probabilidades coinciden, el algoritmo no tiene información para seleccionar un origen físico.

Es necesario distinguir entre la degeneración exacta y práctica. Con la degeneración exacta, ningún aumento en el número de repeticiones del mismo protocolo resuelve el problema. En la práctica, los modelos divergen ligeramente, pero hay menos errores disponibles. Luego, las estadísticas adicionales a veces ayudan. Sin embargo, la incertidumbre de calibración sistemática no necesita disminuir con el número de eventos. Un millón de repeticiones de una distancia medida incorrectamente no la convierte en la distancia correcta.

El trabajo útil comienza con la búsqueda de transformaciones explícitas de parámetros que preserven todas las predicciones. Si el aumento en la intensidad fundamental puede compensarse completamente por una disminución en el fondo blanco desconocido, se ha encontrado la dirección de indistinguibilidad. El siguiente experimento debe ser elegido para que la compensación deje de funcionar. Esto podría ser una masa diferente, un perfil espacial diferente, una medición independiente del entorno o una observación energética. Su valor está determinado por la violación de una degeneración específica.



Figura 53. El marco define la configuración y el registro disponibles. La indistinguibilidad operativa precisa requiere la igualdad de distribuciones en toda la familia de protocolos permitida; en un proceso con memoria, para estadísticas multitemporales completas, no solo un canal final. Con tal igualdad, un aumento en el número de eventos no crea información faltante. La observación adicional o el acceso independiente al entorno solo es útil cuando modelos específicos predicen diferentes distribuciones para ellos. Los bloques "Modelo 1" y "Modelo 2" indican explicaciones en lugar de mecanismos observados individualmente.

Distinguibilidad local y global

Deje que el vector de parámetros se denote por $\boldsymbol{\theta}$, y las observaciones promedio calculadas por $\mathbf{g}(\boldsymbol{\theta})$. Los derivados de las predicciones con respecto a los parámetros forman la matriz de sensibilidad J. Si sus columnas son linealmente independientes, pequeños cambios en diferentes parámetros afectan a los datos de diferentes maneras. En condiciones ordinarias de suavidad, el rango completo de la columna sirve como un criterio regular suficiente para la identificabilidad local. Muestra que en un vecindario suficientemente pequeño no hay una dirección continua de compensación.

Un resultado local no excluye otra solución lejos de la encontrada. Un modelo no lineal puede tener varias regiones de parámetros separadas con las mismas predicciones. Por lo tanto, es necesaria una búsqueda analítica de simetrías, estudios de perfiles de verosimilitud y lanzamiento numérico desde diferentes regiones iniciales. Incluso una búsqueda numérica exitosa no es prueba de unicidad global en todo el espacio continuo. Debe indicarse su alcance y resolución.

El límite de intensidad cero es especialmente importante. Si se desactiva el mecanismo adicional, su longitud de correlación puede no afectar en absoluto a los datos. No tiene sentido estimarlo en tal punto con el intervalo de confianza simétrico habitual. Además, el rango insuficiente de las derivadas no siempre demuestra una completa no identificabilidad no lineal: hay puntos especiales en los que la primera derivada desaparece. Por lo tanto, las pruebas de rango complementan la investigación del modelo, pero no la reemplazan.

$$J_{ka} = \frac{\partial g_k}{\partial \theta_a}$$

$$\mathcal{J} \simeq J^T \Sigma^{-1} J.$$

(19.3) Matriz de sensibilidad y matriz de información en la aproximación gaussiana con una covarianza conocida fija Σ. Para los datos de recuento sin procesar, la información se calcula a partir de la verosimilitud correspondiente.

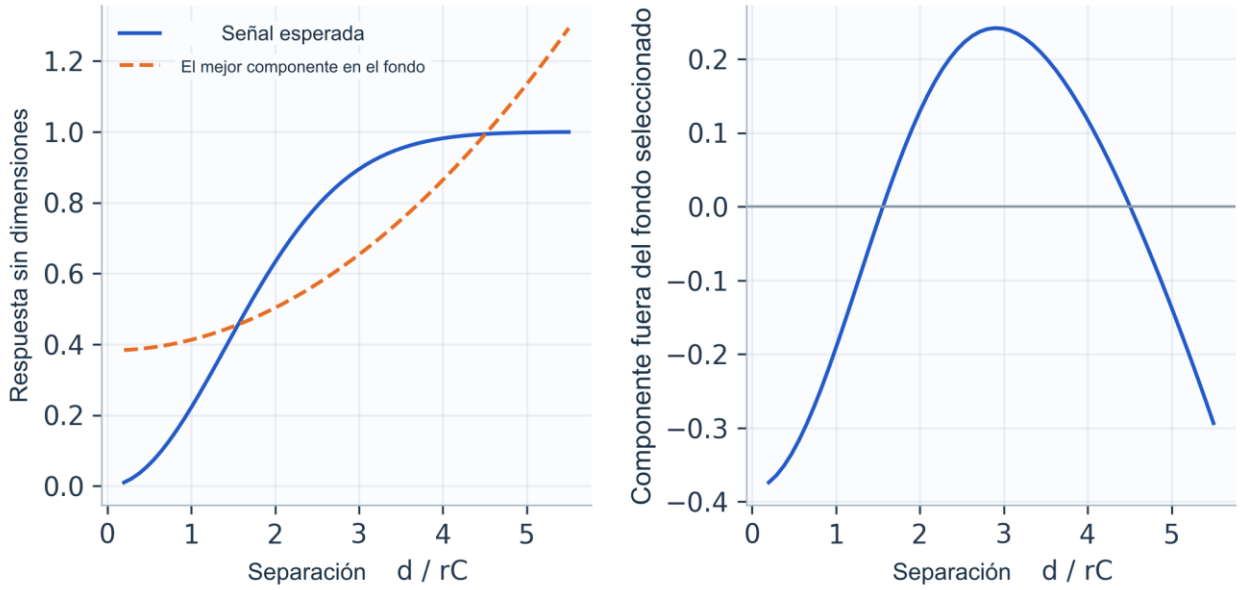


Figura 54. Proyección de una señal sobre el espacio de un fondo constante y cuadrático con pesos iguales. Solo la parte no absorbida por este fondo permanece para la diferenciación; expandir el modelo ambiental puede reducirlo.

Cómo excluir una forma de fondo conocida

El contraste del capítulo 10 se puede resumir. Imaginemos el conjunto de tasas estimadas como la suma de una familia conocida de dependencias de fondo, la señal que se está probando y el error. Las columnas de la matriz F definen formas de fondo válidas, tales como separación constante y al cuadrado. El vector $\mathbf{s}$ describe la forma de una única señal en una escala de correlación fija. Se requiere construir pesos $\mathbf{w}$, para los cuales $\mathbf{w}^T F = 0$. Entonces la combinación correspondiente de datos no depende de los coeficientes del fondo seleccionado.

Con una covarianza definida positiva conocida Σ, el problema tiene una solución explícita: la parte que se encuentra en el espacio de dependencias de fondo se resta de la señal. El resto se pondera entonces por la covarianza inversa. A continuación se muestra este diseño para columnas linealmente independientes F. Para columnas dependientes, primero se selecciona la base independiente o se usa una inversión generalizada bien definida. La inversión directa de una matriz casi singular puede crear artificialmente enorme sensibilidad.

Solo se reduce el fondo grabado. Si en realidad hay una dependencia espacial adicional, puede permanecer en contraste por completo. Por lo tanto, dos cálculos son útiles: uno básico con un modelo basado físicamente y una verificación de estabilidad con una familia extendida de desviaciones permisibles. Si, después de una expansión razonable, la señal desaparece, el resultado debe considerarse dependiente de las suposiciones de fondo. El hecho mismo de usar álgebra lineal no hace que el diagnóstico sea independiente del modelo.

$$\mathbf{s}_\perp = \mathbf{s} - F(F^T \Sigma^{-1} F)^{-1} F^T \Sigma^{-1} \mathbf{s}$$

$$\mathbf{w} \propto \Sigma^{-1} \mathbf{s}_\perp.$$

(19.4) Proyecta la señal fuera del subespacio de fondo seleccionado en la métrica de error. Los pesos deben determinarse por modelo y calibración antes de la prueba en una muestra de confirmación.

El contraste máximo no es igual al mejor experimento

En un cálculo ideal, se puede encontrar la distancia a la que el contraste absoluto es máximo. La sensibilidad real también depende de la cantidad de eventos, pérdidas, errores de registro y el costo de cada ejecución. Con una mayor separación, la visibilidad puede volverse demasiado baja y la incertidumbre de la tasa demasiado grande. Entonces el punto con la señal teórica más grande será menos útil que el punto con menos efecto pero una lectura más confiable.

En la aproximación lineal gaussiana para una señal conocida, se obtiene la siguiente relación entre el efecto esperado y el error estadístico. Se refiere a parámetros de forma fijos y covarianza conocida. Si la escala de correlación se busca entre muchas opciones, la búsqueda en sí debe tenerse en cuenta. Si una covarianza se estima de manera imprecisa, su incertidumbre también se traslada al resultado. Para el diseño real, es preferible calcular los eventos iniciales esperados y evaluar el procedimiento de análisis completo en muestras artificiales.

El diseño bayesiano de las pruebas de colapso interferométrico considerando la presión, la radiación térmica y el número de mediciones fue estudiado por Laing y Bateman [19]. Este es un ejemplo existente de cómo la geometría experimental está vinculada a la información de parámetros. En este programa, el criterio de selección debe complementarse con robustez a un fondo incierto: un buen experimento debe permanecer distinguible sobre un cambio permisible en la calibración, y no solo en un punto más conveniente en el modelo.

$$Z_{\mathrm{exp}} = A\sqrt{\mathbf{s}_\perp^T \Sigma^{-1} \mathbf{s}_\perp}.$$

(19.5) La relación señal-ruido esperada en la aproximación gaussiana lineal especificada. Esta es una herramienta de diseño, no un valor de detección ya hecho en datos reales.

El conjunto mínimo no está especificado por un número

El número de mediciones y el número de observaciones independientes son dos cosas diferentes. Mil repeticiones con una configuración refinan una probabilidad. Varias configuraciones diferentes pueden producir una nueva estructura de dependencia, pero solo si sus predicciones no son copias entre sí. Por lo tanto, la regla “cuatro parámetros, cuatro puntos son suficientes” no es confiable. No tiene en cuenta la calibración desconocida, la degeneración y la necesidad de verificar la calidad del modelo en sí.

Para un programa espacio-temporal, el problema determina un conjunto mínimo razonable. Lo que se necesita son observaciones que limiten el entorno, al menos

geometrías ligeramente diferentes, una secuencia de tiempo sensible a la memoria y una serie independiente para probar la transferencia. Sin embargo, estas categorías no garantizan el éxito por sí mismas. Antes del experimento, se debe construir un modelo acoplado y se debe determinar qué parámetros permanecen inciertos. A veces, un modo adicional bien elegido es más útil que una docena de opciones similares al anterior.

También es necesario medir los parámetros de entrada. Un error en la masa, la distancia o la duración cambia la predicción teórica misma. Tales cantidades no siempre se pueden considerar absolutamente conocidas y toda la incertidumbre no se puede colocar solo en el eje vertical del gráfico. El modelo acoplado puede incluir parámetros de calibración con datos individuales. Entonces el costo real de la inferencia es visible: qué precisión de geometría y entorno es suficiente para que la diferencia de interés no desaparezca.

Pruebas en datos reservados

Una vez que se selecciona un modelo, se requieren pruebas en los datos no utilizados para ajustar su forma. Una serie reservada para la evaluación puede cambiar de masa, distancia, temperatura o secuencia de control. Las condiciones se eligen de antemano para que los modelos competidores produzcan diferentes predicciones. Una simple división aleatoria de repeticiones casi idénticas en dos partes prueba la reproducibilidad de la estimación, pero generalmente es una prueba más débil de la transferencia de una ley física a un nuevo régimen.

Antes de abrir una serie confirmatoria, se fijan todas las reglas: el rango de parámetros, las correcciones de calibración, el criterio de desacuerdo y las opciones aceptables para el modelo medio. Esto no prohíbe la exploración posterior de lo inesperado. Solo separa la predicción hecha de antemano de la explicación encontrada después de ver el resultado. Si una nueva característica requiere un cambio de modelo, la siguiente serie independiente debe comprobar la versión ya cambiada.

Diferentes enfoques estadísticos responden a diferentes preguntas. El procedimiento de frecuencia evalúa el comportamiento de la regla cuando se repiten experimentos; Bayesiano actualiza la distribución de parámetros dados los supuestos iniciales. Se debe mostrar la fuerte dependencia de la salida del rango a priori elegido. Ni un alto coeficiente de comparación del modelo ni una baja probabilidad en un modelo nulo significan automáticamente que se han tenido en cuenta todas las alternativas físicas.

Un perfil de parámetros y los resultados de la prueba reservada

Para las lecturas dadas, las estadísticas de comparación con A = 0 es 57.369. Se incluye una búsqueda de longitud completa tanto en este número como en la calibración cero del capítulo 21. La mejor estimación de A es 0.15334 s^{-1}. Sin embargo, el punto máximo no muestra el ancho de la incertidumbre. Si un aumento en A va acompañado de un cambio en r_C y coeficientes de fondo, las predicciones

pueden cambiar poco. Esto se puede ver en la verosimilitud perfilada, donde para cada A fijo se vuelven a optimizar el fondo y toda la cuadrícula de longitud.

Para el conjunto de demostración, el área de perfil a lo largo de A se extiende desde 0.090 a 0.275 s⁻¹ en el paso de la rejilla 0.005 s⁻¹. El umbral de la diferencia de perfil es igual a 4.2681 y se obtuvo por modelado separado en A = 0.12 s⁻¹ y el fondo especificado. Esta es una calibración puntual en un modo interno dado. No demuestra una cobertura uniforme del 95 por ciento para todos los posibles A, fondos y r_C continuo. Una prueba real de la cobertura de un conjunto independiente se da en el capítulo 21.

El protocolo diferido utiliza d/ℓ = 0.85; 1.35; 2.05; 2.85; 4.80 y las duraciones reducidas por 0.65 veces. Para cada objeto, hay 800 eventos para configurar; Además, se mantiene una calibración de registro independiente. Todas las predicciones se calculan utilizando los parámetros de la serie de entrenamiento. Las nuevas lecturas no están involucradas en el reajuste de A, r_C o el fondo. Esto prueba la transferencia sobre la distancia y el tiempo, no solo la estabilidad de la división aleatoria de repeticiones del ajuste anterior.

La discrepancia total entre los recuentos reservados para la evaluación y el pronóstico en forma de Pearson es 13.484. Su distribución de referencia se construye simulando la ruta completa: un nuevo conjunto de entrenamiento, una nueva selección y nuevos eventos de evaluación. Por lo tanto, el error de los parámetros predichos no se considera cero. La fracción de cola es igual a 0.392 para 1000 repeticiones en el modelo nominal. En este ejemplo, el pronóstico es consistente con la nueva serie. Esta es una comprobación puntual del generador seleccionado; extender la clase de fondo puede cambiar la conclusión.

