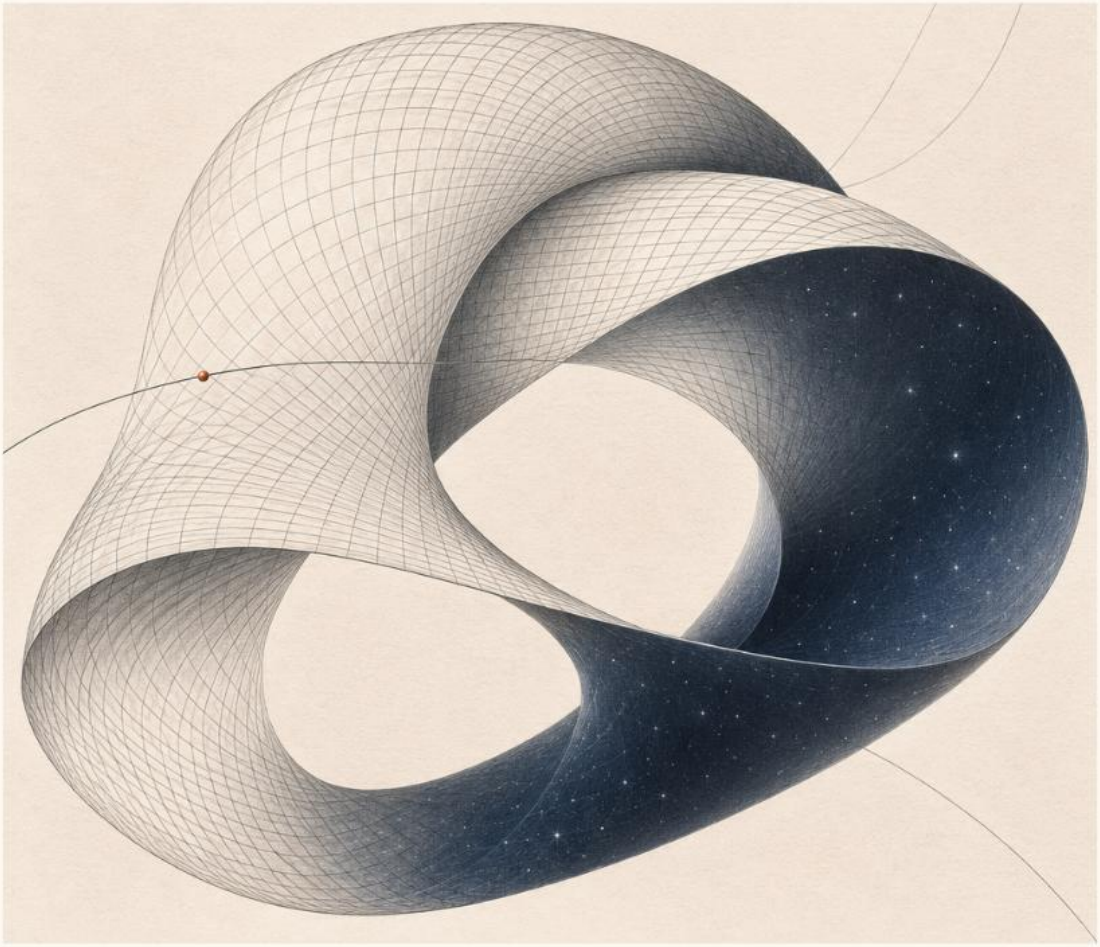
El mundo no tiene dónde caber



Eudgene Brenev
Mira Veyran

2026

Eudgene Brenev
Mira Veyran

El mundo no tiene dónde caber

El origen y la estructura del universo en la frontera del conocimiento científico

2026

Índice

Ilustraciones 4
Prefacio 5

I Universo observable

1 El mundo no tiene dónde caber 7
2 Cómo ver el pasado 13
3 Lo que se está expandiendo 18
4 Historia térmica 24
5 El Universo antes de las primeras estrellas 33

II Componentes invisibles

6 Masa invisible 42
7 Por qué quedó la materia 48
8 Acelerando el Universo 54
9 ¿Cuánto pesa el vacío? 62
10 Donde las medidas divergen 69

III Antes del comienzo habitual

11 ¿De dónde viene la estructura? 79
12 ¿Fue cuántico el origen de la estructura cósmica? 87
13 Antes del comienzo caliente 94
14 ¿Por qué el tiempo tiene una dirección? 100

IV Estructura subyacente

15 ¿De qué está hecho el “dónde”? 108
16 Dimensiones adicionales 116
17 ¿Puede el espacio cerrarse sobre sí mismo? 122
18 Otros universos 128
19 Cuando la gravedad se vuelve cuántica 134

V Futuro abierto

20 Varios futuros de un universo 140
21 Cómo plantear una pregunta a la naturaleza 147
22 Cosmología con IA 153

Epílogo 162
Cálculos y límites de su aplicabilidad 164
Programas de investigación 177
Tareas computacionales y reproducción 187
Glosario 191
Referencias 197

Ilustraciones

Los grabados acompañan explicaciones y ayudan a presentar modelos, analogías y diseño experimental. Los gráficos de cálculo y los diagramas se indican por separado en el texto como figuras.

Grabados

1. La geometría se puede medir desde el interior 8
2. El área observada depende del observador 10
3. La última dispersión abre el camino para la luz 15
4. Las distancias crecen, pero los sistemas vinculados mantienen la escala 21
5. Cuando el plasma temprano deja núcleos ligeros 26
6. Del objetivo de neutrinos a la señal electrónica 31
7. La frecuencia revela diferentes capas de los últimos 37
8. Radioobservación desde el otro lado de la Luna 40
9. La luz revela una distribución de masa invisible 43
10. Desplazamiento del límite entre dos fases 51
11. Reloj de laboratorio y de campo cosmológico 58
12. Vacío dentro de la instalación completa 65
13. Dos rutas a la escala de expansión 71
14. Desde pequeñas inhomogeneidades hasta la red espacial 80
15. Un rastro estadístico y diferentes explicaciones 88
16. La hipótesis del rebote y el destino de los disturbios 96
17. Entropía y la restricción eliminada 101
18. Condensación de materia y energía saliente 102
19. De las conexiones cuánticas a la descripción geométrica 111
20. Simulador cuántico e interpretación geométrica 114
21. Dirección oculta por la resolución 116
22. Medición de fuerza a corta distancia 121
23. Dos retratos de una fuente 124
24. Áreas de diferentes estados de campo 130
25. Contando el orden de infinito 131
26. Guardar estado cuántico 139
27. Historia general y varias secuelas 142
28. Nuevo ángulo de medición 149
29. Cálculo rápido y estándar preciso 155
30. Comprobación de datos diferidos 161

Dibujos y diagramas de cálculo

1. Distancias cosmológicas 22
2. Ventanas de observación de la historia espacial 35
3. Reconstrucción del potencial escalar 57
4. Desplazamiento al rojo 59
5. Parámetros generales de tres canales de observación 76
6. Topología de un toro plano bidimensional 123
7. Ramas espaciales de dos masas 135
8. Dos futuros con una historia pasada común 145
9. Mapa de distinguibilidad de dos modelos 158

Prefacio

Cada respuesta científica tiene un dominio de aplicabilidad. Esto es fácil de olvidar cuando la pregunta se refiere a todo lo que existe. La medición de las edades de las estrellas aún no mide la edad del tiempo. Describir el universo temprano y caliente deja su origen en una pregunta abierta. Establecer un límite a las señales que podemos recibir es sólo el comienzo de la comprensión de lo que ese límite nos dice acerca de la estructura del mundo.

Este libro explora la cosmología desde sus fundamentos observacionales hasta problemas que aún carecen de respuestas generalmente aceptadas. Consideraremos el espacio, el tiempo, la materia, la historia temprana del universo y su posible futuro. A medida que avanzamos, el grado de confianza cambia: una medición precisa da paso a una inferencia dentro de un modelo, seguida de descripciones teóricas competitivas y propuestas para nuevas pruebas.

El título se refiere a un hábito que durante mucho tiempo nos ha ayudado a entender las cosas que nos rodean. Cada objeto está en algún lugar, rodeado de otros objetos. Aplicado a todo el espacio a la vez, este hábito produce una demanda de otro lugar. La física nos permite hacer la pregunta de manera diferente: ¿qué relaciones hacen posible la distancia y la dirección, cómo se miden y necesitamos coordenadas externas para describirlas? La atención a la redacción se convierte en parte de la investigación.

Comenzaremos con lo que realmente llega a nuestros instrumentos: luz, partículas y cambios en cantidades físicas. Luego examinaremos cómo se reconstruyen la expansión y la historia caliente temprana. Estos fundamentos son necesarios para mantener las discusiones sobre la materia oscura, las dimensiones adicionales o la prehistoria del universo conectadas a la observación. La imaginación teórica es especialmente valiosa cuando se entienden los compromisos de la física ya probada.