Al comienzo de la segunda serie, la probabilidad medida para el primer objeto es 762/800 = 0.9525; El pronóstico es aproximadamente 0.95675. Para el último ajuste del segundo objeto, 672/800 = 0.8400 se observa con un pronóstico de alrededor de 0.85109. La diferencia entre los puntos individuales es natural para los datos finales de conteo. El punto del criterio general es evaluar toda la secuencia de acuerdo con una regla predeterminada, sin seleccionar retroactivamente el punto más exitoso o más divergente.

Si surgiera un desacuerdo, el siguiente paso dependería de su estructura. El cambio de calibración general es diferente del error de la escala de tiempo; La divergencia selectiva de grandes distancias indica una parte diferente del modelo. Después de la verificación, los datos diferidos se pueden usar para desarrollar la siguiente versión de la descripción, pero luego se requerirá otra serie independiente. Un procedimiento reproducible hace que esta transición sea explícita y permite separar la explicación de lo que ya se ha visto de una predicción verdaderamente nueva.

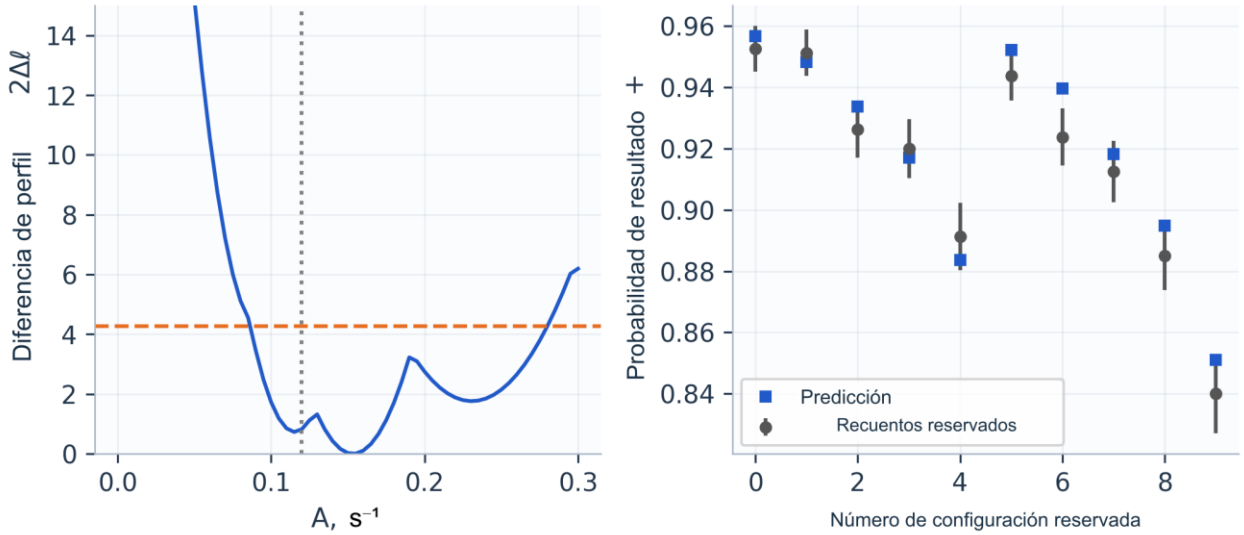


Figura 55. Perfil de amplitud y predicción de eventos binomiales reservados para la evaluación. A la izquierda está la diferencia de logaritmos de verosimilitud después de una búsqueda completa en la cuadrícula r_C; a la derecha está el pronóstico y las lecturas independientes de los nuevos ajustes. La línea de puntos vertical marca la A introducida, la línea de puntos horizontal marca el umbral calibrado. Las barras de la derecha muestran un error estándar binomial de las frecuencias, sin el error de los parámetros predichos; el criterio general lo tiene en cuenta mediante modelado separado. Todos los eventos son sintéticos.

Los límites de la inferencia física

Después de un análisis completo, el resultado debe formularse en el nivel que las observaciones apoyan. Es posible limitar los parámetros, detectar una discrepancia con el fondo conocido, favorecer una parametrización sobre otra, o predecir con éxito una nueva serie. Estas declaraciones varían en fuerza. No pueden ser reemplazadas silenciosamente por una declaración general sobre la nueva naturaleza de la realidad.

El límite de discernibilidad es también un resultado científico positivo. Si se demuestra que la clase de medidas elegida no distingue entre las dos hipótesis, no hay razón para repetir repetidamente una comparación inútil. Puede especificar qué suposición debe agregarse y qué observación puede probar esa suposición. Esto convierte la restricción matemática en una guía para el próximo experimento.

Los resultados del análisis realizado deben leerse como un mapa de condiciones: en un área los parámetros son definibles, en otro solo su contribución total es distinguible, en el tercero todo está oculto por calibración. Tal mapa es más honesto que una figura de sensibilidad máxima y es más útil para elegir el equipo. Explica qué incertidumbre debe reducirse primero para que la siguiente medición realmente agregue conocimiento.

20 Aparato experimental y canalización de datos completa

Un programa de investigación adquiere significado experimental cuando cada observación se asocia con un método comprensible de registro. A continuación se proponen conceptos de protocolo para los que se pueden compilar cálculos de respuesta, una lista de calibraciones y criterios de viabilidad. Su propósito es vincular hipótesis comprobables a dispositivos. Los parámetros técnicos reales deben surgir del análisis del laboratorio seleccionado y del equipo medido.

Tres roles diferentes de la plataforma experimental

No todas las instalaciones útiles deben buscar directamente un nuevo efecto fundamental. El primer papel de la plataforma es probar los métodos de control y análisis estadístico en una señal conocida. El segundo es limitar las influencias ambientales que pueden simular la dinámica deseada. El tercero es crear un estado físico que sea verdaderamente sensible a la modificación que se está probando. Estos roles pueden ser realizados por diferentes dispositivos. Están conectados por un cálculo acordado, y no por una similitud externa obligatoria.

Por ejemplo, un cúbit interno bien controlado es útil para investigar errores de pulso y reconstruir correlaciones de tiempo. El interferómetro espacial permite la investigación directa de la coherencia entre ramas con diferentes distribuciones de masa. El sensor mecánico es capaz de proporcionar información sobre el ruido de fuerza y el intercambio de energía. Los números resultantes no se pueden comparar directamente como "niveles de decoherencia" iguales. Cada plataforma requiere su propio modelo de transferencia que relaciona los parámetros generales de la hipótesis con los eventos registrados.

La preparación de tales modelos debe preceder a la selección de un hermoso diseño de hardware. En primer lugar, se determina qué dos explicaciones permanecen indistinguibles. Luego buscamos una cantidad observable que destruya esta degeneración. Después de esto, se evalúa la capacidad de medirlo. Este procedimiento le permite detener el desarrollo de un concepto fallido en la etapa computacional, cuando aún no se han pasado meses en un dispositivo que carece de la sensibilidad física necesaria.

Interferómetro espacial con geometría cambiante

El primer concepto está diseñado para probar la ley de localización geométrica. Se prevé un sistema en el que se pueden monitorizar múltiples configuraciones espaciales del estado coherente y se puede registrar la distribución resultante de eventos. El objeto central del cálculo es la historia completa del estado desde la preparación hasta la lectura. En el régimen idealizado de dos paquetes estrechos retenidos, es aplicable una velocidad que depende de su distancia. Un interferómetro

más complejo requiere la propagación de todo el estado a través de los elementos del dispositivo.

Se debe tener especial cuidado cuando se trata de interferencia de campo cercano. No se puede reemplazar sin verificación por una imagen de dos trayectorias estacionarias y la distancia máxima no se puede sustituir en un exponencial simple. El protocolo propuesto debe calcular el patrón que realmente ve el detector, incluyendo la distribución de velocidad, el paso de elementos y la resolución final. El contraste del capítulo 10 actúa entonces como un límite de diagnóstico del modelo, y no como una fórmula universal para cualquier geometría.

La serie principal cambia el perfil espacial bajo condiciones ambientales controladas. Las ejecuciones adicionales varían deliberadamente un factor externo conocido para probar la respuesta predicha. La supresión de la interferencia de fulereno con el aumento de la presión del gas ya se ha observado y comparado cuantitativamente con la teoría de la decoherencia [26]. Para el programa propuesto, tal dependencia sirve como un ejemplo de calibración significativa: el modelo debe predecir un cambio controlado en el fondo antes de que se asigne un mecanismo diferente a sus residuos.

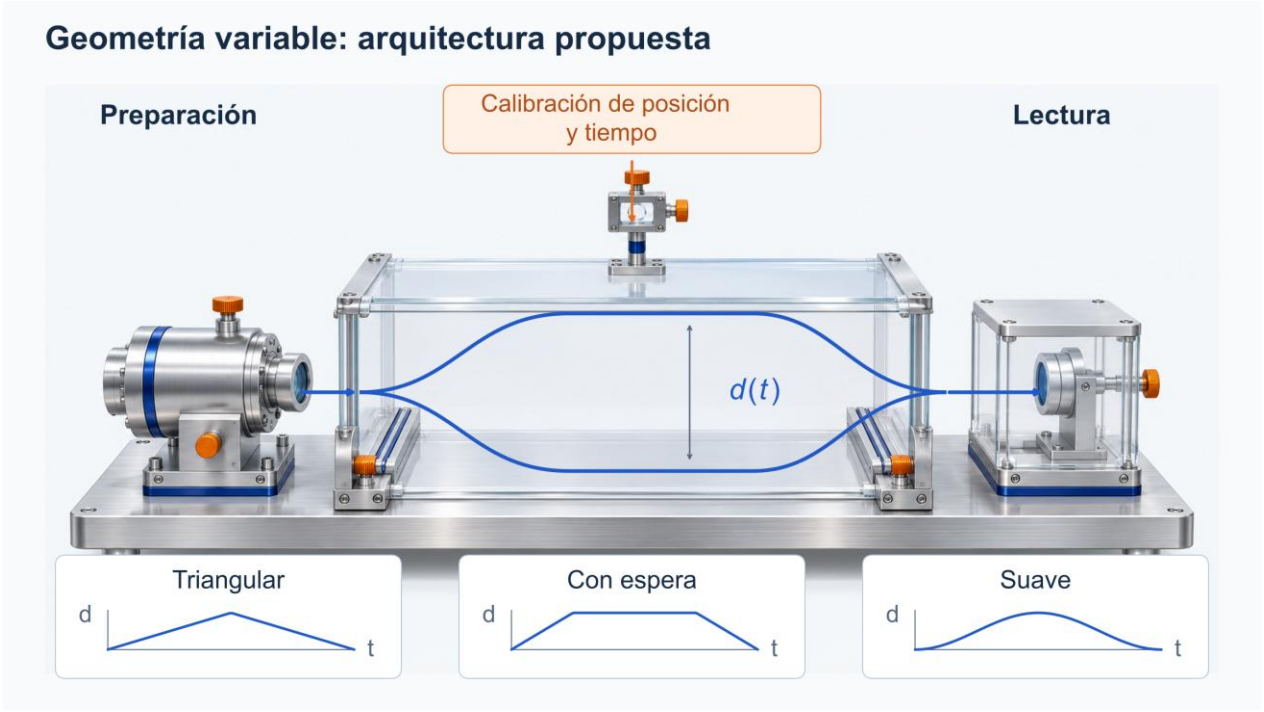


Figura 56. Diseñar arquitectura funcional para el perfil de estado espacial variable: preparación, separación y recombinación controladas, lectura y calibración separada de posición y tiempo. Las líneas azules muestran los componentes de estado idealizados, la entrada naranja es el control independiente. Las cajas comparan las formas de la historia d(t), incluyendo su principio y fin; la máxima separación no es suficiente. El diseño del hardware es conceptual: aquí no se indican masas realizadas, vacío, tiempos de retención o sensibilidad. Este esquema de dos ramas no reemplaza la propagación de estado completo en el interferómetro de campo cercano de sodio publicado.

Fondo térmico y de gas

La medición de la presión en sí no determina el fondo de colisión. La composición del gas, la distribución de las velocidades, las propiedades de interacción y la probabilidad de registro de un objeto después de una colisión son significativas. La teoría de tal efecto requiere un modelo de dispersión específico; las derivaciones rigurosas de la ecuación básica fueron consideradas, en particular, por Hornberger y Sipe. [45]. En un cálculo de diseño, no se puede reemplazar una dependencia desconocida con un solo coeficiente solo porque esto resulta en una sensibilidad conveniente.

El estado térmico también es heterogéneo en significado. La temperatura de la cámara, la excitación interna de la partícula y la temperatura efectiva de su movimiento describen diferentes cantidades. La radiación térmica de las moléculas calentadas puede reducir la visibilidad de interferencia; este mecanismo fue estudiado en experimentos con moléculas C70 [25]. Por lo tanto, el enfriamiento del movimiento no alivia la evaluación del calentamiento interno, la absorción de luz y la emisión de fotones a lo largo de la secuencia.

El concepto incluye series separadas con cambios en la potencia y duración de la iluminación, control del fondo del detector y verificación de la reproducibilidad después de volver a las condiciones originales. Esta reversibilidad de la afinación ayuda a distinguir una dependencia física estable de un cambio lento en el dispositivo. Es aconsejable registrar los parámetros de impacto para cada ejecución. Un promedio diario puede enmascarar la correlación entre la deriva del láser y el orden en que se ejecutan las diferentes geometrías.

Sensor controlable para comprobar el modelo temporal

El segundo concepto utiliza un sistema de dos niveles con preparación accesible, control de pulso y lectura. Su primera tarea es verificar toda la ruta desde el ruido especificado hasta los parámetros reconstruidos. Puede alimentar un efecto de fase artificial conocido en el sistema, ejecutar varias secuencias y averiguar con qué precisión el análisis devuelve el espectro de entrada. Tal prueba establece las capacidades del método, aunque en sí misma no es una búsqueda de un mecanismo natural adicional.

Es útil separar la serie en la que se selecciona el modelo de ruido de la serie en la que se prueba la predicción. El segundo usa diferentes intervalos o ubicaciones de pulso. Además, se miden los errores de rotación y la dependencia de la lectura del número de operaciones. Si el tiempo de memoria reconstruido comienza a cambiar junto con la forma técnica del pulso, primero se examina el modelo de control. Sería prematuro atribuir tal cambio a una propiedad universal de la materia.

Para pasar de este banco a probar la localización de masas, es necesario relacionar físicamente el estado interno con varias distribuciones de masas. A continuación, el cálculo debe incluir el movimiento del objeto, la separación espacial, su registro inverso y el ruido adicional del campo de control. La sensibilidad de un eco de espín convencional no se puede transferir a este problema simplemente cambiando la

notación. La posibilidad de tal conexión y su precisión constituyen una etapa independiente de las pruebas de viabilidad.

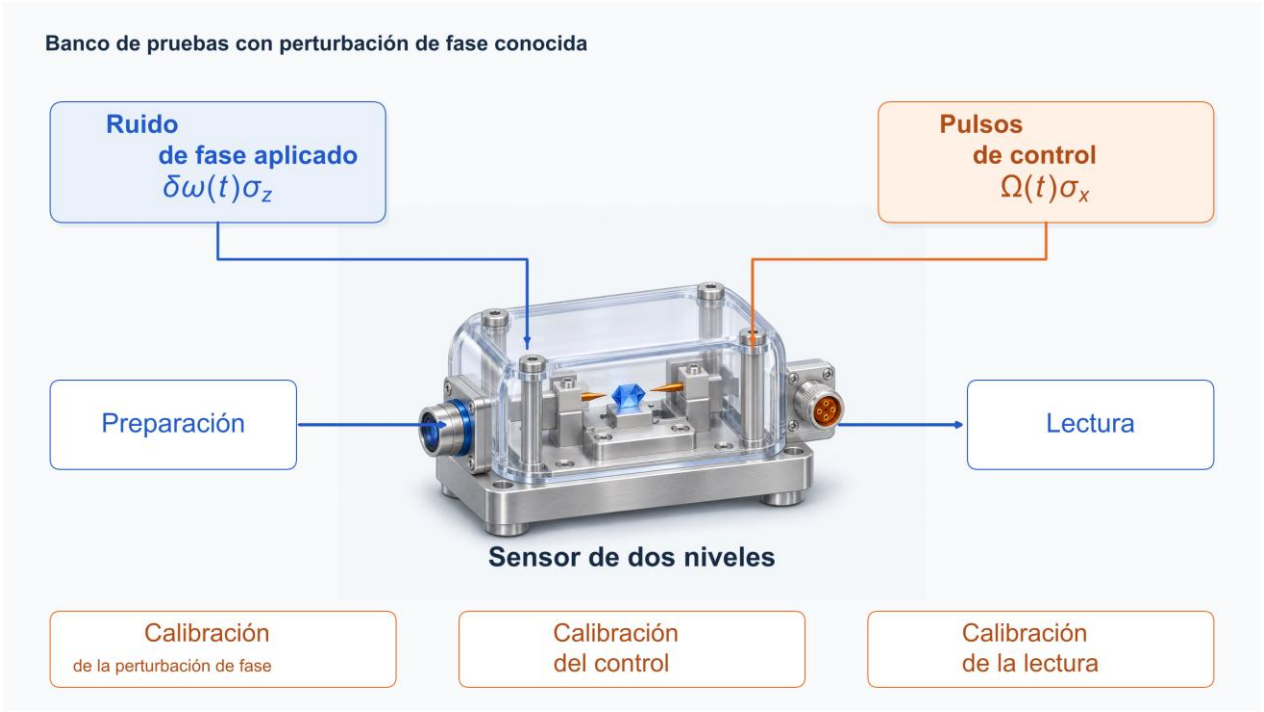


Figura 57. El banco de pruebas separa la acción de fase artificial conocida según σ_z del control de pulso transversal según σ_x. Preparación y lectura del tracto principal; impacto, impulso y registro son verificados por calibraciones independientes. La ilustración muestra los canales funcionales y el sensor conceptual y no muestra el cableado eléctrico implementado o el rendimiento logrado de un dispositivo particular. Devolver los parámetros introducidos valida el método; no indica el descubrimiento de ruido fundamental. Para la transición a la localización masiva, se requiere adicionalmente una conexión física de estados internos con diferentes distribuciones de masa.

Banco de pruebas con error comprobable

Los cálculos de los dos capítulos anteriores establecen un banco de pruebas completo de tres niveles. En el primer nivel, se conoce el estado físico y la ley de influencia. En el segundo, se especifica un detector y se generan eventos iniciales. El tercero utiliza un análisis fijo que no tiene acceso a los valores ocultos del generador. Esta organización permite detectar errores de procesamiento sin requerir primero la existencia de un nuevo mecanismo natural.

Para el banco espacial, se guardan los ajustes, N, k y los resultados de la calibración general. La prueba comienza con una división cero y una señal conocida, continúa con una búsqueda de longitud completa y termina con una predicción de una geometría diferente. Para un banco de pruebas temporal, primero se reproducen el Ramsey analítico y el eco, luego se ingresa la duración finita, el ángulo erróneo y la inconsistencia de lectura. En ambos casos, se sabe cuándo el resto es causado por una razón técnica introducida artificialmente. Esto hace que una interpretación física falsa sea un resultado observable de las pruebas del programa.

El presupuesto estadístico no es igual a la duración del trabajo de laboratorio. En el ejemplo espacial, 30 600 es el número de eventos registrados. Con eficiencia η y

tiempo de ciclo t_{cycle}, el tiempo de construcción esperado sería del orden de $\mathrm{N}t_{\mathrm{cycle}}/\eta$ si las pérdidas son independientes y el ciclo es el mismo. En una instalación real, ambos multiplicadores dependen de la preparación, la masa, la geometría y los requisitos de muestreo. Por lo tanto, no hay un tiempo absoluto asignado para este banco de pruebas. Se calcula solo después de seleccionar una especificación de dispositivo acordada.

La plataforma publicada y sus datos reproducidos se discuten en los capítulos 7, 9 y 12. Sus parámetros reales no pueden ser reemplazados por los coeficientes adimensionales del ejemplo de entrenamiento. En particular, la distribución de campo cercano no se reduce automáticamente a un único máximo binario o a un par de paquetes estacionarios. La conexión entre las dos descripciones es metódica: eventos originales, calibración, verosimilitud, comprobación de errores y predicción. El modelo físico de transmisión sigue siendo el propio para cada instalación.

Por lo tanto, la secuencia de desarrollo práctica tiene paradas medibles. El algoritmo primero debe devolver la señal de entrada conocida y la tasa de falsa alarma prevista. A continuación, se comprueba la respuesta de las ejecuciones de calibración reales. Después de esto, se compara el modelo físico del experimento de interés. Si el generador no se reproduce ya en el primer nivel o la detección resulta ser sensible a una elección imperceptible de la red, el aumento de la complejidad del equipo no corrige el defecto en el procedimiento.

Un registro reproducible incluye más que una figura atractiva. Los resultados negativos se conservan: un modelo ambiental incorrecto, el pulso equivocado o una calibración no coincidente. Muestran qué inferencias se descartan incluso con una alta sensibilidad formal. En el siguiente capítulo, estos resultados forman un mapa cuantitativo de dónde se aplica el programa seleccionado.



Figura 58. La preparación física y sintética son diferentes fuentes de eventos iniciales. Los ajustes, las calibraciones, el orden de medición, el control y los resultados negativos se guardan hasta el análisis. El análisis fijo construye un pronóstico del nuevo régimen; los eventos diferidos van directamente a la comprobación independiente y no se devuelven al ajuste hasta que se complete. Los parámetros verdaderos del generador sintético están disponibles solo para el módulo de verificación. Un evento registrado no es lo mismo que la hora de preparación o marcación. La ruta real también debe almacenar eventos excluidos y razones de selección; El modelo binomial condicional es aplicable solo bajo sus suposiciones.

Dos sensores y correlaciones espaciales

El tercer concepto está diseñado para estudiar el ruido conjunto. Los dos sensores se colocan en varias configuraciones, y el análisis evalúa no solo los espectros locales, sino también las dependencias mutuas. Cambiar la distancia y la orientación es útil si diferentes mecanismos predicen diferentes leyes espaciales. Para las secuencias cuánticas, es necesario tener en cuenta el control mutuo y la comunicación directa de los sensores. Para los canales mecánicos, se calcula adicionalmente la respuesta de cada elemento sensible.

Los componentes electrónicos comunes, una fuente de luz y un soporte mecánico son capaces de crear correlaciones que son superficialmente similares a la acción de un campo común. Por lo tanto, el proyecto incluye reorganizaciones de control y cambios en la ruta de comunicación técnica mientras se mantiene la geometría bajo estudio. Si la correlación sigue a un cable o amplificador común, esta es información del instrumento. Si conserva una cierta dependencia espacial bajo métodos de lectura independientes, hay una base más fuerte para un análisis físico adicional.

Es necesario calibrar la temporización relativa de los canales. El error de retardo cambia la fase del espectro cruzado y puede sesgar inferencias sobre la memoria de propagación o impacto. Al mismo tiempo, se debe evaluar la interferencia mutua durante el control: el pulso de un sensor puede perturbar directamente a otro. La

serie de control comprueba esta ruta de transmisión. Sólo después de esto tiene sentido comparar la correlación observada con el núcleo de la hipótesis universal del capítulo 17.



Figura 59. Los dos sensores tienen trayectorias de adquisición separadas y una distancia ajustable R. La línea de puntos naranja destaca las rutas técnicas de interferencia comunes que se están probando: luz, electrónica, reloj, soporte mecánico, acoplamiento directo y control cruzado. Un láser, amplificador o reloj genérico no se considera libre de errores por definición. El reajuste de control de los cables y la separación de la electrónica se lleva a cabo mientras se mantiene R y la orientación. El retardo de grabación relativo Δt se calibra por separado de la estructura temporal física de la correlación bajo estudio. Las imágenes de hardware indican módulos de detección conceptuales y no una implementación experimental específica.

Observaciones mecánicas y estado de preparación

El ruido de fuerza y el calentamiento proporcionan información adicional sobre el mecanismo que se supone que está localizando espacialmente. Pero lo que se mide es el movimiento de un objeto mecánico, no una fuerza abstracta. Por lo tanto, se requieren masa, respuesta de frecuencia, atenuación, características de adquisición y posible correlación de lectura con retroalimentación. Dada tal correlación, simplemente agregar “ruido de objeto” y “ruido de instrumento” puede no ser correcto. Todos los términos cruzados significativos se conservan en el modelo de trabajo.

Un experimento de Delić et al demostró el enfriamiento del movimiento de una nanopartícula ópticamente confinada al estado fundamental cuántico [52]. Este resultado proporciona un apoyo concreto para la discusión de la preparación de sistemas cuánticos masivos. Esto no significa que la superposición espacial con la división requerida esté automáticamente lista. Entre el enfriamiento, la creación de estados, la retención de estados y una lectura convincente, hay tareas separadas, cada una de las cuales afecta la sensibilidad resultante.

El concepto de verificación conjunta utiliza un conjunto de parámetros del mecanismo complementario para la interferencia y las observaciones mecánicas. Además, cada plataforma tiene su propio modelo de fuerzas de fondo. La coincidencia de las capacidades residuales numéricas no es una indicación suficiente de un origen común. Se prueba la transición predicha completa entre las observaciones, incluyendo la geometría y la banda de frecuencia. Es precisamente esta transición la que puede hacer del canal adicional una prueba independiente de la hipótesis.

Una especificación de viabilidad y la elección del siguiente paso

Cada concepto requiere una hoja de datos con parámetros medidos o razonablemente accesibles. Incluye la masa y la forma del objeto, la distribución de los estados iniciales, el historial de separación, el tiempo de ciclo, la eficiencia de detección y las incertidumbres ambientales. Las características que ya se han demostrado en la combinación elegida y las características que se supone que solo deben combinarse se registran por separado. La suma de los registros de diferentes laboratorios no forma automáticamente los parámetros de un experimento factible.

Extender el tiempo de observación a veces motiva conceptos espaciales. El artículo de MAQRO analizó cómo la caída libre, el vacío y la microgravedad podrían cambiar las capacidades de la interferometría de matrices [53]. Esta es una justificación de diseño y no evidencia de la implementación del protocolo discutido aquí. La comparación de los sistemas terrestres y espaciales debe incluir todo el ciclo de preparación, control y registro. El libre movimiento prolongado solo es útil si la información que crea se almacena en un resultado medible real.

La siguiente etapa se selecciona en función de la incertidumbre más limitante. Si la calibración de lectura destruye la discriminabilidad, el aumento de masa no resuelve el problema. Si está limitado por la radiación térmica de fondo, es más útil examinar el modelo térmico. Si todas las pérdidas técnicas son lo suficientemente pequeñas y la señal permanece indistinguible por razones físicas, se requiere otra cantidad observable. Esta elección conserva los recursos y hace que cada mejora de las instalaciones se relacione con una pregunta científica específica.

Los ejemplos numéricos del libro cubren diferentes partes de la especificación: el experimento de interferencia publicado proporciona un conjunto real de parámetros y replicación externa, la simulación espacial proporciona un procedimiento de inferencia probado y el sensor controlado proporciona el presupuesto calculado para el error de impulso del modelo. Su uso combinado no significa que todas las características ya estén implementadas en un solo dispositivo. El desarrollo de un nuevo dispositivo requiere una coordinación separada de estos tres niveles.

El diseño completo vincula el estado, el entorno, el control, el detector y la regla de inferencia. Los cálculos realizados muestran en qué nivel desaparece la supuesta distinguibilidad y qué cambio realmente agrega información. El capítulo final contrasta estos hallazgos con la literatura y documenta las condiciones bajo las cuales un programa de investigación sigue siendo significativo.

21 Resultados del programa computacional y los límites de inferencia

El programa termina con los resultados de varias pruebas diferentes: reproducir el experimento conocido, analizar eventos iniciadores artificiales, probar un fondo erróneo y calcular el control final. Cada resultado tiene su propia área de aplicabilidad. Su comparación muestra lo que ya se ha establecido dentro de los modelos y qué declaraciones requerirán nuevas observaciones.

Lo que pertenece a la literatura y lo que se hace aquí

El libro combina modelos físicos existentes y métodos de inferencia en una secuencia reproducible de cálculos. La prioridad histórica de CSL, el desacoplamiento dinámico, la espectroscopia de ruido multiqubit y las pruebas estadísticas no se trasladan a esta secuencia. La contribución científica de un nuevo protocolo en particular está determinada por la diferencia entre sus premisas y los resultados de las obras publicadas más cercanas, y no por el número de direcciones combinadas.

Los predecesores inmediatos importantes de la parte estadística son los estudios de Schrinski y los coautores 2019 y 2020 años [65, 66]. Utilizan mediciones originales y sus incertidumbres para probar modificaciones parametrizadas de la mecánica cuántica. El trabajo de Laing y Bateman examina la inferencia bayesiana y la selección de control experimental en interferometría de campo cercano con mecanismos de fondo [19]. Por lo tanto, la idea de inferir eventos o tener en cuenta la presión no es un resultado nuevo de este libro.

La parte real completada aquí tiene un estado educativo y metodológico: se define un protocolo binomial totalmente reproducible, se realizan conjuntos de errores independientes, se muestra la transferencia a distancias reservadas para la evaluación, se calcula la influencia de impulsos finitos y se presenta un contraejemplo de atribución física errónea. Los números resultantes se refieren a modelos explícitamente especificados. No se establecen por primera vez por las leyes descubiertas, los límites universales de la naturaleza o la detección experimental del colapso.