Los capítulos posteriores volverán repetidamente a un requisito. Un mecanismo general propuesto debe tener consecuencias consistentes en diferentes observaciones. Las propiedades de las nuevas partículas se conectan con el origen de la materia. La geometría de las direcciones adicionales se conecta a su espectro y posibles interacciones. La dinámica de la energía oscura se conecta con la expansión, el crecimiento de la estructura y, en algunos modelos, las mediciones de laboratorio. Estas conexiones exponen una hipótesis a resultados que podrían contradecirla.

Los capítulos individuales abordan la era antes de las primeras estrellas, la gravedad del vacío y la capacidad de prueba del origen cuántico de la estructura. Estos sujetos conectan diferentes niveles de explicación: un espectro inicial desconocido, la dinámica de los campos ya existentes y las condiciones bajo las cuales la geometría se convierte en un objeto físico. Finalmente, consideraremos cómo la computación y la inteligencia artificial pueden ayudar a comparar tales explicaciones al tiempo que preservan la capacidad de verificar cada paso importante de forma independiente.

Cada capítulo incluye una sección sobre pruebas físicas. Describe cantidades medibles, aparatos existentes o posibles, fuentes principales de interferencia y los límites de inferencia. A veces, la siguiente tarea es volver a analizar los datos. A veces se necesita un experimento de laboratorio más preciso. En otros casos, primero debemos calcular una predicción que la hipótesis aún no proporciona. Una pregunta sobre tecnología es significativa solo junto con una pregunta sobre cómo se pueden distinguir las explicaciones.

La narrativa principal se dirige a los lectores dispuestos a comprometerse con nuevos conceptos sin conocer ya todas las matemáticas de la cosmología. Se necesitan algunas fórmulas directamente para entender las relaciones. Convenciones más detalladas y ejemplos reproducibles aparecen en los apéndices, junto con programas de investigación específicos, un glosario y fuentes. El libro permite dos pasos de lectura: seguir las ideas en secuencia y volver a los cálculos de los que dependen conclusiones particulares.

Los ejemplos computacionales tienen un estado definido. Muestran cómo funciona un modelo, prueban una consecuencia matemática o demuestran la ambigüedad de una inferencia familiar. Sus parámetros no deben ser tratados automáticamente como propiedades medidas del cosmos. Las pruebas conjuntas propuestas desarrollan direcciones de investigación científica existentes; establecer la prioridad para una nueva idea particular requeriría una comparación dedicada con la literatura. Cuando aún no se ha realizado un análisis de datos observacionales, esto se indica explícitamente.

La cosmología continúa desarrollándose. El valor de un argumento no está determinado únicamente por el último número de una tabla. Lo que importa también incluye cómo se obtuvo ese número, cómo depende de las suposiciones y si sus consecuencias necesarias pueden probarse por el mismo método físico u otro.

En la frontera de la ciencia, la diferencia entre una pregunta que suena profunda y una que ya puede ser investigada es especialmente clara. Pasar de la primera a la segunda a menudo requiere reconstruir el lenguaje en sí. Esa es la tarea de este libro: hacer que los problemas abiertos sean lo suficientemente claros como para que el siguiente paso sea descrito por una ecuación, una observación o un diseño experimental.

I Universo observable

Capítulo 1

El mundo no tiene dónde caber

Pongamos la caja sobre la mesa. Hay una piedra dentro, hay aire alrededor, y la ciudad continúa fuera de las paredes de la habitación. Cada objeto ocupa parte del espacio, y cada uno tiene un entorno. Estamos tan acostumbrados a este arreglo de cosas que lo transferimos al mundo entero. Si el universo existe, también necesita estar en algún lugar. Si se expande, el espacio debe liberarse junto a él. Si tuvo un comienzo, alguna otra cuenta atrás debió haberla precedido.

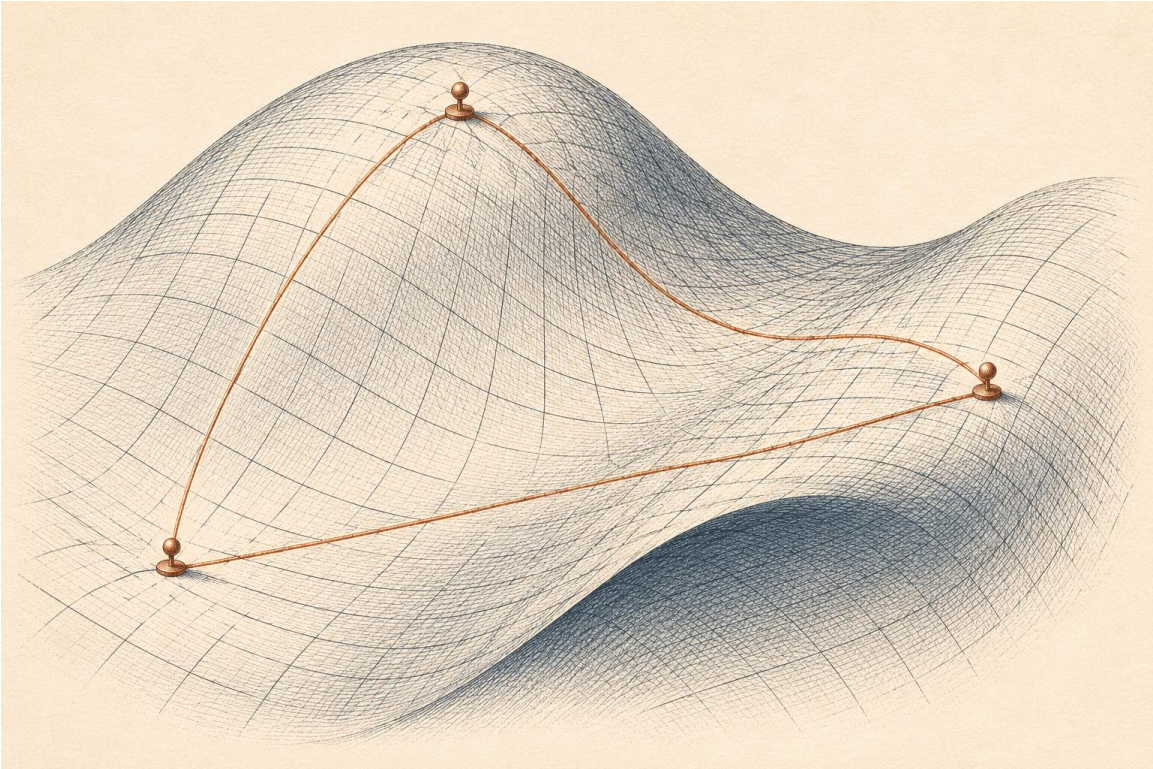
De ahí surge la pregunta que da título a este libro. Es difícil resistirse a él porque en la vida cotidiana casi nunca nos decepciona. Pero la palabra “Universo” cambia la escala del argumento. Comenzamos a preguntarnos sobre las condiciones dentro de las cuales el lugar, el tamaño y la distancia tienen sentido. Las reglas que son apropiadas para la caja pueden no ser suficientes para el espacio en sí.

Esta no es la respuesta todavía. No se puede simplemente prohibir la cuestión del mundo exterior llamándola equivocada. Otra cosa que podemos hacer es averiguar qué suposiciones ya hemos hecho a la pregunta, cuáles son necesarias y a qué consecuencias observables conducen. Es este camino el que nos permitirá pasar de la imagen familiar del cielo a ideas que hasta ahora existen solo en forma de modelos matemáticos.

Espacio sin caja exterior

Imaginemos a un investigador que puede medir distancias, ángulos y tiempos de viaje de señales, pero no puede mirar su mundo desde el exterior. Construye triángulos desde los caminos más cortos, compara sus ángulos y monitorea la divergencia de las trayectorias vecinas. Estas medidas le hablan de geometría, incluso si no hay una escena externa en su descripción.

En un plano, la suma de los ángulos de un triángulo compuesto de caminos más cortos es igual a dos ángulos rectos. En una esfera puedes ir desde el Polo Norte hasta el ecuador, girar en ángulo recto, ir un cuarto del ecuador y, girando de nuevo, volver al polo a lo largo de otro meridiano. Obtendrás un triángulo con tres ángulos rectos. El viajero descubrió la curvatura sin salir nunca de la superficie. La imagen de una esfera en el espacio tridimensional ayuda a nuestra imaginación, pero el resultado de la medición está escrito en el lenguaje de la superficie misma.



Grabado 1. La geometría se puede medir desde el interior. Las mediciones de distancias y direcciones se pueden hacer dentro del propio espacio. La superficie curva sirve como una analogía bidimensional aquí: el investigador aprende sobre la curvatura de las rutas y sus posiciones relativas. La perspectiva externa es necesaria para el dibujo, pero no es una parte necesaria de la descripción física; La métrica exacta no está dada por este grabado.