La tabla de comparación muestra el lugar de los cálculos dados entre los métodos existentes. Para establecer un nuevo resultado científico, es necesario demostrar la superioridad de un protocolo específico sobre el método más cercano con los mismos recursos físicos o identificar un límite de distinguibilidad previamente desconocido. Las conclusiones metodológicas presentadas aquí están respaldadas por cálculos y pruebas de su aplicabilidad.

Predecesores inmediatos y estado del trabajo completado

Trabajo de apoyo	Un resultado establecido	Uso en el libro
Schrinski et al. 2019 [65]	Conclusión basada en datos de entrada e incertidumbres	Base del análisis de eventos; simulación de frecuencia separada del propio protocolo de entrenamiento
Schrinski et al. 2020 [66]	Prueba de modificaciones en la interferencia de ondas de materia	Distinguir entre una limitación de modelo y una reivindicación general de clasicidad
Laing y Bateman 2024 [19]	Análisis de fondo bayesiano y selección de control	Un punto de referencia para la integridad física; Cálculo de KL condicional para cuatro diseños instruccionales
Arenz et al. 2015 [47]	Desacoplamiento dinámico en pruebas de teorías alternativas	Refinamiento explícito del control final y falso resto
Paz-Silva et al. 2017 [50]	Multiqubit Gaussian espectroscopia de ruido	Ejemplo particular de dos sensores con probabilidades especificadas
Green y colaboradores 2013 [67]	Control de forma libre y ruido universal	Propagación numérica de un pulso rectangular específico

Límites reproducidos y cálculos independientes

El programa de cálculo comienza con la comprobación de los límites de control. El núcleo espacial reproduce el límite compacto y desaparece a la separación cero. El contraste de tres puntos elimina los términos de fondo constantes y cuadráticos establecidos, y su generalización a separación lineal y convergencia cambia la distancia óptima. El Ramsey analítico y el eco coinciden con la integración independiente y con el límite de propagación completo instantáneo del sensor controlado.

Para el modelo estocástico del tiempo, la convergencia de la expansión Hermite se verificó adicionalmente. Para el ejemplo gravitacional, se comparan la matriz de estado, el espectro de transposición parcial y el umbral analítico. Para la parte estadística, se guardan las muestras binomiales originales y los resultados de selección completos. Tales pruebas no prueban la verdad de las hipótesis físicas, pero nos permiten eliminar una serie de errores en la normalización, los índices y la implementación del software.

La replicación externa utiliza datos publicados y el análisis del autor presentado en el capítulo 12: 95 escaneos, 3895 posiciones y 10 772 714 recuentos registrados. Con las calibraciones fijas iniciales y la escala espacial $\hbar/\sigma_q$ = 10 nm, nosotros obtuvimos $\tau_5 = 2.842065516\cdot10^{15}$ s y $\mu = 15.453634$, que reproduce los valores redondeados publicados. La interpolación de cuantil trapezoidal independiente da $\mu = 15.451403$. La diferencia alrededor de 0.00223 es menor que la precisión de redondeo dada en el

artículo. Esta es una repetición del procedimiento establecido y no un nuevo análisis ciego de todos los efectos sistemáticos; las simulaciones propias de esta parte tienen suposiciones y calibraciones separadas.

Tasa de error del procedimiento completo

Para el experimento espacial se utilizó el estadístico de razón de verosimilitudes q = $2(\ell_1 - \ell_0)$. En la alternativa, A es no negativa y se explora toda la cuadrícula predefinida r_C; en la hipótesis nula, A = 0. Bajo la hipótesis nula, los datos no determinan la longitud. Por ello, el umbral procede de un conjunto nulo independiente sometido al mismo ajuste y a la misma búsqueda, en lugar de la fórmula habitual para un parámetro interior.

El primer conjunto de 1000 muestras calibra el percentil 95: q_{crit} = 3.48640. Un segundo conjunto nulo independiente produjo 56 superaciones entre 1000 muestras. La tasa de detecciones falsas es del 5.6%; el intervalo de Wilson del 95% para la estimación de Monte Carlo es del 4.3%–7.2%. La diferencia respecto al 5% nominal está dentro de la incertidumbre debida al tamaño finito de la verificación. El propio umbral también se estima con un conjunto finito; el intervalo indicado está condicionado a su valor obtenido.

Con una señal introducida de A = 0.12 s^{-1}, el procedimiento detectó la contribución adicional en 1000 casos de 1000. La ausencia de omisiones en esta serie no implica una potencia matemáticamente igual a la unidad: el límite inferior del intervalo de Wilson es del 99.62%. Para la señal más débil, A = 0.035 s^{-1}, hubo detecciones en 841 casos de 1000, es decir, el 84.1%, con un intervalo del 81.7%–86.2%. Así adquiere sentido cuantitativo la sensibilidad: un mismo protocolo tiene distintas probabilidades de éxito según la amplitud.

La región de perfil para A tiene una calibración independiente. Con A = 0.12 s^{-1} y el fondo especificado, 1000 simulaciones determinaron un umbral de 4.26806 para la diferencia de perfil. En otro conjunto independiente de mil muestras, el valor verdadero quedó dentro de la región 946 veces. La cobertura observada es del 94.6%; el intervalo de la estimación de Monte Carlo es del 93.0%–95.8%. Esto comprueba un punto interior concreto; no demuestra la cobertura en toda la frontera A = 0 ni en todo el espacio continuo.

La calibración sigue las fluctuaciones de registro y la estimación conjunta del fondo. No se repite la historia desconocida de un dispositivo real: la deriva geométrica, la inestabilidad de la temperatura y la función incorrecta de transferencia física no se pueden considerar automáticamente aquí. Para otros equipos, el umbral debe calcularse de acuerdo con su propio modelo y rango de efectos sistemáticos. La cuadrícula finita r_C también se incluye en la definición del protocolo; cambiar esta cuadrícula cambia el número de explicaciones disponibles para la variación aleatoria.

Seis conjuntos de 1000 conjuntos, así como un conjunto de demostración separado, se guardan junto con el código. Se utilizan conjuntos de señales y valores nulos separados para el establecimiento de umbrales, la prueba de tasa de errores y la

prueba de cobertura. Esto excluye la evaluación de calidad en las mismas muestras para las que se configuró la regla. El generador y el ensayo son intencionalmente idénticos en las ejecuciones de control; el siguiente episodio viola precisamente esta condición conveniente.

Pruebas en conjuntos independientes utilizando 1000 conjuntos

Comprobar	Frecuencia	Intervalo del 95 % Monte Carlo
Falsa detección con un fondo determinado	5.6 %	4,3 %–7,2 %
Detección A = 0.035 s^{-1}	84.1 %	81,7 %–86,2 %
Detección A = 0.12 s^{-1}	100.0 %	99,62 %–100,00 %
Cobertura A = 0.12 s^{-1}	94.6 %	93,0 %–95,8 %

Los intervalos describen la precisión final de la estimación de Monte Carlo. No son intervalos de confianza para los parámetros físicos del experimento.

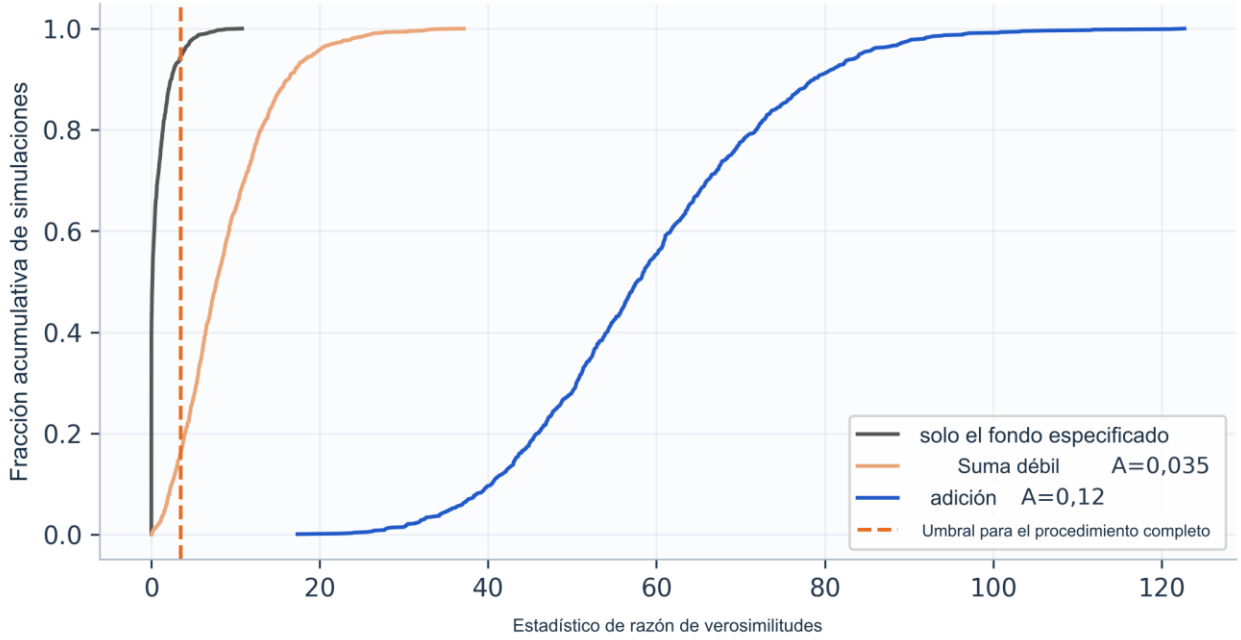


Figura 60. Distribuciones de estadísticas de búsqueda completas por escala: fondo especificado, aditivos débiles y fuertes. El umbral está determinado por un conjunto nulo separado. Cada curva de validación contiene 1000 experimentos sintéticos completos.

Comprobación contra un fondo no incluido en el ajuste

En la última serie, la amplitud fundamental A es cero, pero el entorno crea dos componentes de impulsos aleatorios. Sus escalas espaciales son 0.65ℓ y 2.2ℓ, Los pesos no negativos son 0.65 y 0.35; La amplitud total es 0.12 s^{-1}. Una mezcla de procesos de impulsos gaussianos admisibles sigue siendo un proceso admisible. No es

igual al único núcleo gaussiano, que se usa en la alternativa de análisis, y ciertamente no se incluye en su fondo cuadrático cero.

Sin embargo, el mismo procedimiento supera el umbral anterior en 1000 casos de 1000. Esto no es un error en el cálculo de p en el modelo nulo escrito: ese modelo es realmente incorrecto para el nuevo generador. Sería un error llamar a todos los excesos una detección de colapso objetivo. No hay tal mecanismo en el generador. El resultado solo establece la insuficiencia de la familia de fondo limitada y la preferencia por una forma más flexible de atenuación.

Se puede construir un contraejemplo aún más fuerte. Si al medio se le permite exactamente el mismo núcleo de impulso gaussiano con la misma ley de masas, su generador de conjuntos coincidirá con la dinámica de localización que se está probando. Las predicciones de todas las secuencias del sistema disponibles coinciden, incluyendo réplicas adicionales y observaciones de energía, si la coincidencia cubre el generador completo. La distancia KL mínima es cero. En este caso, el problema no se resuelve aumentando el número de eventos o mediante un optimizador más inteligente.

La salida solo es posible después de agregar información física para la que divergen los modelos: una observación independiente del medio, una limitación verificada de su espectro, una ley diferente dependiendo de la geometría o un nuevo canal de grabación. Tal limitación no puede ser declarada establecida simplemente porque es conveniente para obtener sensibilidad. Por lo tanto, un descubrimiento estadístico positivo en el libro se formula como un desacuerdo con un fondo dado, y la cuestión del origen fundamental permanece condicionada a la integridad de las alternativas físicas.

Selección de mediciones con discriminabilidad consistente

El diseño de la próxima serie comienza con un área de interés determinada. Puede incluir parámetros específicos de hipótesis no nulas o un intervalo que no está ya excluido por otros datos. Las opciones experimentales se comparan con el mismo presupuesto de tiempo y teniendo en cuenta el resultado real de los eventos. Un aumento en la complejidad se justifica si agrega información independiente o reduce la incertidumbre mayor, y no solo aumenta el valor absoluto del contraste ideal.

Un criterio posible es la diferencia mínima en las predicciones probabilísticas para todas las opciones de fondo aceptables. En la siguiente fórmula, el ajuste q indica el protocolo completo, θ_* la hipótesis fija no nula que se está probando, y η_0 y η_1 los parámetros del entorno. Se utilizó la divergencia de Kullback-Leibler entre las distribuciones de los posibles datos. Este es un instrumento de selección de medición; la medida matemática en sí misma no es una nueva entidad física.

Si el mínimo alcanzado es cero, hay predicciones indistinguibles entre las opciones factibles. Este protocolo no garantiza una discriminación uniforme entre los modelos seleccionados. Si el infimum solo se acerca a cero, es necesario estudiar la región limitante por separado. Al buscar en un rango de parámetros fundamentales, uno no puede incluir imperceptiblemente la intensidad cero y luego esperar una sensibilidad

garantizada positiva para todo el rango: en el límite cero, los modelos comparados coinciden.

$$\Delta(q;\theta_*) = \inf_{\eta_0\in\mathcal{N}_0,\eta_1\in\mathcal{N}_1} D_{\mathrm{KL}}\big(P_q(\cdot\mid\theta_*,\eta_1)\|P_q(\cdot\mid H_0,\eta_0)\big).$$

(21.1) Un ejemplo de un criterio para la discriminación estable con una hipótesis fija distinta de cero que se está probando. Los conjuntos de fondos aceptables se especifican mediante calibración independiente. El criterio debe compararse con el costo y la duración del protocolo elegido.

Cuatro diseños con el mismo número de eventos

El criterio de distancia KL mínima se calculó para cuatro protocolos especificados de antemano. Todos tienen 5000 calibraciones y 25 600 eventos principales; las distancias y la distribución de los eventos principales entre ellos cambian. La hipótesis fija no nula tiene A = 0.12 s^{-1} y $r_C = \ell$. El modelo nulo contiene solo un fondo constante y cuadrático. En ambas hipótesis, cinco parámetros de lectura y atenuación normal se varían por separado.

El rango de diseño principal se especifica en coordenadas ($a, b_{01}, B_{21}, b_{02}, B_{22}$): [0.040;0.065], [0.025;0.065], [0.22;0.36], [0.040;0.085], [0.35;0.52]. Estos son rangos claramente aceptados para los cálculos de entrenamiento. No se presentan como restricciones medidas de un laboratorio en particular. En un proyecto de experimento real, tendrían que justificarse mediante una calibración independiente. Después de esto, se realiza una minimización numérica conjunta basada en el fondo de ambas hipótesis. Cada mínimo se prueba contra seis puntos de partida diferentes.

Entre los cuatro candidatos, la opción “Enfasis en la curvatura” tenía la distancia mínima más grande. Su valor es de 45.334. El protocolo uniforme dio 41.274, y la restricción a las divisiones cortas solo dio 7.627. Este es el resultado de una elección dentro de un conjunto finito para un presupuesto específico, y no una prueba del óptimo absoluto sobre todos los controles posibles.

En la versión con énfasis en la curvatura, las distancias son 0; 0.6; 1.3; 2.0; 2.8; 4.0; 6.0 en unidades de ℓ. Se asignan respectivamente 1400; 1200; 1800; 2200; 2000; 1800; 2400 eventos por objeto. El punto cero limita la visibilidad de la base, las distancias intermedias distinguen la flexión del núcleo y las largas distancias limitan el fondo cuadrático y la saturación. Por lo tanto, la distribución de utilidad no coincide con la elección de un único punto de máximo contraste absoluto.

El precio de los supuestos de calibración se prueba mediante la ampliación de los rangos a [0.03;0.09], [0;0.15], [0;0.8], [0;0.15], [0;1.0]. Las distancias mínimas se reducen a medida que el fondo normal tiene más formas de simular la señal. La tabla muestra este cambio para cada diseño. Cuando se incluye una simulación de ruido precisa en el fondo, la distancia se vuelve cero para todas las opciones. Este es un límite cualitativo separado que no se puede superar mediante una redistribución exitosa del mismo presupuesto.

KL es la diferencia esperada de logaritmos de verosimilitud para distribuciones dadas, pero su número no es igual al valor p y no se traduce automáticamente en una serie de desviaciones estándar aquí. El comportamiento del procedimiento completo

en muestras finitas se prueba para un protocolo amplio en un punto nominal; esto no es una prueba de la potencia bajo el fondo del peor caso encontrado por la minimización de KL. Para seleccionar finalmente un nuevo diseño, es necesario repetir estas comprobaciones con su umbral, calibración y pérdidas reales. La minimización realizada proporciona una calificación de diseño razonable y no reemplaza la validación experimental.

Un presupuesto igual en esta comparación significa un número igual de eventos registrados. Si recibir una gran división aumenta el tiempo de preparación o reduce la producción, debe reemplazar el límite de evento con un límite de tiempo total. Sin un modelo de transferencia de este tipo, la promesa de ganancias en las horas de operación sería infundada. Por lo tanto, los resultados presentados conservan estrictamente el significado del recurso que se especificó durante el cálculo.

Selección numérica entre cuatro diseños válidos

Diseño	Eventos	KL mínimo	Después de ampliar el fondo
Separaciones cortas	30600	7.627	0.810
Amplia gama	30600	41.274	15.058
Énfasis en la curvatura	30600	45.334	17.167
Centrarse en la saturación	30600	39.933	15.709

Los mínimos se obtienen numéricamente con varios puntos de partida; esto no es una prueba de la optimalidad global del control continuo.

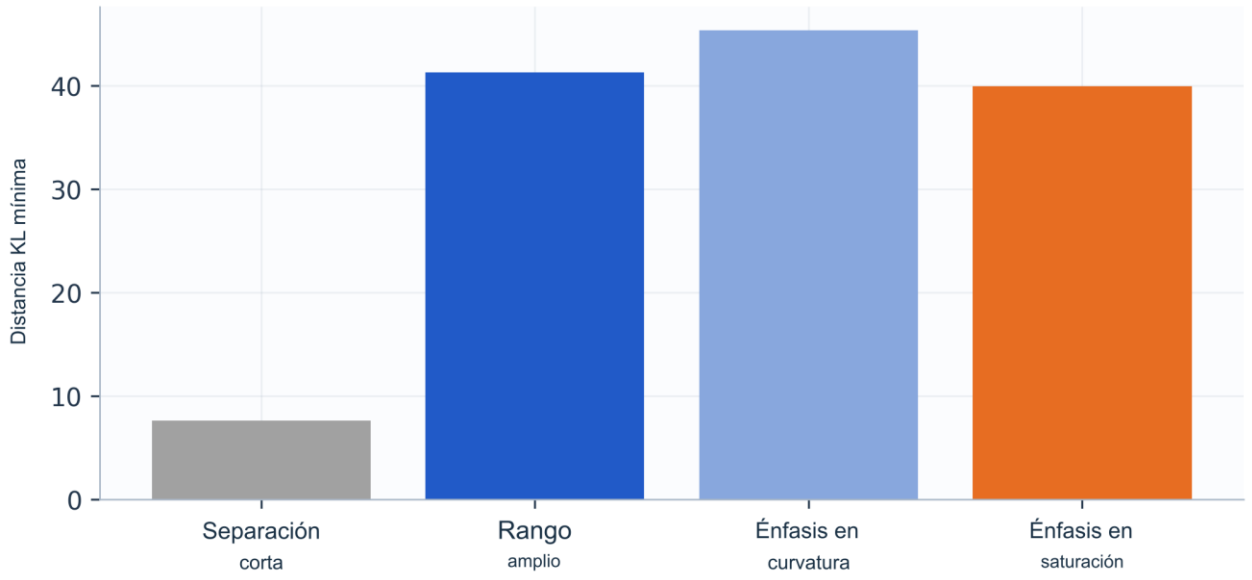


Figura 61. Distancia KL mínima numérica de cuatro protocolos con el mismo presupuesto 30 600 de eventos registrados y un rango de fondo de diseño limitado. Las columnas comparan solo las opciones enumeradas; KL no es un valor p.

Separar la serie de búsqueda de la serie de confirmación

Se necesita una serie de búsqueda para estudiar el dispositivo, detectar interferencias desconocidas y seleccionar un modelo adecuado. Permite cambios en las hipótesis si su origen está documentado. La serie confirmatoria tiene una tarea diferente: verificar una predicción ya registrada. Antes de abrirlo, se registran el protocolo, el rango de parámetros, el método de procesamiento, las observaciones de control y las condiciones para reconocer el resultado como inconsistente con el modelo.

La independencia de la confirmación aumenta cuando cambia el régimen físico. Una predicción para una masa o forma diferente proporciona más información sobre la universalidad que repeticiones adicionales del objeto anterior. La predicción de una nueva secuencia prueba el modelo temporal. La reproducción de otra instalación se transfiere más allá del entorno específico. Ninguna de estas opciones garantiza un descubrimiento fundamental, pero cada una cierra alguna posibilidad de atribuir el resultado a una característica local.

Una observación inesperada retiene el valor incluso si falla un criterio predeterminado. Se puede utilizar para construir la siguiente versión de la hipótesis. En este caso, el resultado se devuelve honestamente a la fase de búsqueda. Tal disciplina no prohíbe la creatividad: hace una distinción entre el momento en que surge una idea y el momento en que una idea se enfrenta por primera vez al escrutinio independiente.

Razones formales para rechazar la versión de hipótesis

La versión espacial se rechaza cuando su ley de núcleo fijo y relación de masas no describe las observaciones previstas bajo parámetros generales aceptables, y el procedimiento de verificación conjunta tiene en cuenta errores y comparaciones múltiples. La versión exponencial única basada en el tiempo se rechaza cuando no predice secuencias de control reservadas para la evaluación dentro de incertidumbres razonables. Estos hallazgos se aplican a versiones específicas y no a todos los posibles procesos adicionales.

El método de detección propuesto también puede fallar independientemente de la verdad de la hipótesis física. Si la adición de un mecanismo de fondo válido hace que la señal sea precisamente no identificable, debe abandonarse la alegación de que este conjunto de observaciones establece su origen. Si la precisión de calibración requerida no está disponible en la plataforma seleccionada, este protocolo se aplaza. Si una implementación computacional viola la positividad de un estado o unidad, el modelo se corrige primero y cualquier límite derivado del error se invalida.

Evitar la generalidad es especialmente importante cuando se transfiere entre sistemas. Si diferentes plataformas requieren parámetros fundamentales incompatibles después de una comprobación exhaustiva del entorno, no puede ingresar una intensidad diferente para cada una y mantener el mismo nombre de la hipótesis. Se puede proponer una nueva ley de dependencia, pero se convierte en una

nueva versión con sus propias predicciones. Necesitará otra serie independiente, no un reciclaje de éxitos anteriores.

Resultado con o sin efecto residual

La ausencia de una señal adicional significativa conduce a limitaciones de parámetros. Es necesario publicar el área de escala en la que el experimento es verdaderamente sensible y las condiciones en las que se basa el límite. Una familia con una intensidad arbitrariamente débil generalmente mantiene un límite casi estándar. Por lo tanto, la formulación del resultado debe distinguir entre la exclusión de un área específica y la evidencia de la ausencia de cualquier posible desviación.

Si hay un residuo presente, primero se prueban explicaciones alternativas y la dependencia de la conclusión en el modelo. A continuación se examinan el perfil espacial predicho, la estructura temporal y el transporte entre objetos. La evidencia sólida requiere un acuerdo entre estas partes, no solo un pequeño error de una amplitud. Particularmente valioso es un resultado que vincula dos observaciones diferentes por adelantado y resiste sus pruebas conjuntas sin agregar parámetros libres.

Si el resto desaparece después de mejorar la descripción del entorno, la investigación no pierde su significado. Se identificó el mecanismo real, se corrigió el modelo de instalación y se aclararon las condiciones para futuras pruebas. Este resultado debe mantenerse en el informe final, en lugar de dejar solo la última curva exitosa. Un historial de explicaciones excluidas ayuda a otros grupos a evitar cometer el mismo error.

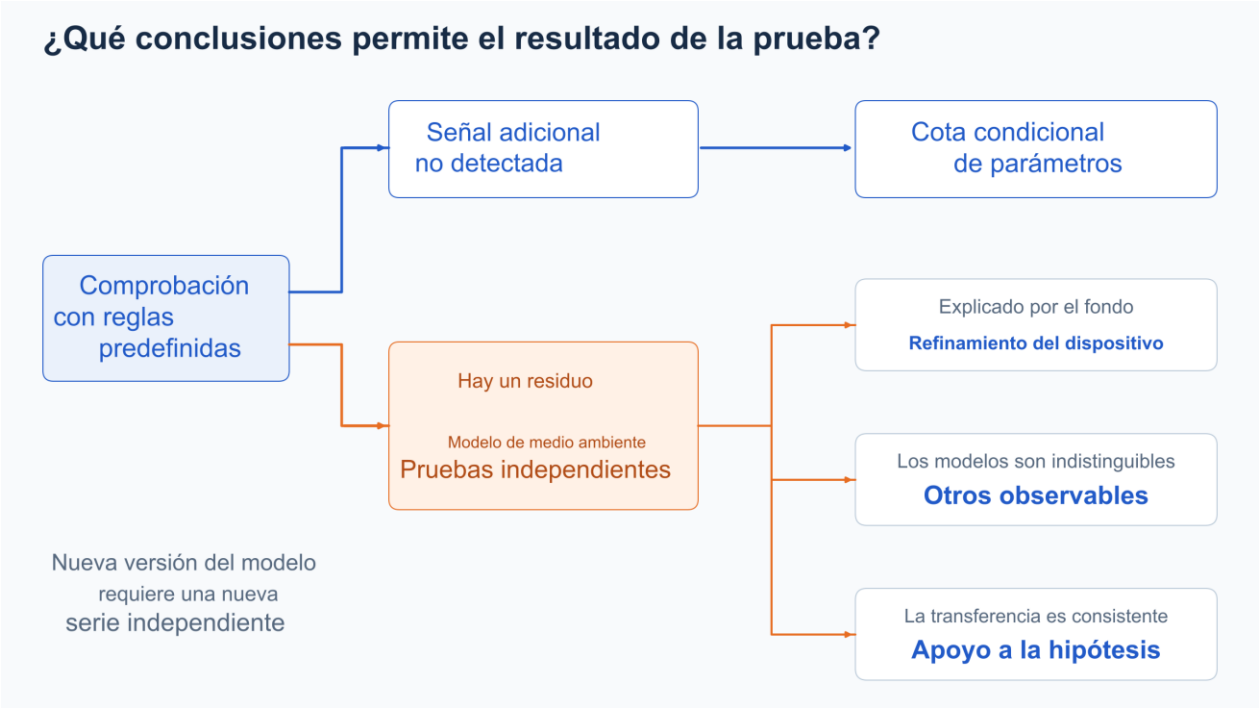


Figura 62. La ausencia de una señal adicional proporciona una limitación condicional de los parámetros en el área sensible del experimento. El resto guía la investigación hacia un modelo del entorno, pruebas independientes y transferencia preespecificada. La explicación de fondo aclara el dispositivo; la indiscernibilidad exacta requiere otro observable; una migración consistente admite una versión específica solo dentro del rango probado. Ni exceder un umbral estadístico ni un pequeño valor p por sí mismo conduce al descubrimiento del colapso. Si se utiliza una sorpresa para cambiar el modelo, se comprueba mediante la siguiente serie independiente.

Resultado completado y próxima tarea científica

El programa de ordenador produjo varios resultados de diferente naturaleza. El análisis de interferencias publicado se reproduce en datos externos. El experimento espacial ilustrativo avanza desde resultados binarios hasta la estimación general de parámetros, tasas de descubrimiento falsas verificadas y predicción de nuevas condiciones. Un ejemplo temporal cuantifica cómo el control finito y el error de registro crean un componente blanco falso. La parte de gravedad relaciona la fase ideal con el umbral de ruido y la evidencia medible.

También hay un resultado negativo que determina la fuerza de cualquier declaración positiva: la expansión del fondo admisible puede destruir la identificación física, incluso cuando la prueba estadística rechaza con confianza el fondo original. La imitación exacta da como resultado la coincidencia de canales y la discriminabilidad cero; la mezcla aproximada de escalas de ruido muestra la fragilidad del modelo estrecho en datos finitos. Ambos casos se conservan en el conjunto final porque limitan el significado del resto descubierto.

La siguiente tarea científica independiente debe establecerse en relación con estos resultados. Por ejemplo, se puede buscar una restricción medible en el campo circundante que excluya la simulación exacta y, sin embargo, se pruebe independientemente de la señal que se busca. Otra opción es extender la calibración estadística completa a un rango continuo de escalas y una clase de efectos

sistemáticos establecida experimentalmente. Cada dirección requerirá su propio resultado y comparación con la literatura; la completitud de los cálculos educativos no reemplaza la evidencia de novedad científica.

De este modo, el libro lleva la lógica de investigación a un procedimiento ejecutable. Su resultado no es la promesa de descubrir necesariamente una nueva física, sino la capacidad de decir de antemano qué distingue al experimento elegido, con qué frecuencia el análisis es incorrecto y qué observaciones adicionales podrían hacer que la conclusión sea más fuerte. Es precisamente esta precisión la que hace que el trabajo adicional sea acumulativo: el siguiente resultado se basa en el cálculo reproducido y el límite conocido de su aplicabilidad.

Una inferencia física se vuelve más fuerte cuando se conoce su sensibilidad numérica y su límite. En este programa, ambos elementos se presentan juntos: las comprobaciones completadas son adyacentes a contraejemplos obvios de indistinguibilidad. Una mayor expansión de la teoría cuántica debe mantener la misma conexión entre fórmula, medición, predicción alternativa e independiente.