Aquí es donde termina la parte útil de la analogía familiar del globo. Muestra cómo las distancias entre puntos pueden aumentar sin un centro designado en la superficie. Pero el caucho, el aire interior y la habitación alrededor de la pelota se relacionan con la disposición del modelo en la mesa. Es imposible transferirlos a la cosmología sin una base física adicional. Para describir el espacio tridimensional, una habitación externa no es necesaria.

En la teoría general de la relatividad, la geometría del espacio-tiempo está incluida en la descripción física. Determina cómo se miden las brechas y qué eventos pueden intercambiar señales. La materia y la geometría están relacionadas por ecuaciones. Las coordenadas ayudan a indicar eventos, pero no son barras y relojes físicos en sí mismos. Se pueden cambiar mientras se mantienen las distancias y tiempos observados.

No se deduce de esto que una estructura más completa sea imposible. Las teorías con dimensiones adicionales ofrecen tales construcciones. Pero esta es una hipótesis adicional que requiere sus propias ecuaciones y pruebas. Todavía no tenemos un requisito lógico para colocar cualquier mundo físico en otro mundo físico. La interminable cadena de cajas externas proviene de nuestro hábito original, no de una dimensión.

Tres significados de la palabra Universo

En la conversación, la palabra “Universo” a menudo sirve para varios propósitos a la vez. A veces se refiere a toda la realidad física. A veces - el espacio-tiempo de un modelo cosmológico específico.

A veces - el área desde la que las señales lograron llegar a nosotros. Estos significados se superponen, pero dan diferentes respuestas a la cuestión de los límites.

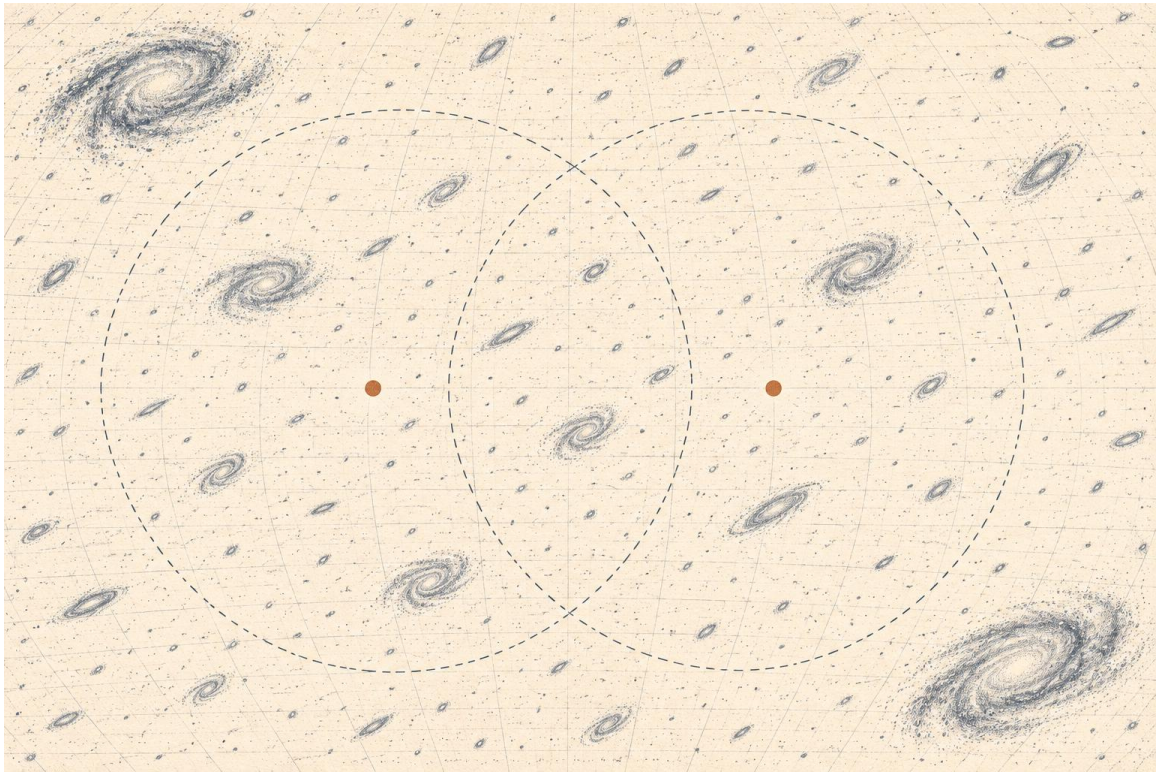
El área observada está limitada por la historia de propagación de la señal. La luz tiene una velocidad local finita, pero la geometría cósmica cambia. Por lo tanto, solo nos ha llegado información sobre parte de los eventos. El límite de tal acceso no tiene que coincidir con una pared física, el final de una sustancia o una ruptura en el espacio. Una persona lo suficientemente lejos tendría un área observable diferente. Nuestra posición en el centro expresa la forma en que el mapa se construye alrededor del observador.

La geometría cosmológica estándar distingue entre el horizonte de partículas, el horizonte de eventos futuros y la esfera de Hubble. El primero está relacionado con el pasado accesible. El segundo limita el área desde la cual una señal emitida en un momento seleccionado puede llegar al observador; depende de toda la historia de expansión posterior y no existe en todos los modelos. El tercero está determinado por la tasa actual de expansión. Sus radios generalmente difieren. La esfera de Hubble en sí no es el límite absoluto de visibilidad. [1]

Para tener una idea de la escala de la diferencia, considere un modelo plano tutorial con materia no relativista, radiación y una constante cosmológica positiva. La materia aquí incluye componentes ordinarios y oscuros; Hablaremos sobre el segundo en detalle en el capítulo 6. Con los parámetros elegidos cercanos a los valores cosmológicos estándar, la edad es aproximadamente 13.8 millones de años, y el actual radio del horizonte de partículas es de aproximadamente 46.1 mil millones de años luz. Este es nuestro cálculo para el modelo declarado; las fórmulas y los parámetros se dan en el apéndice. El radio no es igual a la edad por la velocidad de la luz porque las distancias cambian a medida que la luz viaja.

El número 46.1 mil millones ya contiene un método de comparación: las distancias se recalculan para una porción actual del tiempo cósmico. El telescopio en sí no ve tal porción. Cuanto más lejos miremos, más temprano será el estado de la fuente que observamos. El borde del pasado accesible y el mapa de distancias de hoy están conectados por cálculo, y no coinciden en la fotografía terminada.

Al extender el modelo más allá del límite observacional, asumimos que sus reglas también se aplican allí. Tal extrapolación puede estar bien motivada, pero es diferente en significado de la medición. La frase “hay un Universo similar más allá” expresa una simple continuación del modelo. La frase “vemos lo que sigue” requiere una señal que no tenemos.



Grabado 2. El área observada depende del observador. Dos áreas de observación condicional se construyen alrededor de diferentes observadores. Se superponen parcialmente, y el entorno representado continúa más allá de ellos. El esquema denota una restricción de acceso a las señales, en lugar de una pared o el final de una sustancia. Esta es una analogía clara; las dimensiones de los horizontes y las distancias de hoy están determinadas por un cálculo cosmológico separado.

Finitud sin pared

La finitud del espacio tampoco es idéntica a la presencia de un borde. Se puede definir una geometría en la que un viajero, moviéndose el tiempo suficiente en una dirección determinada, vuelve al punto de partida. En otro espacio tal retorno es imposible. En los barrios pequeños, estos mundos pueden tener las mismas propiedades geométricas, pero difieren en la forma en que conectan regiones distantes.

Este método de conexión se estudia por topología. La geometría es responsable, en particular, de las distancias y la curvatura; topología - para las propiedades más generales de la conectividad. Por lo tanto, la proximidad de la curvatura espacial observada a cero no establece el tamaño infinito de todo el espacio. Hay modelos compactos planos en los que el volumen es finito. La posibilidad de tal construcción es un hecho matemático; la pertenencia de nuestro Universo a esta clase debe ser decidida por observaciones. [2]

Pero, ¿qué pasa si asumimos una frontera física real? Luego deberá describir el comportamiento de la sustancia y las señales cerca de ella. ¿Puede la luz llegar a la frontera? ¿Qué determina el estado de los campos en él? ¿Cambia las vibraciones disponibles y la distribución de energía? La palabra “borde” se convierte en una hipótesis física solo después de que aparezcan tales condiciones. Dibujar un muro en el vacío no los define automáticamente.

También se puede considerar una región cuyo límite simplemente se encuentra fuera de la accesibilidad causal. Su existencia muy remota entonces no garantiza ningún efecto medible aquí. La

verificación requerirá conexiones adicionales, por ejemplo, el impacto previsto en el historial general o en el estado de los campos observados. Si dos modelos en toda la región accesible dan las mismas probabilidades de todos los resultados, el nombre de la región externa no permitirá que uno elija experimentalmente entre ellos. Este es el límite de la comparación formulada, y no una prohibición de buscar modelos más significativos.