Qué se ha establecido y dónde termina la inferencia

La secuencia de estado a observación nos permite separar la corrección computacional de la suficiencia física. Las mismas probabilidades en la misma base no significan el mismo estado. La misma ecuación de conjunto no define una sola historia estocástica individual. El mismo canal de medición para todo control permitido, por el contrario, significa una indistinguibilidad operativa precisa: aumentar el número de repeticiones no crea la diferencia faltante.

Un ejemplo espacial proporciona un desarrollo concreto de esta idea. El contraste de los tres ajustes elimina los fondos constantes y cuadráticos dados, pero sigue siendo sensible a los fondos no lineales y a los errores geométricos. La trayectoria real cambia lo óptimo: con separación triangular y convergencia $d_0/rC \approx 3.06018$ en lugar de 2.09629 para una distancia constante. La medición del calentamiento conjunto ayuda contra alternativas individuales, pero no elimina la coincidencia exacta del generador completo con un entorno de pulso aleatorio aceptable.

La conexión con el experimento real es proporcionada por el conjunto de sodio publicado: 95 exploraciones, 3895 posiciones y 10 772 714 recuentos. Repetir el procedimiento del autor publicado da $\mu = 15.453634$, que es coherente con el redondeo publicado. La especificación y el presupuesto muestran la escala de tiempo, geometría, composición del gas y registro. También explican por qué el número de reproducción para calibraciones fijas no reemplaza el análisis de todas las incertidumbres sistemáticas.

En un experimento estadístico separado, se prueba el procedimiento de inferencia en sí. Una búsqueda completa sobre una cuadrícula de escala predefinida se incluye en la calibración cero. Las tiradas independientes producen 56 detecciones falsas en 1000 conjuntos cero a la tasa nominal del 5%; la cobertura del área del perfil en el punto probado es 946 de 1000. Para una señal introducida débil, la detección se produce en el 841 de la serie 1000. La incertidumbre de estas acciones y la limitación del rango de parámetros probados se dan en el capítulo 21.

La expansión del fondo cambia el significado físico del resultado. Una mezcla de ruido espacial ordinario puede rechazar consistentemente un modelo nulo demasiado estrecho sin colapso objetivo. El pulso de control finito y la falta de coincidencia de lectura pueden crear un residuo blanco falso cuando se ajusta a la fórmula de temporización ideal. Estos ejemplos muestran cuánto de la inferencia es proporcionada por la prueba estadística y cuánto es proporcionado por la limitación independiente de la alternativa física.

El ejemplo gravitacional se lleva de cuatro fases a un estado mixto, un testigo de tres ajustes de medición y estadísticas finitas. Con un desfase independiente explícitamente elegido, la condición de entrelazamiento se obtiene analíticamente y se verifica mediante cálculo de matriz. Una comparación de la interacción unitaria con el ruido mínimo de un canal clásico dado se lleva a cabo en el dominio general de aplicabilidad. La conclusión sobre el mediador sigue estando relacionada con las premisas de las teorías comparadas, y los requisitos numéricos resultantes siguen estando relacionados con los parámetros del experimento de aprendizaje.

El trabajo experimental adicional tiene resultados claros: calibración independiente del medio, expansión del rango de geometrías, verificación de la transferencia de parámetros generales y comparación de dinámicas especificadas de acuerdo con los eventos iniciales. El libro proporciona pasos matemáticos, numéricos y de replicación sobre los cuales construir este trabajo. Una afirmación sobre la nueva física requerirá observaciones que resistan la misma comparación detallada con alternativas válidas.

Apéndice A Símbolos y unidades físicas

Notación común

Las diferentes secciones utilizan modelos de diferentes niveles. La matriz ρ siempre describe el estado de un sistema explícitamente elegido; no tiene que ser puro. H es el Hamiltoniano., $\hbar$ es la constante de Planck dividida por dos π. En fórmulas con sistemas compuestos, los subíndices A y B indican los subsistemas, y Tr es la traza o traza parcial cuando se especifica el subsistema excluido.

La distancia entre las ramas se denota por d o Δx. En el ejemplo de la gravedad, d podría representar la distancia promedio entre los objetos, y s su separación interna; el significado se especifica inmediatamente antes del cálculo. Esta distinción es importante: la distancia entre objetos y el tamaño de superposición sirven para diferentes roles físicos.

La tasa de localización Γ tiene la dimensión del tiempo inverso. En el modelo espacial compacto, A es la frecuencia efectiva, r_C es la longitud de correlación. La frecuencia base λ_0 y la A efectiva se relacionan solo en un modelo y aproximación geométrica explícitamente especificados. Estas designaciones no se pueden usar como parámetros idénticos sin un coeficiente de masa.

En el modelo de difusión, D_{pp} tiene la dimensión del cuadrado del momento dividido por el tiempo. Por lo tanto, D_{pp} $d^2/\hbar^2$ es la tasa, y D_{pp}/m es la tasa de cambio de la energía cinética de un grado cartesiano de libertad. La transición a la energía tridimensional completa requiere tener en cuenta todos los componentes y la normalización aceptada.

En el modelo de ruido temporal, δω es la frecuencia angular, σ es su amplitud cuadrática media, τ_c es el tiempo de correlación. El exponente de la amortiguación χ es adimensional. La combinación $\sigma^2\tau_c^2$ también es adimensional, por lo que puede multiplicar la función de relación T/τ_c. Esta simple comprobación ayuda a detectar multiplicadores de tiempo perdidos.

En un interferómetro de sodio, d_g denota el periodo de rejilla, L es la distancia entre rejillas adyacentes, T_{13} Es el tiempo de vuelo del primero al tercero. Esto elimina la confusión con la distancia d entre cuerpos gravitantes. En el reanálisis, τe es el tiempo de clasicización con la normalización de la masa electrónica, y $\hbar/\sigma q$ es la longitud espacial de su propia convención; su conexión con λ y rC se establece comparando los generadores.

Comprobación de casos límite

Una fórmula correcta debe pasar algunas pruebas simples. Cuando la intensidad del proceso añadido desaparece, el pronóstico original debe ser restaurado. Con la separación cero de las dos ramas espaciales, la contribución de localización

correspondiente debería desaparecer. A una distancia suficientemente pequeña, el núcleo saturado debe ser consistente con su expansión cuadrática.

Para un núcleo espacial gaussiano, la separación pequeña significa que d/r_C es mucho menor que uno. Un aumento de masa a una densidad constante aumenta el tamaño del cuerpo; por lo tanto, puede sacar el sistema del modo compacto. No se puede aumentar simultáneamente la masa indefinidamente y guardar la fórmula de un objeto puntual sin comprobar la geometría.

Para ruido con memoria, el límite de ruido blanco requiere especificar qué combinación de parámetros permanece constante. Si el tiempo de correlación se reduce a una varianza fija, la intensidad integrada del ruido puede desaparecer. Si preservamos el área de la función de correlación, obtenemos una contribución finita de Markov. Diferentes procedimientos de limitación corresponden a diferentes modelos físicos.

Apéndice B Glosario conciso

Estados y mediciones

La amplitud es una cantidad compleja utilizada para calcular la probabilidad. Si hay alternativas coherentes, se suman las amplitudes, después de lo cual se toma el cuadrado del módulo. La amplitud no es una probabilidad negativa o compleja de un resultado observado.

La coherencia es la presencia de conexiones de fase en relación con el conjunto seleccionado de alternativas. Su observabilidad depende de las medidas disponibles. En la matriz de densidad, las conexiones correspondientes se expresan por elementos fuera de la diagonal en la base seleccionada.

La decoherencia es una reducción en las conexiones coherentes disponibles cuando se describe un sistema seleccionado. En la teoría estándar, puede surgir debido a correlaciones con el medio ambiente. El término en sí no establece la irreversibilidad fundamental de la descripción completa.

El entrelazamiento es una propiedad de un estado compuesto que no puede representarse como una mezcla convexa de productos tensores de estados de subsistemas con ponderaciones no negativas cuya suma es igual a uno. La correlación clásica de los resultados en una sola base no es suficiente para establecer el entrelazamiento.

Colapso es una palabra con varios usos. Puede denotar una actualización condicional de un estado después de un resultado de medición o un supuesto proceso físico objetivo. El libro aclara el significado: los modelos de colapso objetivo se consideran hipótesis dinámicas separadas.

La visibilidad de la interferencia es una medida de la profundidad de modulación del patrón observado. Su reducción puede depender de la coherencia, el recuento de fondo y el procedimiento de lectura. La interpretación física requiere un modelo de estas contribuciones.

Ruido e inferencia de datos

La descripción de Markov es una aproximación en la que el modelo evolutivo elegido no requiere una consideración explícita de la memoria del entorno de la historia anterior. Su aplicabilidad está relacionada con la escala de tiempo y la naturaleza de la interacción; la palabra "markoviano" no significa automáticamente fundamental.

El ruido coloreado es ruido con una dependencia de frecuencia no trivial de la potencia espectral. Se caracteriza por correlaciones temporales. El tipo específico de espectro debe especificarse y verificarse en el rango disponible.

La identificabilidad es la capacidad de distinguir entre valores de parámetros basados en observaciones seleccionadas. La inidentificabilidad estructural significa

una degeneración precisa de las predicciones; la discriminabilidad débil práctica significa una precisión insuficiente con una diferencia distinta de cero.

El modelo nulo es el modelo contra el cual se prueba el efecto adicional. Debe incluir procesos e incertidumbres significativos conocidos. Su rechazo no selecciona automáticamente una alternativa en particular.

La incertidumbre sistemática es la incertidumbre asociada con la calibración, respuesta, condiciones o estructura del modelo. No tiene que disminuir con un simple aumento en el número de mediciones idénticas.

La prueba de exclusión es la evaluación de las predicciones en condiciones no utilizadas para configurar el modelo. Proba la transferibilidad de los parámetros y ayuda a detectar el sobreajuste, pero su interpretación depende de cuán independientes e informativas sean las nuevas condiciones.

El poder de una prueba es la probabilidad de rechazar el modelo nulo dada una alternativa dada. Depende del tamaño del efecto, el diseño de la medición y las suposiciones de fondo. Por lo general, no hay un solo número de potencia para todas las señales posibles.

La cobertura es la proporción de conjuntos de datos replicados en los que la región construida contiene el parámetro verdadero. La verificación numérica en un punto y con un generador no demuestra una cobertura correcta sobre todo el espacio de parámetros.

El perfilado es la maximización de la verosimilitud respecto a los parámetros auxiliares, dado un parámetro fijo de interés. Tiene en cuenta la posibilidad de compensar el efecto del interés al permitir un cambio en el fondo, pero no agrega mecanismos que faltan en el modelo.

La divergencia de Kullback-Leibler es una diferencia matemática entre distribuciones dadas, expresada aquí en nat. Es útil para comparar diseños dadas las alternativas y recursos seleccionados; no es en sí mismo un valor p o probabilidad de descubrimiento.

Apéndice C Reproducción de los cálculos

Conjunto de materiales originales

El conjunto público original de mediciones de sodio se encuentra en data/pedalino_2026; el archivo original y los metadatos se almacenan por separado. Para los datos y el código de terceros, la atribución es CC BY 4.0.

Las comprobaciones básicas cubren el núcleo espacial, la combinación de tres puntos, las integrales de tiempo y el ejemplo gravitacional. Las tolerancias absolutas y relativas se especifican para cada uno. Los cálculos adicionales prueban dos bases, instrumentación, historias estocásticas, trayectorias y observaciones de energía. La correspondencia de los programas con estas tareas se da en las instrucciones adjuntas.

replicate_pedalino.py ejecuta el procedimiento del autor original en una copia de trabajo del archivo sin realizar ningún cambio numérico en el código fuente. platform_v02.py ajusta de forma independiente los escaneos individuales y calcula el presupuesto del entorno condicional, las especificaciones y el mapa de localización ilustrativo. Sus resultados están separados de los sintéticos. statistics_v02.py conjuntos.

statistics_v02.py reproduce el procedimiento binomial completo, cero ejecuciones, señales insertadas, cobertura, evaluación con datos reservados y comparación de diseño. control_v02.py calcula impulsos finitos en el ruido estacionario de Ornstein-Uhlenbeck. gravity_v02.py construye estado mixto, testigo, estadística finita, reloj y comparación de dinámica gravitacional.

spacetime_v02.py verifica la ley general condicional de las correlaciones espaciales y temporales del campo de masas gaussiano: ramas estacionarias y móviles, cuerpo extendido, acuerdo de la integral de Fourier y el límite de ruido blanco. Este programa no es una simulación de una nueva teoría fundamental del colapso.

Procedimiento de ejecución

La preparación del entorno informático y los comandos para diferentes sistemas operativos se dan en las instrucciones adjuntas para los cálculos.

Controles básicos y foundations_v02.py se realizan primero. Siguiente, replicate_pedalino.py es lanzado, seguido por platform_v02.py, que utiliza la densidad guardada. Los cálculos espacio-temporales, estadísticos, temporales y gravitacionales son independientes de este orden. El comando de repetición completa y la información sobre los resultados guardados se dan en las instrucciones. Full Monte Carlo requiere más tiempo que construir curvas deterministas.

Para series aleatorias, el estado inicial del generador es fijo en el código. Esto permite que se repita un ejemplo específico, pero no hace que la tasa de error estimada sea una constante matemática exacta: el conjunto final tiene su propia

incertidumbre. Por lo tanto, las fracciones numéricas van acompañadas de intervalos, y las garantías analíticas se separan de las frecuencias en la simulación seleccionada.

¿Qué significa la repetición exitosa?

La coincidencia de la expresión analítica con un cálculo numérico independiente verifica la implementación bajo sus supuestos. Una coincidencia con un número publicado comprueba la reproducción del procedimiento especificado. Ninguna de estas comprobaciones establece automáticamente la verdad del mecanismo físico elegido.

Para el conjunto de sodio, se almacenan los hashes fuente, el número de puntos, las sumas de comprobación y la densidad resultante. Para el experimento sintético, se conservan la ley de generación, los ajustes, los umbrales y los resultados de las series independientes. Para ejemplos geométricos y temporales, se indican límites de aproximación. De esta manera, el lector puede distinguir entre error de programación, error numérico, incertidumbre estadística y limitaciones del propio modelo.

Apéndice D Derivaciones técnicas

Verosimilitud binomial y calibración conjunta

Deje en la i-ésima configuración de pruebas binarias independientes N_i hay resultados k_i «más». Su probabilidad p_i depende de parámetros físicos y de calibración. El número de posibles permutaciones de resultados idénticos es igual al coeficiente binomial; multiplicar las probabilidades de ensayos individuales da la probabilidad k_i. Para configuraciones independientes, el producto se convierte en una suma después del logaritmo. Una calibración separada agrega su propio término ℓ_{cal} en lugar de arreglar la c desconocida sin error.

Para el modelo usado $p_i = (1 + \exp(-z_i))/2$, El predictor lineal z_i Está escrito como $X_i\theta$ con fijo r_C. La primera coordenada a = −lnc está incluido tanto en los datos principales como en la calibración. Los valores de fondo A y local determinan las columnas restantes. La derivada de la probabilidad es igual a $-\exp(-z_i)X_i/2$. La sustitución de la derivada del logaritmo da el gradiente utilizado en la optimización; su verificación independiente se realiza por diferencia central.