Por ahora, es útil aferrarse a un pensamiento. La pregunta “dónde está el borde” tiene una respuesta solo después de que hayamos determinado qué objeto estamos discutiendo y qué consideramos que es el borde. A veces la respuesta es un horizonte medible. A veces - una propiedad de la topología seleccionada. A veces una pregunta requiere una nueva física, porque la descripción muy familiar del espacio se acerca al límite de aplicabilidad.

De un mundo imaginario a un modelo físico

La cosmología permite construcciones audaces, pero el significado de la palabra “permite” es limitado aquí. Podemos escribir una geometría matemáticamente consistente y aún no saber si hay un proceso que pueda crearla. Podemos obtener una solución a las ecuaciones y luego encontrar que las pequeñas perturbaciones la destruyen. Podemos encontrar un modelo estable que predice los efectos observados que ya han sido excluidos por el experimento. Cada paso posterior introduce un requisito adicional.

Por lo tanto, el libro contendrá declaraciones de diversa fuerza. El espectro registrado por el instrumento se refiere a los datos después de la calibración. La edad obtenida de un modelo cosmológico depende de sus supuestos. La posible dimensión adicional sigue siendo una hipótesis. Un ejemplo numérico que muestra la ambigüedad de la derivación puede ser riguroso incluso si los parámetros elegidos para ello no describen el espacio real.

Distinguiremos entre estos casos en el propio argumento. A veces las palabras “en este modelo” son más importantes que el número que las sigue. A veces, la ausencia de una señal estrecha los parámetros, pero no elimina toda la clase de explicaciones. A veces una idea aún no tiene una predicción calculada, y el primer paso necesario es trabajar con ecuaciones en lugar de construir un telescopio más potente.

Esta disciplina tiene un significado práctico. Si la pregunta se plantea demasiado ampliamente, cualquier observación puede declararse fácilmente compatible con la hipótesis. Por ejemplo, más allá del horizonte uno puede imaginar casi cualquier estructura en el mundo. Mientras el dispositivo no afecte a los datos disponibles y no esté relacionado con la teoría que se está probando, el observador no tiene nada que comparar con sus predicciones. Para avanzar, es necesario encontrar una consecuencia específica que podría resultar ser falsa.

La posibilidad de verificación también tiene varios niveles. La instalación puede carecer de precisión. La época deseada puede estar oculta por la opacidad del material primitivo. Varios mecanismos diferentes pueden producir la misma señal. Finalmente, dos descripciones pueden ser físicamente equivalentes en toda la región accesible. Las soluciones a estos problemas varían. El aumento del espejo del telescopio no ayuda en todos los casos.

Cómo comprobarlo

Comencemos con la suposición sobre la que descansa la imagen cosmológica simple: en escalas suficientemente grandes, el espacio se describe mediante una única geometría homogénea e isotrópica. Las galaxias y los vacíos hacen que el universo real no sea homogéneo, por lo que estamos hablando de una aproximación a gran escala y su precisión. Esta aproximación en sí misma se puede verificar a través de la consistencia de diferentes distancias y tasas de expansión.

Físicamente, se necesitan dos tipos de mediciones. Los tamaños angulares de las estructuras estadísticas en la distribución de las galaxias proporcionan escalas transversales. La distribución del corrimiento al rojo de las mismas estructuras lleva información sobre la expansión radial. Se pueden obtener estimaciones adicionales del tiempo a partir de las diferencias en las edades de las poblaciones estelares, aunque aquí se deben tener en cuenta sus modelos evolutivos. Ningún canal está libre de suposiciones, por lo que es útil hacerlos explícitos y comparar métodos de calibración independientes.

En la geometría de Friedmann-Lematretre-Robertson-Walker, las distancias y las tasas de expansión están relacionadas, por lo que los datos de diferentes épocas deben restaurar el mismo valor del parámetro de curvatura actual. La curvatura física de los cortes espaciales puede cambiar durante la expansión; se compara el parámetro reducido a la normalización general. En esto se basa la prueba de Clarkson, Bassett y Lu. Su violación después del control de errores cuestionaría el conjunto aceptado de suposiciones geométricas. El cumplimiento de la condición en sí misma no demuestra una homogeneidad completa. [3]

El análisis real requerirá modelos de selección de galaxias, calibración espectroscópica precisa, control de la influencia de velocidades intrínsecas, manejo consistente de covarianzas y verificación de si el resultado deseado aún no se ha incorporado en la forma en que se reconstruyen las distancias. No se puede calcular primero todas las distancias para una geometría fija y luego declarar su acuerdo como una prueba independiente de la misma geometría.

El siguiente producto de investigación aquí es bastante específico: analizar catálogos artificiales con geometrías conocidas de antemano, incluidas desviaciones controladas de la homogeneidad, y luego aplicar el mismo método a las observaciones. Esto establece las desviaciones que el procedimiento es realmente capaz de reconocer. El acuerdo obtenido limitará las violaciones disponibles del modelo; un desacuerdo indicará qué parte de la cadena general debe ser reexaminada.

Las propiedades del espacio se pueden explorar desde el interior. Veamos cómo la información sobre un evento distante se convierte en lecturas de instrumentos.

Capítulo 2

Cómo ver el pasado

El telescopio no obtiene una imagen del Universo en un solo presente. Cada fotón detectado completa su propio historial de propagación. Algunas señales provenían de sistemas estelares cercanos, mientras que otras dejaron su origen cuando la región del espacio que nos rodeaba parecía completamente diferente. El mapa del cielo conecta eventos separados no solo por distancias, sino también por eras.

Esta circunstancia hace posible la cosmología. No podemos volver al Universo temprano, pero podemos explorar sus rastros supervivientes. Al mismo tiempo, requiere precaución: el brillo de una galaxia distante, su edad y distancia a ella no se leen en la fotografía como una firma debajo de la exhibición. Entre el instrumento y la salida hay una secuencia de mediciones y suposiciones físicas.

¿Qué dice la luz?

En el caso más simple, el detector registra el flujo de energía o el número de fotones entrantes. Para convertir la lectura en una propiedad de la fuente, es necesario conocer la sensibilidad del instrumento, el tiempo de exposición, el ruido, la influencia atmosférica para las observaciones en tierra y la radiación a lo largo de la línea de visión. El telescopio espacial elimina la atmósfera, pero conserva sus propias limitaciones: resolución finita, efectos térmicos, calibración y rango de frecuencia parcial.

La imagen responde a la pregunta de dónde proviene la radiación. El espectro muestra cómo se distribuye a través de longitudes de onda. Los átomos y las moléculas dejan líneas características en el espectro. Si una secuencia reconocible de líneas se desplaza de manera consistente, se puede determinar la relación de la longitud de onda observada con respecto a su valor en el sistema fuente. Esta relación se expresa generalmente en términos de corrimiento al rojo z.

$$1 + z = \frac{\lambda_{\text{obs}}}{\lambda_{\text{em}}}$$

Por ejemplo, en z=2 La longitud de onda observada es tres veces más larga que la original. Tal medición no significa que la fuente se esté alejando a una velocidad de 2c. A altos desplazamientos al rojo, la conversión a velocidad requiere la determinación de la propia velocidad y el modelo de geometría. Los objetos cercanos pueden tener movimientos notables propios; el fuerte campo gravitacional también afecta las frecuencias. Para los problemas cosmológicos, estas contribuciones están separadas de la expansión promedio. [4]

El reconocimiento de líneas es también una operación verificable. Una característica llamativa del espectro permite múltiples identificaciones. Varias líneas conectadas por transiciones atómicas conocidas proporcionan una solución más estable. El corrimiento al rojo fotométrico reconstruido a partir de amplias bandas de color es útil para estudios grandes, pero generalmente es más dependiente del modelo espectral. Por lo tanto, la espectroscopia clarificadora puede cambiar la conclusión sobre la distancia y la edad de un objeto particularmente inusual.

Teóricamente, las cantidades de las que dependen las transiciones atómicas también pueden cambiar. La comparación simultánea de diferentes líneas se convierte entonces en una prueba de física fundamental. Esto complica la interpretación, pero da una nueva consecuencia observable:

cambiar las constantes no tiene que sesgar todas las transiciones por igual. En el futuro, conectaremos esta posibilidad con campos cosmológicos y relojes atómicos de laboratorio.

Múltiples distancias a una fuente

Preguntémonos qué tan lejos está la galaxia. Podemos decir la distancia en el momento de la emisión de luz, la distancia entre los puntos comóviles en la actualidad, o el tiempo de propagación de la luz multiplicado por c. Al cambiar la geometría, estas son cantidades diferentes. Mezclar definiciones crea aparentes paradojas, incluso cuando el cálculo en sí es correcto.