La información esperada depende de la probabilidad en sí misma, por lo que la misma N no significa la misma precisión para todos los ajustes. La matriz dada describe el modo interno regular con una estructura fija del modelo. En el límite A = 0, La dependencia en r_C desaparece y no es aplicable la circulación regular de la matriz de información completa. Por lo tanto, el umbral cero del capítulo 21 se construye simulando toda la búsqueda, y no por el error simétrico de una estimación de longitud inexistente.

$$\ell(\theta) = \ell_{\text{cal}}(\theta) + \sum_i [k_i \ln p_i + (N_i - k_i)\ln(1 - p_i)] + \text{const}$$

(A4.1) Los términos que no dependen de parámetros solo se pueden omitir al comparar los mismos datos.

$$\mathcal{J}_{ab} = \sum_i \frac{N_i}{p_i(1 - p_i)} \frac{\partial p_i}{\partial \theta_a} \frac{\partial p_i}{\partial \theta_b}.$$

(A4.2) La línea de calibración se incluye en la misma cantidad. Para calibraciones externas gaussianas independientes, su matriz de información se añadiría adicionalmente.

Variación mínima al excluir un fondo determinado

Considere el modelo lineal y = Fβ + A s + ε, donde eε = 0 por Cov ε = Σ Es positivo definido. La estimación lineal deseada = w^TY debe ser imparcial para cualquier β. Esto requiere w^TF = 0 y w^Ts = 1. La varianza es igual a^TΣw. El problema es minimizar la forma cuadrática positiva bajo restricciones lineales, por lo tanto, con una dirección admisible no degenerada, la solución es única.

Su proyección ponderada sobre las columnas de F se resta de la señal. El resultado $s_\perp$ Satisfacer $f^T\Sigma^{-1}\, s_\perp = 0$. Seleccionando w proporcional a $\Sigma^{-1}\, s_\perp$ elimina automáticamente el fondo. La normalización $w^Ts = 1$ fija el factor restante. Dado que s difiere de $s_\perp$ solo por un vector del subespacio de fondo, el denominador se puede escribir en términos de $s_\perp$ en ambos lados. Sustituyendo de nuevo en la varianza da la norma ponderada inversa de la señal.

Por tres puntos $d_j^2 = j\, d_0^2$, j = 1,2,3, Las columnas F son iguales a una constante y d^2. El espacio de contrastes admisibles es unidimensional: la suma de los pesos y su producto escalar con (1,2,3) debe desaparecer. El vector (1,−2,1) cumple ambas condiciones. Especifica el contraste no normalizado Q; para estimar A, debe dividirse por el producto punto con la forma de onda. Para errores de velocidad independientes iguales σ_R, la dispersión Q es igual a $6\sigma_R^2$.

Si $s_\perp = 0$, la señal se encuentra completamente en el fondo permitido. El denominador de inversión desaparece, y no hay un estimador lineal de varianza finita imparcial de A con estas restricciones. Un valor pequeño distinto de cero da una gran varianza. La sustitución de la inversión por regularización numérica puede mejorar la estabilidad del cálculo, pero no crea información física: introduce una restricción adicional que debe nombrarse.

$$\mathbf{s}_\perp = \mathbf{s} - F(F^T\Sigma^{-1}F)^{-1}F^T\Sigma^{-1}\mathbf{s}$$

(A4.3) Se asumen columnas linealmente independientes de F. De lo contrario, primero se selecciona una base independiente.

$$\mathbf{w} = \frac{\Sigma^{-1}\mathbf{s}_\perp}{\mathbf{s}_\perp^T\Sigma^{-1}\mathbf{s}_\perp}$$

$$\mathrm{Var}(\widehat{A}) = \frac{1}{\mathbf{s}_\perp^T\Sigma^{-1}\mathbf{s}_\perp}.$$

(A4.4) La forma y la covarianza Σ deben especificarse antes de las pruebas confirmatorias. Su oscuridad requiere una capa adicional de inferencia.

De la fase gaussiana a Ramsey y eco

Para la desfase pura, la fase relativa aleatoria es $\phi_y = \int_0^T y(t)\delta\omega(t)dt$. Si δω es un proceso gaussiano cero, cualquier combinación lineal es también gaussiana. La función característica da $\langle \exp(i\phi_y)\rangle = \exp[-\mathrm{Var}(\phi_y)/2]$. La sustitución de la varianza de la integral conduce inmediatamente a la doble integral χ_y. La media cero elimina la fase determinista; una media distinta de cero tendría que tenerse en cuenta por separado.

Por Ramsey y = 1. La simetría del correlador permite que el triángulo de integración inferior se duplique; el multiplicador 1/2 desaparece. La integral interna de la exponencial es igual a $\tau_c(1 - \exp(-t/\tau_c))$. La integración posterior sobre t da

$\sigma^2\tau_c^2[x - 1 + \exp(-x)]$, donde $x = T/\tau_c$. Las dimensiones son comprobadas por el producto $\sigma^2\tau_c^2$.

Para el eco, el intervalo se divide por la mitad. La contribución de cada mitad es igual a la mitad de la construcción Ramsey de la duración correspondiente, y la contribución cruzada cambia de signo. Denominación $h = T/2$, la integral de correlación entre las mitades se obtiene como $\sigma^2\tau_c^2(1 - \exp(-h/\tau_c))^2$. Restar esta contribución de la suma de las dos varianzas dentro de la mitad da la expresión χ_E en el capítulo 18. La misma operación muestra por qué la contribución total de blanco $\gamma_w T$ se reduce en el logaritmo de la relación de visibilidad.

La prueba utiliza la interacción de fase de desplazamiento y el cambio de signo ideal. Dentro de un pulso transversal finito, el operador de acoplamiento gira y diferentes momentos de tiempo no pueden conmutar. Entonces, sustituir un escalar suavizado arbitrario y(t) no es una solución universal. Es por eso que el cálculo adicional utiliza el vector Bloch completo de tres componentes y los modos Hermite del proceso OU.

$$\chi_R = \int_0^T dt \int_0^t ds\sigma^2 e^{-(t-s)/\tau_c}, \chi_R - \chi_E = 2\sigma^2\tau_c^2\left(1 - e^{-T/(2\tau_c)}\right)^2.$$

(A4.5) La diferencia en los indicadores da directamente el logaritmo de la relación de visibilidad normalizada a la misma tasa de ruido blanco.

¿Por qué la coincidencia de canales excluye la discriminación?

Para una preparación fija ρ y la medida E, la probabilidad del resultado es igual a $\mathrm{Tr}[E\mathcal{E}(\rho)]$, donde $\mathcal{E}$ es el canal del intervalo seleccionado. Si dos descripciones tienen el mismo canal para todas las preparaciones y controles válidos, dan la misma probabilidad de cada resultado. La igualdad no depende del número de repeticiones: las distribuciones de toda la muestra independiente también son las mismas.

Una secuencia de mediciones requiere una condición más fuerte que la coincidencia de una matriz de estado final. Entre las etapas, los instrumentos disponibles $\mathcal{J}_a$ operan, y la probabilidad conjunta es igual a la traza de la composición de canales e instrumentos. Si dos mecanismos coinciden en cada una de estas etapas para todo el control permitido, la igualdad de probabilidades se demuestra por sustitución secuencial. Para procesos con memoria, emparejar canales de un solo paso no es suficiente por sí solo: se requiere emparejar estadísticas multitemporales completas.

El medio de pulso aleatorio blanco y la ecuación de conjunto de localización elegida pueden tener el mismo generador de Markov en el sistema. Para el mismo control añadido, sus canales de sistema son los mismos. Una medición independiente del entorno ampliaría una variedad de instrumentos y podría destruir la igualdad, pero no pertenece al conjunto limitado original de observaciones. Lo mismo se aplica al acceso al registro oculto de historias estocásticas individuales.

Si las probabilidades son iguales, el logaritmo de la razón de verosimilitudes para cualquier conjunto de resultados es cero, y la distancia KL también es cero. Dados los pesos anteriores iguales, ninguna regla de decisión vencerá a la elección aleatoria en este problema de coincidencia exacta. La siguiente pregunta significativa es qué extensión físicamente accesible de las observaciones hace que las distribuciones sean diferentes. Requiere un nuevo cálculo, y no un aumento en la complejidad del clasificador anterior.

$$P(a_1, \dots, a_n) = \mathrm{Tr}\Big[\mathcal{J}_{a_n}\mathcal{E}_n \cdots \mathcal{J}_{a_1}\mathcal{E}_1(\rho)\Big].$$

(A4.6) Expresión compuesta para el experimento secuencial de Markov. Los procesos con memoria requieren una descripción conjunta del sistema y la memoria o un proceso multi-tiempo equivalente.

Referencias

La lista combina investigación primaria y revisiones de referencia. Las referencias numéricas en el texto conducen a entradas bibliográficas. Las versiones del autor y las publicaciones de la revista del mismo trabajo se combinan; los preprints se indican por separado.

[1] M. Arndt, O. Nairz, J. Vos-Andreae, C. Keller, G. van der Zouw, A. Zeilinger. Wave–particle duality of C60 molecules. Nature 401, 680–682 (1999). Artículo experimental revisado por pares.

DOI 10.1038/44348

[2] B.-G. Englert. Fringe Visibility and Which-Way Information: An Inequality. Physical Review Letters 77, 2154–2157 (1996). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1103/PhysRevLett.77.2154

[3] W. H. Zurek. Pointer basis of quantum apparatus: Into what mixture does the wave packet collapse. Physical Review D 24, 1516–1525 (1981). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1103/PhysRevD.24.1516

[4] W. H. Zurek. Environment-induced superselection rules. Physical Review D 26, 1862–1880 (1982). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1103/PhysRevD.26.1862

[5] J. S. Bell. On the Einstein Podolsky Rosen paradox. Physics Physique Fizika 1, 195–200 (1964). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1103/PhysicsPhysiqueFizika.1.195

[6] J. F. Clauser, M. A. Horne, A. Shimony, R. A. Holt. Proposed Experiment to Test Local Hidden-Variable Theories. Physical Review Letters 23, 880–884 (1969). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1103/PhysRevLett.23.880

[7] B. Hensen et al.. Loophole-free Bell inequality violation using electron spins separated by 1.3 kilometres. Nature 526, 682–686 (2015). Artículo experimental revisado por pares.

DOI 10.1038/nature15759

[8] G. Lindblad. On the generators of quantum dynamical semigroups. Communications in Mathematical Physics 48, 119–130 (1976). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1007/BF01608499

[9] V. Gorini, A. Kossakowski, E. C. G. Sudarshan. Completely positive dynamical semigroups of N-level systems. Journal of Mathematical Physics 17, 821–825 (1976). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1063/1.522979

[10] M. F. Pusey, J. Barrett, T. Rudolph. On the reality of the quantum state. Nature Physics 8, 475–478 (2012). Artículo teórico revisado por pares con la versión del autor.

DOI 10.1038/nphys2309

[11] N. Gisin. Weinberg’s non-linear quantum mechanics and supraluminal communications. Physics Letters A 143, 1–2 (1990). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1016/0375-9601(90)90786-N

[12] U. Sinha, C. Couteau, T. Jennewein, R. Laflamme, G. Weihs. Ruling Out Multi-Order Interference in Quantum Mechanics. Science 329, 418–421 (2010). Artículo experimental revisado por pares con la versión del autor.

DOI 10.1126/science.1190545

[13] H. Everett III. Relative State Formulation of Quantum Mechanics. Reviews of Modern Physics 29, 454–462 (1957). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1103/RevModPhys.29.454

[14] D. Bohm. A Suggested Interpretation of the Quantum Theory in Terms of Hidden Variables I. Physical Review 85, 166–179 (1952). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1103/PhysRev.85.166

[15] Sebastian Pedalino; Bruno E. Ramírez-Galindo; Richard Ferstl; Klaus Hornberger; Markus Arndt; Stefan Gerlich. Probing quantum mechanics with nanoparticle matter-wave interferometry. Nature 649, 866–870 (2026). Artículo experimental revisado por pares.

DOI 10.1038/s41586-025-09917-9

[16] E. Aprile et al.; XENON Collaboration. Challenging Spontaneous Quantum Collapse with the XENONnT Dark Matter Detector. Physical Review Letters 136, 120201 (2026). Artículo experimental revisado por pares.

DOI 10.1103/2jm3-4976

[17] Stefan Nimmrichter; Klaus Hornberger; Philipp Haslinger; Markus Arndt. Testing spontaneous localization theories with matter-wave interferometry. Physical Review A 83, 043621 (2011). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1103/PhysRevA.83.043621

[18] Bassano Vacchini. Theory of decoherence due to scattering events and Lévy processes. Physical Review Letters 95, 230402 (2005). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1103/PhysRevLett.95.230402

[19] Shaun Laing; James Bateman. Bayesian inference for near-field interferometric tests of collapse models. Physical Review A 110, 012214 (2024). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1103/PhysRevA.110.012214

[20] Davide Giordano Ario Altamura; Andrea Vinante; Matteo Carlesso. Improved bounds on collapse models from rotational noise of the Laser Interferometer Space Antenna Pathfinder mission. Physical Review A 111, L020203 (2025). Análisis revisado por pares de las mediciones existentes.

DOI 10.1103/PhysRevA.111.L020203

[21] Gian Carlo Ghirardi; Philip Pearle; Alberto Rimini. Markov processes in Hilbert space and continuous spontaneous localization of systems of identical particles. Physical Review A 42, 78–89 (1990). Artículo teórico original revisado por pares.

DOI 10.1103/PhysRevA.42.78

[22] Lajos Diósi. Models for universal reduction of macroscopic quantum fluctuations. Physical Review A 40, 1165–1174 (1989). Artículo teórico original revisado por pares.

DOI 10.1103/PhysRevA.40.1165

[23] Roger Penrose. On Gravity's role in Quantum State Reduction. General Relativity and Gravitation 28, 581–600 (1996). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1007/BF02105068

[24] Matteo Carlesso; Luca Ferialdi; Angelo Bassi. Colored collapse models from the non-interferometric perspective. The European Physical Journal D 72, 159 (2018). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1140/epjd/e2018-90248-x

[25] Lucia Hackermüller; Klaus Hornberger; Björn Brezger; Anton Zeilinger; Markus Arndt. Decoherence of matter waves by thermal emission of radiation. Nature 427, 711–714 (2004). Artículo experimental revisado por pares.

DOI 10.1038/nature02276

[26] Klaus Hornberger; Stefan Uttenthaler; Björn Brezger; Lucia Hackermüller; Markus Arndt; Anton Zeilinger. Collisional Decoherence Observed in Matter Wave Interferometry. Physical Review Letters 90, 160401 (2003). Artículo experimental revisado por pares.

DOI 10.1103/PhysRevLett.90.160401

[27] D. J. Bedingham; H. Ulbricht. Correlated random walks caused by dynamical wavefunction collapse. Scientific Reports 5, 13380 (2015). Artículo teórico revisado por pares con una propuesta para el experimento.

DOI 10.1038/srep13380

[28] Marco Hofmann; Barbara Drossel. Dephasing versus collapse: Lessons from the tight-binding model with noise. New Journal of Physics 23, 103025 (2021). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1088/1367-2630/ac2ae2

[29] Suroj Dey; Peter Barker; Animesh Datta. Testing Spontaneous Collapse Models with Coulomb Mediated Squeezing. arXiv:2604.21705 (2026). Preprint v1 del 23 de abril de 2026.

DOI 10.48550/arXiv.2604.21705

[30] John F. Donoghue. General relativity as an effective field theory: The leading quantum corrections. Physical Review D 50, 3874–3888 (1994). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1103/PhysRevD.50.3874

[31] Tobias Westphal, Hans Hepach, Jeremias Pfaff, Markus Aspelmeyer. Measurement of gravitational coupling between millimetre-sized masses. Nature 591, 225–228 (2021). Artículo experimental revisado por pares.

DOI 10.1038/s41586-021-03250-7

[32] Sougato Bose, Anupam Mazumdar, Gavin W. Morley, Hendrik Ulbricht, Marko Toroš, Mauro Paternostro, Andrew A. Geraci, Peter F. Barker, M. S. Kim, Gerard Milburn. Spin Entanglement Witness for Quantum Gravity. Physical Review Letters 119, 240401 (2017). Propuesta teórica revisada por pares para el experimento.

DOI 10.1103/PhysRevLett.119.240401

[33] Chiara Marletto, Vlatko Vedral. Gravitationally Induced Entanglement between Two Massive Particles is Sufficient Evidence of Quantum Effects in Gravity. Physical Review Letters 119, 240402 (2017). Argumento teórico de la información revisado por pares y propuesta de experimento.

DOI 10.1103/PhysRevLett.119.240402

[34] Joseph Aziz, Richard Howl. Classical theories of gravity produce entanglement. Nature 646, 813–817 (2025). Artículo teórico revisado por pares del 22 de octubre de 2025.

DOI 10.1038/s41586-025-09595-7

[35] Anirudh Gundhi, Giorgia Infantino, Angelo Bassi. Can classical theories of gravity produce entanglement?. arXiv:2604.19696v3, 7 August 2026 (2026). Preimpresión.

DOI 10.48550/arXiv.2604.19696

[36] Andrea Di Biagio. Gravity-induced entanglement is not a theory-independent witness of nonclassicality of the gravitational field. Physical Review D 114, 084050, 19 October 2026 (2026). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1103/r8ry-sp35

[37] Farhan Hanif, Debarshi Das, Jonathan Halliwell, Dipankar Home, Anupam Mazumdar, Hendrik Ulbricht, Sougato Bose. Testing Whether Gravity Acts as a Quantum Entity When Measured. Physical Review Letters 133, 180201 (2024). Propuesta teórica revisada por pares.

DOI 10.1103/PhysRevLett.133.180201

[38] Nikolaos Mitrakos, Maria Papageorgiou, T. Rick Perche, Marios Christodoulou. When does entanglement through gravity imply gravitons?. Physical Review D 114, 025019, 24 July 2026 (2026). Análisis teórico revisado por pares.

DOI 10.1103/lq47-1hfg

[39] Don N. Page, William K. Wootters. Evolution without evolution: Dynamics described by stationary observables. Physical Review D 27, 2885 (1983). Una construcción teórica revisada por pares del tiempo condicional.

DOI 10.1103/PhysRevD.27.2885

[40] Ekaterina Moreva, Giorgio Brida, Marco Gramegna, Vittorio Giovannetti, Lorenzo Maccone, Marco Genovese. Time from quantum entanglement: An experimental illustration. Physical Review A 89, 052122 (2014). Ilustración experimental revisada por pares del modelo sobre la polarización de dos fotones.

DOI 10.1103/PhysRevA.89.052122

[41] Ladina Hausmann, Alexander Schmidhuber, Esteban Castro-Ruiz. Measurement events relative to temporal quantum reference frames. Quantum 9, 1616 (2025). Artículo teórico revisado por pares del 30 de enero de 2025.

DOI 10.22331/q-2025-01-30-1616

[42] Dvir Kafri, Jacob M. Taylor, Gerard J. Milburn. A classical channel model for gravitational decoherence. New Journal of Physics 16, 065020 (2014). Modelo revisado.

DOI 10.1088/1367-2630/16/6/065020

[43] Jonathan Oppenheim, Carlo Sparaciari, Barbara Šoda, Zachary Weller-Davies. Gravitationally induced decoherence vs space-time diffusion: testing the quantum nature of gravity. Nature Communications 14, 7910 (2023). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1038/s41467-023-43348-2

[44] Mike D. Schneider, Nick Huggett, Niels Linnemann. A demonstration that classical gravity does not produce entanglement. Classical and Quantum Gravity 43, 177001, 1 September 2026 (2026). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1088/1361-6382/ae6f62

[45] Klaus Hornberger; John E. Sipe. Collisional decoherence reexamined. Physical Review A 68, 012105 (2003). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1103/PhysRevA.68.012105

[46] Stefan Nimmrichter; Klaus Hornberger. Macroscopicity of Mechanical Quantum Superposition States. Physical Review Letters 110, 160403 (2013). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1103/PhysRevLett.110.160403

[47] Christian Arenz; Robin Hillier; Martin Fraas; Daniel Burgarth. Distinguishing decoherence from alternative quantum theories by dynamical decoupling. Physical Review A 92, 022102 (2015). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1103/PhysRevA.92.022102

[48] Gonzalo A. Álvarez; Dieter Suter. Measuring the Spectrum of Colored Noise by Dynamical Decoupling. Physical Review Letters 107, 230501 (2011). Peer revisó el artículo de investigación.

DOI 10.1103/PhysRevLett.107.230501

[49] Jonas Bylander; Simon Gustavsson; Fei Yan; Fumiki Yoshihara; Khalil Harrabi; George Fitch; David G. Cory; Yasunobu Nakamura; Jaw-Shen Tsai; William D. Oliver. Noise spectroscopy through dynamical decoupling with a superconducting flux qubit. Nature Physics 7, 565–570 (2011). Artículo experimental revisado por pares.

DOI 10.1038/nphys1994

[50] Gerardo A. Paz-Silva; Leigh M. Norris; Lorenza Viola. Multiqubit spectroscopy of Gaussian quantum noise. Physical Review A 95, 022121 (2017). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1103/ PhysRevA.95.022121

[51] Leigh M. Norris; Gerardo A. Paz-Silva; Lorenza Viola. Qubit Noise Spectroscopy for Non-Gaussian Dephasing Environments. Physical Review Letters 116, 150503 (2016). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1103/PhysRevLett.116.150503

[52] Uroš Delić; Manuel Reisenbauer; Kahan Dare; David Grass; Vladan Vuletić; Nikolai Kiesel; Markus Aspelmeyer. Cooling of a levitated nanoparticle to the motional quantum ground state. Science 367, 892–895 (2020). Artículo experimental revisado por pares.

DOI 10.1126/science.aba3993

[53] Rainer Kaltenbaek et al.. Macroscopic Quantum Resonators (MAQRO): 2015 update. EPJ Quantum Technology 3, 5 (2016). Publicación revisada por pares de los autores del concepto de misión.

DOI 10.1140/epjqt/s40507-016-0043-7

[54] Andrea Smirne; Angelo Bassi. Dissipative Continuous Spontaneous Localization (CSL) model. Scientific Reports 5, 12518 (2015). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1038/srep12518

[55] Angelo Bassi; Luca Ferialdi. Non-Markovian Quantum Trajectories: An Exact Result. Physical Review Letters 103, 050403 (2009). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1103/PhysRevLett.103.050403

[56] L. Leppäjärvi, M. Sedlák. Postprocessing of quantum instruments. Physical Review A 103, 022615 (2021). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1103/PhysRevA.103.022615

[57] K. Jacobs, D. A. Steck. A Straightforward Introduction to Continuous Quantum Measurement. Contemporary Physics 47, 279 (2006). Artículo educativo revisado por pares.

DOI 10.1080/00107510601101934

[58] Ł. Cywiński, R. M. Lutchyn, C. P. Nave, S. Das Sarma. How to enhance dephasing time in superconducting qubits. Physical Review B 77, 174509 (2008). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1103/PhysRevB.77.174509

[59] Michał Horodecki, Paweł Horodecki, Ryszard Horodecki. Separability of Mixed States: Necessary and Sufficient Conditions. Physics Letters A 223, 1–8 (1996). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1016/S0375-9601(96)00706-2

[60] Tianfeng Feng, Vlatko Vedral, Chiara Marletto. Collapse-based models for gravity do not violate the entanglement-based witness of nonclassicality. Physical Review D 113, 104055 (2026). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1103/83rl-nygv

[61] Don N. Page, C. D. Geilker. Indirect Evidence for Quantum Gravity. Physical Review Letters 47, 979 (1981). Artículo experimental revisado por pares.

DOI 10.1103/PhysRevLett.47.979

[62] Wassily Hoeffding. Probability Inequalities for Sums of Bounded Random Variables. Journal of the American Statistical Association 58, 13–30 (1963). Artículo matemático revisado por pares.

DOI 10.1080/01621459.1963.10500830

[63] Sebastian Pedalino; Bruno E. Ramírez-Galindo; Richard Ferstl; Klaus Hornberger; Markus Arndt; Stefan Gerlich. Probing quantum mechanics with nanoparticle matter-wave interferometry — Dataset and code. Zenodo, version v1, measurements April 2025 (2025). Datos abiertos y código, CC BY 4.0.

DOI 10.5281/zenodo.17502163

[64] Sebastian Pedalino; Bruno E. Ramírez-Galindo; Richard Ferstl; Klaus Hornberger; Markus Arndt; Stefan Gerlich. Supplementary Information to Probing quantum mechanics with nanoparticle matter-wave interferometry. Nature, supplementary material (2026). Material complementario del artículo revisado por pares, CC BY 4.0.

https://static-content.springer.com/esm/art%3A10.1038%2Fs41586-025-09917-9/MediaObjects/41586_2025_9917_MOESM1_ESM.pdf

[65] Björn Schrinski; Stefan Nimmrichter; Benjamin A. Stickler; Klaus Hornberger. Macroscopicity of quantum mechanical superposition tests via hypothesis falsification. Physical Review A 100, 032111 (2019). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1103/PhysRevA.100.032111

[66] Björn Schrinski; Stefan Nimmrichter; Klaus Hornberger. Quantum-classical hypothesis tests in macroscopic matter-wave interferometry. Physical Review Research 2, 033034 (2020). Artículo teórico revisado por pares.

DOI 10.1103/PhysRevResearch.2.033034

[67] Todd J. Green; Jarrah Sastrawan; Hermann Uys; Michael J. Biercuk. Arbitrary quantum control of qubits in the presence of universal noise. New Journal of Physics 15, 095004 (2013). Peer revisó el artículo de investigación.

DOI 10.1088/1367-2630/15/9/095004

[68] Simone Manti; Nicola Bortolotti; Lajos Diósi; Kristian Piscicchia; Catalina Curceanu. Atomic correlation effects in collapse-induced spontaneous radiation. arXiv:2608.07205v1 (2026). Preprint teórico.

DOI 10.48550/arXiv.2608.07205

Lista de figuras

Los diagramas explicativos y los gráficos cuantitativos se organizan en orden de aparición en el texto. Los nombres llevan a las imágenes correspondientes.

1. Interferencia y mezcla de trayectoria 7
2. Interferómetro de dos vías y dos salidas 9
3. Dos matrices de densidad 14
4. Dos preparaciones en dos bases 16
5. Mismo primer resultado y diferentes estados después de 18
6. Objeto, dispositivo y entorno 22
7. Acumulación de correlaciones con el entorno 23
8. Dos registros y selección condicional de eventos 25
9. Barras condicionales y conjunto completo de eventos 26
10. Dos estaciones y cuatro combinaciones de configuración 29
11. Correlaciones CHSH 30
12. Tres caminos, ocho configuraciones y normalización general 37
13. Perfiles de separación de ramas 41
14. Dos salidas físicas y tres tipos de grabación 42
15. Cuatro escalas de un experimento espacial 47
16. Ruta de medición del experimento con sodio 53
17. Mapa de restricciones condicionales CSL 55
18. Núcleo espacial y aproximación cuadrática 57
19. La misma masa y diferentes distribuciones de la materia 59
20. Diferentes historias individuales de un conjunto 62
21. Partícula dentro del medio y trayectoria de medición 67
22. Presupuesto residual de gas 70
23. Movimiento general y desplazamientos independientes de tres celosías 72
24. Contraste de tres puntos 78
25. Trayectoria y contraste óptimo 81
26. Tres geometrías y dos errores de calibración diferentes 82
27. Contraste espacial y calefacción 88
28. Lectura traslacional y rotacional 89
29. Dos sondas: canales de suma y diferencia 91
30. Dos formas de comprobar el conjunto publicado 98
31. Lecturas publicadas y ajuste independiente 99
32. Densidad posterior reproducida 102
33. Tres formas de establecer la fuente gravitatoria 107
34. ¿Qué conexiones deben controlarse entre dos masas pequeñas? 112
35. Cuatro alternativas conjuntas de dos masas 116
36. Geometría y fase gravitacional 118
37. Tres ajustes de lectura para una preparación 121

38. Ruido y testigo del entrelazamiento 122
39. Cuatro resultados en tres escenarios 124
40. Reloj como parte de una medición conjunta 132
41. Probabilidades condicionales del reloj cuántico 135
42. Un corte condicional y dos lecturas secuenciales 137
43. Reloj borroso 138
44. Conexión unitaria directa y retroalimentación clásica 143
45. Comparación de la dinámica de gravedad 149
46. Tamaño corporal finito y factor de forma 154
47. Ley general y condiciones diferentes de dos objetos 157
48. Dos ramas en dos puntos en el tiempo 162
49. Ramsey y eco con ruido correlacionado 168
50. Ramsey, eco ideal y pulso finito 171
51. Desfase de estimación debido al pulso finito 173
52. Dos sensores, cuatro series y fase común o diferencia 176
53. Límite de información disponible y nueva observación 181
54. Señal y proyección de fondo 183
55. Perfil de parámetro y comprobación diferida 187
56. Arquitectura de experimento funcional con partición variable 189
57. Banco de pruebas con influencia de fase conocida 191
58. Ruta completa del evento desde la preparación hasta la verificación independiente 193
59. Dos canales de medición y trayectorias técnicas de interferencia común 194
60. Calibración del procedimiento de búsqueda completo 199
61. Comparación de cuatro diseños de medición 202
62. ¿Qué conclusiones permite el resultado de la prueba? 205

Autor y proyectos

Correo electrónico: info@brenev.com

Sitio web del autor: brenev.com

Sitio web de Mira: mira.technology

Otros proyectos: haraizen.tech

Telegram: https://t.me/Eudgenee