Las mediciones astronómicas agregan dos definiciones más útiles. Si se conoce la luminosidad de la fuente, se puede introducir la distancia de luminosidad desde el flujo recibido. Si se conoce la dimensión física transversal, la distancia a lo largo del diámetro angular puede introducirse usando la dimensión angular. Estas definiciones están diseñadas para que las fórmulas habituales de brillo y ángulo sigan siendo convenientes, y la influencia de la geometría cosmológica pase a la distancia correspondiente. [4]

Una fuente distante se atenúa por varias razones. La radiación se distribuye sobre un área más grande, la energía de cada fotón disminuye debido al desplazamiento al rojo, y los intervalos entre sus llegadas se extienden. Por lo tanto, la luminosidad reconstruida depende de cómo se tengan en cuenta estos efectos. Además, parte de la luz puede ser absorbida por el polvo o redistribuida por lentes gravitacionales.

Un objeto de tamaño estándar no tiene que hacerse más pequeño en el cielo a medida que aumenta el corrimiento al rojo. La distancia a lo largo del diámetro angular en los modelos habituales de expansión tiene un máximo. Esto es una consecuencia del hecho de que estamos observando la fuente en un estado anterior de la geometría. Por lo tanto, el tamaño angular en sí mismo aún no da una distancia inequívoca. Lo que se necesita es un corrimiento al rojo y una forma consistente de interpretar los datos.

La “distancia de hoy” a una galaxia distante es también una reconstrucción. No observamos su estado actual directamente. Se calcula sobre una porción seleccionada de tiempo cósmico en un modelo que coincide con las señales disponibles. Esta reconstrucción puede ser muy precisa dentro del modelo, pero debe distinguirse del tiempo real de llegada del fotón detectado.

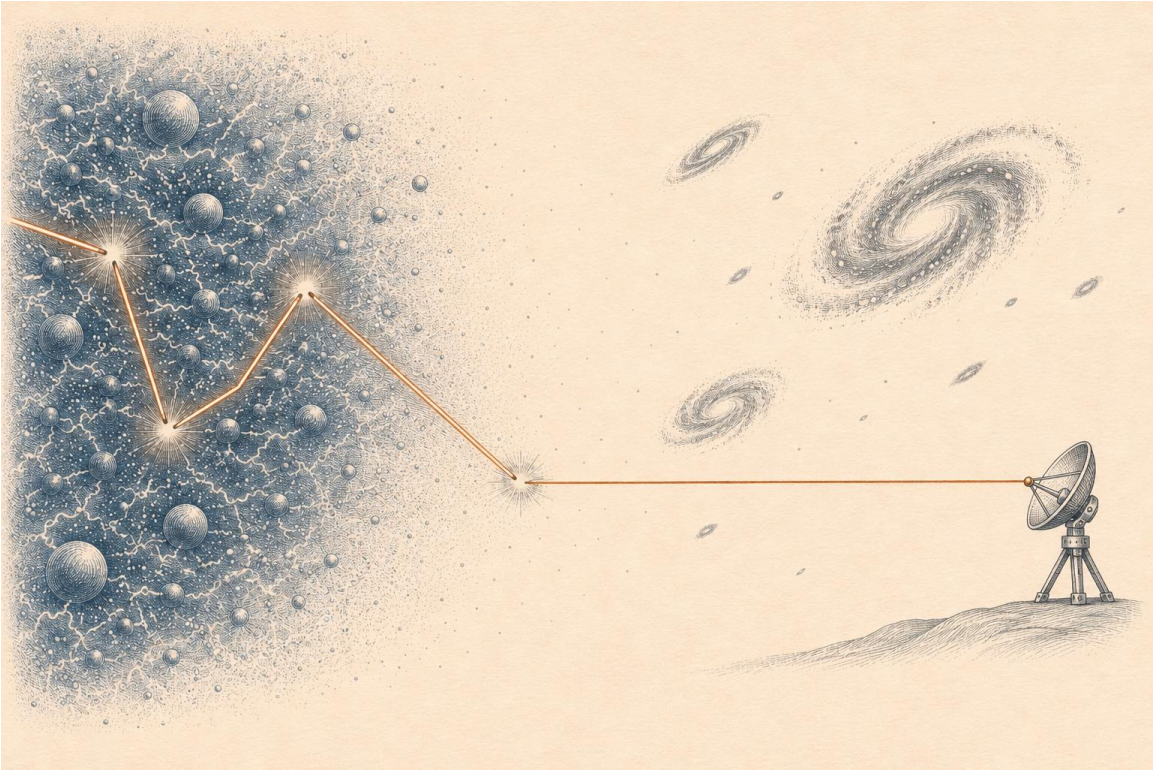
La radiación CMB como superficie de visibilidad

La materia temprana era opaca a la libre propagación de la luz: los fotones interactuaban repetidamente con partículas cargadas. A medida que los electrones se enfriaron, comenzaron a unirse con los núcleos, y una parte significativa de la radiación pudo viajar grandes distancias. Hoy observamos esta radiación en el rango de microondas. Su temperatura media está cerca de 2.725 Kelvin. [5]

El mapa CMB muestra ligeras diferencias en temperatura y polarización. Surgen de la historia de la materia, las perturbaciones gravitacionales y la propagación de fotones. En el modelo cosmológico estándar, la última época de dispersión, que dejó la mayor parte de esta imagen, se remonta a unos 380 mil años después del inicio de la evolución caliente. La dispersión más reciente se distribuye en un cierto intervalo de tiempo, y los procesos posteriores cambian adicionalmente la señal. [6]

Por lo tanto, esta no es una fotografía del primer momento de la existencia del mundo. Los eventos anteriores solo pueden reconstruirse por la forma en que influyeron en la imagen posterior.

Las condiciones antes de la edad opaca a veces son accesibles indirectamente, aunque la luz de allí no nos ha llegado directamente. Este es un ejemplo importante de inferencia cosmológica: el rastro observado y el evento que reconstruimos a partir de él pertenecen a diferentes tiempos.



Grabado 3. La última dispersión abre el camino para la luz. En un plasma opaco, los fotones cambian repetidamente de dirección durante las interacciones. Después de la formación de átomos neutros, una parte significativa de la radiación fue capaz de propagarse libremente. El grabado conecta convencionalmente estas etapas: la transición tiene una duración finita, y la radiación de fondo de microondas cósmica observada no es una imagen directa del primer momento de la existencia del mundo.

¿Qué significa error de medición?

La mayoría de los modelos cosmológicos predicen las estadísticas, en lugar de la ubicación exacta, de cada galaxia en nuestro cielo. En tal modelo, las perturbaciones iniciales aleatorias dan lugar a diferentes realizaciones del cosmos. Comparamos la implementación observada con la distribución de posibilidades y nos preguntamos qué tan típica es bajo los parámetros elegidos.

Incluso un telescopio ideal ve un número finito de modos disponibles a gran escala. Aumentar la precisión de la medición de un modo ya observado no crea nuevos ejemplos independientes de la misma magnitud. El muestreo limitado en cosmología se llama varianza cósmica. Debe distinguirse del ruido del instrumento: algunos límites de precisión están determinados por la cantidad de información disponible. [7]

Esto no hace que la cosmología sea imposible de probar. Diferentes estadísticas, polarización, distribución de la materia y otros medios físicos pueden proporcionar restricciones adicionales. Pero reutilizar el mismo cielo requiere tener en cuenta las correlaciones. Dos análisis del mismo mapa no se convierten en observaciones independientes solo porque fueron realizadas por diferentes programas.

También es útil distinguir entre errores aleatorios y sistemáticos. Para mediciones independientes con la misma varianza, el error aleatorio de la media disminuye como la raíz cuadrada del número de mediciones. Por ejemplo, si el error de cada uno es dos unidades arbitrarias, el promedio de cien mediciones tiene un error aleatorio de 0.2 unidades. El desplazamiento de escala global de una unidad seguirá siendo un desplazamiento de una unidad. Por lo tanto, mil objetos adicionales no corrigen la escala de grises incorrecta; un instrumento o método diferente con una calibración diferente puede detectar el problema.

Por lo tanto, una reclamación de anomalía requiere una descripción de toda la ruta desde los datos sin procesar hasta la salida. ¿Cómo se seleccionaron los objetos? ¿Qué señales podrían no haber llegado al catálogo? ¿Qué parámetros se registraron? ¿Cuántas características diferentes estabas buscando antes de darte cuenta de una? Estas preguntas son especialmente importantes en las fronteras de la ciencia, donde un resultado inusual puede confundirse fácilmente con una indicación de una nueva física.

Veamos un ejemplo de selección simple. Deje que las fuentes de diferentes luminosidades ocurran a distancias iguales. Cerca detectamos casi todo, pero lejos detectamos principalmente los más brillantes. Si se compara el brillo promedio de dos catálogos sin tener en cuenta el umbral de detección, se obtiene una evolución artificial de la población. En este caso, cada flujo registrado se puede medir completamente correctamente. Se producirá un error al pasar de objetos detectados a una conclusión sobre todos los existentes.

Para evaluar este efecto, los investigadores añaden señales con parámetros conocidos a datos reales o artificiales y prueban cuál de ellos recupera el procedimiento de búsqueda. Así se determina la función de selección. También hay que comprobarlo: los objetos artificiales deben reproducir bastante bien las propiedades esenciales de los reales. Para una hipótesis sobre una clase rara e inusual de objetos, el modelo fuente estándar a veces no es suficiente.

También hay un problema inverso. Si ciertos objetos no están en el catálogo, esto puede significar su ausencia física, números pequeños, bajo brillo o la incapacidad del algoritmo para reconocer la señal deseada. Una declaración sobre el límite de una hipótesis requiere estimar la probabilidad de detectar su predicción. El área vacía del dibujo se convierte en una limitación científica solo con tal evaluación.

Cómo comprobarlo

Una forma de verificar toda la cadena es comparar dos definiciones de distancia con la misma época. Cuando la luz se propaga a lo largo de la geodésica nula del espacio-tiempo métrico y se conserva el número de fotones, las distancias en luminosidad y diámetro angular están relacionadas por reciprocidad. En la notación aceptada parece:

$$D_L(z) = (1+z)^2 D_A(z)$$

Esta relación no selecciona un modelo particular de energía oscura. Prueba condiciones más generales para la transferencia de luz. Las comparaciones prácticas requieren objetos o escalas estadísticas con propiedades conocidas: por ejemplo, supernovas estandarizadas para el brillo y una escala acústica en distribuciones de galaxias para distancias angulares. Las observaciones acústicas dan principalmente la relación de distancia al tamaño de la línea de sonido. Su longitud y la luminosidad absoluta de las supernovas deben calibrarse independientemente o incluirse como

parámetros desconocidos comunes. Sus calibraciones deben tenerse en cuenta juntas, incluidas las dependencias que provienen de los mismos datos de entrada. [4] [8]

Un ejemplo sencillo muestra lo que se está comprobando aquí. Deje que algunos fotones se pierdan, y una fracción $\exp(-\tau)$ del flujo llega al observador, donde τ caracteriza la transparencia del camino. Si la pérdida no se tiene en cuenta, la fuente aparecerá más lejos: la distancia de luminosidad será sobreestimada por $\exp(\tau/2)$ veces. Esto se deduce de la proporcionalidad inversa del flujo al cuadrado de la distancia. Pero la misma atenuación de todas las fuentes puede confundirse con un error en su luminosidad absoluta. Por lo tanto, es necesario comprobar la dependencia del efecto en el desplazamiento al rojo y la longitud de onda, mientras se mantienen los parámetros generales de calibración. El mismo desacuerdo entre las dos distancias aún no indica la razón de la pérdida de luz.

Una posible discrepancia no indica una sola causa. El polvo reduce el flujo, la propia evolución de las fuentes cambia la luminosidad estimada y la lente redistribuye el brillo. En sí misma, la lente gravitacional ordinaria no viola la reciprocidad para un haz de luz consistente mientras preserva sus premisas; pueden surgir errores debido a la selección de objetos y el método de promediar. Las nuevas interacciones de fotones también podrían influir en el resultado. Las observaciones a diferentes rangos, las calibraciones independientes y la dependencia prevista del efecto sobre el corrimiento al rojo ayudan a separar las causas. Un modelo que pretende explicar debe reproducir todo el patrón de desviaciones.

Otra prueba utiliza el curso del tiempo de un evento observado. En el corrimiento al rojo cosmológico, los intervalos entre etapas sucesivas del evento aumentan en un factor de $1 + z$. Es posible comparar los cambios en los espectros de supernovas cercanas y distantes, determinando su etapa física en función de las características espectrales. Esta verificación ya se ha llevado a cabo y es consistente con el estiramiento esperado; descarta explicaciones específicas de corrimiento al rojo que no predicen el estiramiento temporal. [9]

Para fortalecer esta prueba, necesitamos espectros repetidos de los mismos eventos, control de las diferencias entre las poblaciones de supernovas y un procedimiento predeterminado para comparar sus etapas. El acuerdo con el estiramiento esperado apoya la propiedad de transferencia de señal que se está probando. No establece por separado todas las demás disposiciones de la cosmología. La falta de estiramiento esperado u otra discrepancia debe compararse primero con la predicción específica y la cadena de medición completa.

Por lo tanto, podemos preguntar a la luz no solo sobre una fuente distante, sino también sobre las reglas por las cuales nos llegó información sobre ella. El siguiente paso se basa en estas reglas: restaurar cómo cambiaron las distancias en el espacio mismo.

Capítulo 3

Lo que se está expandiendo

Si las distancias entre galaxias distantes crecen, me gustaría imaginar fragmentos voladores de una explosión. Entonces debe haber un centro desde el cual se dispersan, y un espacio vacío en el que se mueven. Esta imagen es útil para la explosión de una sustancia en un entorno ya existente. La expansión cosmológica se describe de manera diferente: la relación geométrica de las distancias entre los puntos que participan en el movimiento general de la materia cósmica cambia.

Imaginemos una red de observadores ideales, cada uno de los cuales, en promedio, está en reposo en relación con el entorno espacial circundante. Pueden tener la misma edad según el reloj cosmológico, intercambiar señales y comparar distancias. En una aproximación homogénea, la relación de distancias entre cualquier par de tales observadores cambia según una ley general. Esta dependencia general está determinada por el factor de escala a.

Reloj de expansión

Por lo general, el valor actual de a se toma igual a uno. Esta es una opción de normalización en lugar de medir el tamaño absoluto del mundo entero. Si en alguna época a era igual a la mitad, las distancias cosmológicas correspondientes en el modelo homogéneo eran la mitad de grandes que las actuales. La tasa de cambio relativo en el factor de escala se denota por H.

Veamos por qué tal movimiento no tiene que tener un centro dedicado. Tomemos tres objetos comovidos en un área pequeña en la misma línea con intervalos iguales. En el memento seleccionado, la derivada de la distancia entre el primero y el segundo es igual a H multiplicado por un intervalo, y entre el primero y el tercero - H multiplicado por dos. Si vamos a la descripción del objeto medio relativo, el más cercano a la izquierda y el más cercano a la derecha se alejarán de él con la misma rapidez en direcciones opuestas.

Todos los participantes ven la misma ley dependiendo de la distancia y la distancia. Este ejemplo simple utiliza un movimiento uniforme en una porción cosmológica global y un método de comparación aplicable localmente. Explica por qué la posición del observador en el centro de su propio mapa no lo convierte en el centro de todo el sistema físico. Para objetos distantes, el cálculo completo tiene en cuenta adicionalmente los diferentes tiempos de emisión de la luz observada.

La ley puede ser violada en un grupo específico de galaxias, donde sus propias velocidades y gravedad son significativas. Tal violación local no cancela la expansión a gran escala: uno debe comparar la observación con el modelo en la escala para la cual se indican sus aproximaciones.

$$H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}$$

El punto anterior significa la derivada con respecto al tiempo cósmico. La cantidad H tiene la dimensión del tiempo inverso. Los astrónomos a menudo lo registran en kilómetros por segundo por megaparsec: tal notación muestra cómo, a la aproximación apropiada, la velocidad de eliminación cambia con la distancia. Un megaparsec es aproximadamente 3.26 millones de años luz.

Al llamar al valor moderno de H la constante de Hubble, no asumimos que fuera el mismo en todas las épocas. El número H_0 se refiere a hoy. H mismo cambia durante la evolución cósmica.

Además, puede disminuir incluso a medida que se acelera la expansión. La aceleración se refiere a la segunda derivada positiva de a, mientras que H describe la tasa relativa de su cambio. Estas dos preguntas son matemáticamente diferentes.

En un ejemplo simple, la distancia aumenta cada vez más rápido, pero la escala ya lograda aumenta aún más significativamente. En este caso, la relación de velocidad a escala puede caer. Por lo tanto, la expresión “aceleración de la expansión” no puede ser reemplazada automáticamente por las palabras “aumento en la constante de Hubble”. Para restaurar la dinámica, necesita conocer toda la función H en el tiempo o el corrimiento al rojo.

Considere un ejemplo matemático: el factor de escala es proporcional al tiempo a la potencia de tres mitades. Su primera derivada crece como la raíz cuadrada del tiempo, por lo que la expansión se acelera. Pero la relación de esa derivada al propio factor de escala es igual a tres dividido por dos veces el tiempo, y disminuye. Este ejemplo no describe la historia establecida de nuestro Universo. Muestra que la distinción entre aceleración y un cambio en H ya se deduce de las definiciones de las cantidades, antes de elegir cualquier teoría cosmológica particular.

La aceleración tiene otra sutileza. En la cosmología relativista, la dinámica se ve afectada por la presión, no solo por la densidad de la materia. Por lo tanto, una densidad de componente positiva no significa necesariamente una deceleración. La presión suficientemente negativa puede mantener el modo acelerado. Esta presión no necesita ser imaginada como una sustancia que empuja las paredes exteriores del mundo: entra en las ecuaciones de la dinámica interna de la geometría.

Cómo exactamente un componente adquiere esta propiedad es una pregunta física independiente. La constante cosmológica da una respuesta a nivel de ecuaciones. Un campo escalar en movimiento puede dar una historia diferente. Cambiar la ley de la gravedad requiere una tercera descripción. La coincidencia de la expansión en un cierto rango aún no hace que estos mecanismos sean idénticos: sus diferencias pueden manifestarse en el crecimiento de inhomogeneidades o interacciones de laboratorio.

Para una fuente que participa en la expansión global, la relación de las longitudes de onda observadas y emitidas es igual a la relación de los factores de escala en los extremos de la trayectoria. Con la normalización de hoy esto da a=1/(1+z) en el momento de la emisión. Esta relación vincula la medición espectroscópica con la historia cósmica. Los movimientos adicionales y los cambios gravitacionales requieren correcciones separadas. [4]

La composición de la materia da forma a la historia

En la relatividad general, la tasa de expansión está relacionada con el contenido del Universo y la curvatura espacial. Para un modelo en el que la radiación, la materia no relativista y la constante cosmológica están presentes, es conveniente escribir la ecuación en términos de sus acciones actuales:

$$\frac{H^2(a)}{H_0^2} = \Omega_r a^{-4} + \Omega_m a^{-3} + \Omega_k a^{-2} + \Omega_\Lambda$$

Aquí. Ω_r se refiere a la radiación, Ω_m a la materia, y Ω_Λ a la constante cosmológica. El parámetro Ω_k describe la contribución de la curvatura espacial y no es una fracción de una sustancia especial. Cuando a=1 la suma de estas cuatro cantidades es igual a uno. La entrada asume las propiedades

especificadas de los componentes; la transición de partículas de relativistas a cámara lenta o el intercambio de energía entre sectores requiere una descripción más detallada.

La densidad de la materia que se mueve lentamente cae aproximadamente como el volumen inverso. El número de partículas en la región en expansión se mantiene, pero el volumen crece como un cubo a. En la radiación libre, la energía de cada cuanto se reduce aún más, por lo que su densidad cae más rápido. La densidad de la constante cosmológica se conserva en este modelo. Debido a las diferentes dependencias, los componentes pueden determinar secuencialmente la dinámica general.

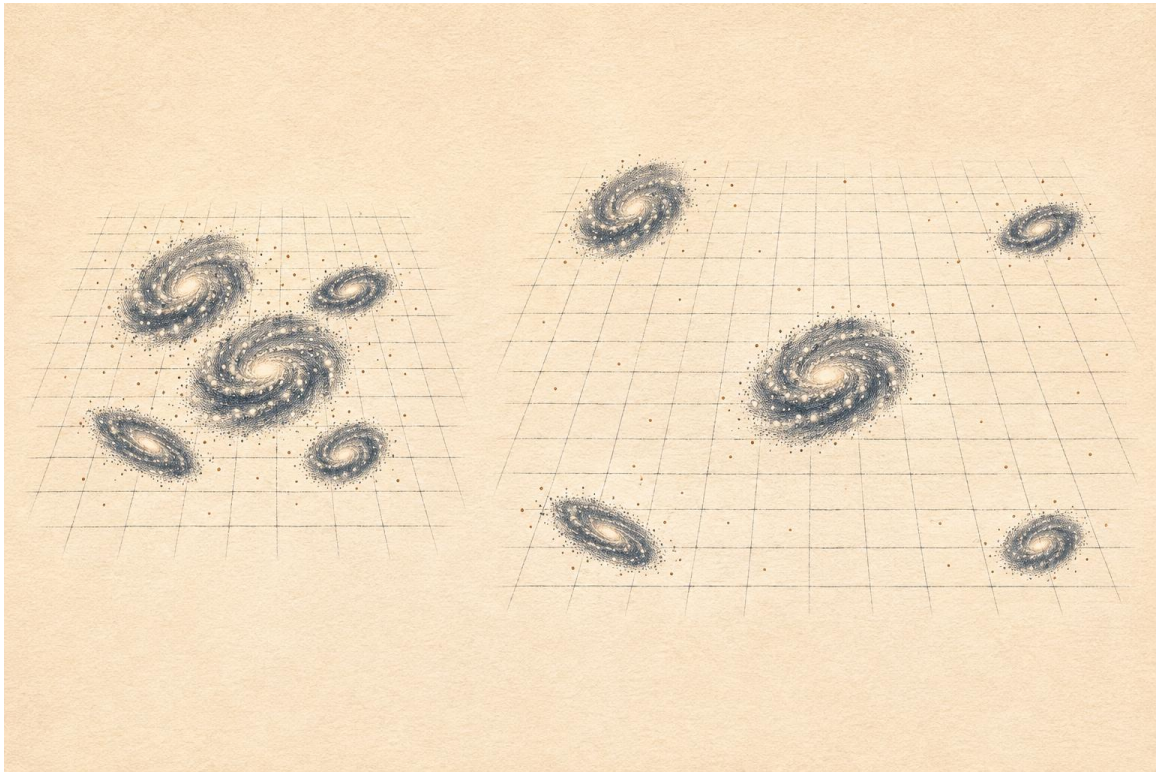
En épocas tempranas, la radiación es especialmente significativa. Más tarde, la materia juega un papel importante. Con una constante cosmológica positiva, su valor relativo aumenta a medida que otros componentes se enrarecen. Esta secuencia hace posible conectar épocas de temperaturas muy diferentes con una descripción dinámica. El éxito observacional del modelo estándar radica en la conciliación de muchos rastros de esta historia, y sus parámetros están determinados por el análisis conjunto de los datos. [6]

Medir solo H_0 no basta para conocer la edad. El inverso de H_0 fija la escala de tiempo característica, pero la edad depende de toda la historia de H. En nuestro modelo ilustrativo, el inverso de H_0 es de unos 14.5 mil millones de años, mientras que la edad calculada es de unos 13.8 mil millones. La diferencia expresa el resultado acumulado del cambio de la tasa de expansión.

¿Por qué no se estira todo?

El modelo cosmológico homogéneo es una aproximación a la dinámica a gran escala. Un átomo, un sistema planetario y una galaxia gravitacionalmente unida requieren la consideración de las fuerzas que los mantienen unidos. No están obligados a seguir una red común de observadores. Para describir sus tamaños, se resuelve un problema dinámico local sobre el fondo apropiado.

Esto se puede entender usando el ejemplo de dos partículas. Si son prácticamente libres y participan en el movimiento cósmico general, la distancia entre ellos se asocia con la expansión. Si entran en un estado de límite estable, su distancia está determinada por la interacción y el estado del sistema. El impacto cosmológico se estima como parte del problema completo y es extremadamente pequeño en los sistemas acoplados convencionales. No tenemos el derecho de multiplicar el tamaño de cada artículo por un.



Grabado 4. Las distancias crecen, pero los sistemas limitados mantienen la escala. Los dos estados ilustrativos muestran distancias crecientes entre regiones de movimiento conjunto. Las dimensiones de los sistemas encuadernados representados se conservan para enfatizar el papel de su propia dinámica. La expansión cosmológica no significa que todos los objetos se estiran por igual. El grabado transmite el principio y no especifica la proporción exacta de escalas o la historia real de galaxias individuales.

La velocidad de recesión de un objeto distante también requiere una determinación cuidadosa. En un modelo homogéneo, la derivada de la distancia adecuada entre puntos de comovimiento distantes puede exceder c. Esta no es la velocidad local de un objeto que vuela cerca del observador. La limitación de la relatividad especial se refiere a las mediciones locales y la transmisión de señales. El análisis de los horizontes cosmológicos muestra por qué el valor superluminal de tal derivado no se convierte automáticamente en una prohibición de observar la fuente. [1]

Ahora podemos volver a las distancias. En nuestro modelo ilustrativo, la luz de la fuente de comovimiento en z=1 Propagación sobre 7.95 mil millones de años. La distancia entre los puntos correspondientes hoy es de aproximadamente 11.09 mil millones de años luz, y en el momento de la emisión, alrededor de 5.55 mil millones. Los tres números se refieren al mismo modelo y fuente. Su diferencia está asociada con la definición de la cantidad medida.

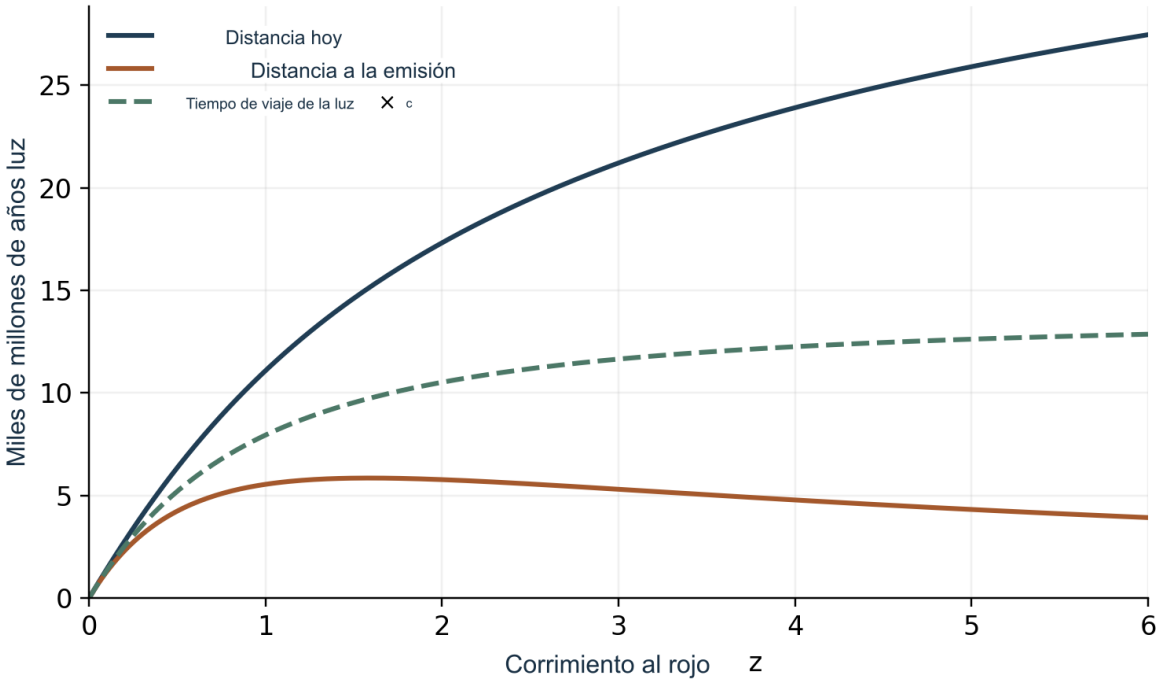


Figura 1. Diferentes medidas de distancia en un modelo espacialmente plano ilustrativo con radiación, materia y constante cosmológica. Los parámetros y el método de cálculo se dan en el apéndice matemático. Las curvas son cálculos de modelos y no representan nuevos datos observacionales.

El cambio en la energía de radiación plantea la siguiente pregunta natural: ¿a dónde va la energía de los fotones enrojecedores? En la relatividad general, la conservación local de la energía y el momento tiene una forma matemática exacta. Pero transferir el concepto familiar de energía total conservada a un espacio-tiempo dinámico arbitrario requiere condiciones adicionales, como una simetría adecuada en el tiempo. Para todo el Universo en expansión, tal cuenta de energía global puede no existir en su forma habitual.

Para un componente homogéneo, la ecuación de conservación local relaciona el cambio en su densidad con expansión y presión. Es consistente con las leyes indicadas de rarefacción de la materia y radiación. La afirmación adicional de que la energía perdida debe acumularse en un reservorio cósmico separado no se sigue de ella. Por la misma razón, la frase popular sobre la energía total exactamente cero del Universo necesita definir el modelo y la energía en sí.

Cómo comprobarlo

La mayoría de las mediciones de expansión comparan objetos de diferentes épocas: reconstruimos la historia a partir de luz proveniente de diferentes fuentes. Una tarea más directa podría ser volver a medir el corrimiento al rojo de la misma fuente cosmológica muchos años después. En el pasado, la geometría ha cambiado, lo que significa que la relación de factores de escala en los extremos del camino del mundo también debería cambiar ligeramente.

En el modelo homogéneo para la fuente comóvil, la deriva del desplazamiento al rojo se expresa en términos de H_0 actual y el valor de H en la época de emisión. La idea física de tal medida se ha desarrollado para los espectros de cuásares distantes: muchas líneas de absorción en el gas intergaláctico crean un patrón detallado que se puede comparar entre épocas de observación. [10]

$$\frac{dz}{dt_0} = (1+z)H_0 - H(z)$$

El tiempo t_0 se mide por el reloj del observador. La fórmula implica dos extremos del camino de la luz: mientras esperamos el siguiente espectro, tanto el momento de recepción como el momento de emisión de los fotones que nos llegan cambian. Por lo tanto, el signo de la deriva no puede atribuirse solo a la aceleración de la fuente. En comparación con un espectrógrafo, un pequeño cambio en z se convierte en un desplazamiento de velocidad equivalente multiplicándolo por c / (1 + z). En el capítulo 8 calcularemos tal señal para dos historias de energía oscura.

El efecto es muy pequeño. El éxito depende de la estabilidad a largo plazo de la escala de longitud de onda, fotones suficientes y el control de los movimientos del observador. Se requerirán estándares de frecuencia precisos, procesamiento repetible de espectros y verificación de cambios en el propio gas. Las aceleraciones intrínsecas de los sistemas individuales pueden enmascarar la contribución cosmológica, por lo que el conjunto de objetos y la dependencia constante de la señal en el corrimiento al rojo son esenciales.

Medir la expansión de esta manera es parte de la misión científica del espectrógrafo ANDES que se está desarrollando para el Extremely Large Telescope de ESO. En la página oficial del proyecto, la estabilidad a largo plazo de la calibración de 0.02 m/s durante diez años se enumera como un objetivo, no un rendimiento logrado. Para tal trabajo, se necesita un peine de frecuencia conectado a un estándar atómico y otras fuentes de calibración: le permiten monitorear los cambios en el propio dispositivo. [11] [12]

La primera serie de observaciones ya muestra la escala de la tarea. En el trabajo 2026, el grupo ESPRESSO comparó tres épocas de espectroscopia del cuásar J052915.80−435152.0 durante un intervalo de unos dos años. La deriva resultante −3.5 ± 3.6 m/s por año es consistente con cero. El error es mucho mayor que el efecto cosmológico esperado; esta es una prueba del procedimiento de medición, no una detección de expansión por este método. [13]

El trabajo adicional comienza con el cálculo de los cambios para los modelos comparados y su transferencia a espectros artificiales con ruido, calibración y distorsiones astrofísicas. Luego debe determinar qué fuentes e intervalos de observación le permiten reconstruir la diferencia. Las estimaciones de la duración de la campaña dependen del brillo de los objetos y el número de fotones recolectados; El intervalo de veinte años elegido en el cálculo de entrenamiento no promete ser detectado dentro de veinte años. [14]

El resultado es útil en cualquier caso cuando su sensibilidad está predeterminada. La relación consistente descubierta permitirá que la reconstrucción de la extensión sea verificada de otra manera. La ausencia del efecto esperado en el rango disponible planteará la cuestión de un modelo específico o control de medición. Ya aquí, el futuro de la cosmología parece un cierto trabajo físico: dos observaciones cuidadosamente comparadas, separadas por el tiempo, son capaces de estudiar el cambio de la escala cósmica misma.

Capítulo 4

Historia térmica

Si traza la expansión hacia atrás, la materia en promedio se vuelve más densa y la radiación se calienta. Pero simplemente mover las ecuaciones en la dirección opuesta no es suficiente para restaurar el pasado. Necesitamos huellas preservadas. En el caso del Universo caliente temprano, tales rastros se encuentran en la composición de la materia, en el espectro de la radiación cósmica de fondo de microondas y en la estructura de sus inhomogeneidades.

La fuerza de esta pintura radica en la conexión entre diferentes épocas a través de la física verificable. Las reacciones nucleares, las transiciones atómicas y la propagación de la luz han dejado varios efectos observables. Se pueden comparar. La extrapolación aumenta a medida que profundizamos en el pasado, por lo que es útil separar una historia caliente bien probada desde el principio de las hipótesis sobre lo que lo hizo posible.

La radiación recuerda la temperatura

La radiación térmica en equilibrio tiene un cierto espectro. Su forma está relacionada con la temperatura y las leyes fundamentales de la física estadística. Cuando tal radiación se propaga a través del Universo en expansión sin una liberación significativa de energía nueva, las longitudes de onda aumentan de manera consistente. El espectro conserva su forma térmica, y la temperatura disminuye en proporción inversa al factor de escala.

Por lo tanto, la etapa caliente temprana predice más que un débil resplandor de fondo. Conecta la forma espectral, la temperatura actual y las temperaturas en épocas anteriores. La temperatura de fondo de microondas cósmica de hoy se mide a partir de su espectro; El análisis de Fixsen dio una estimación combinada de 2.72548 ± 0.00057 kelvin. Esta es una medición de temperatura específica, en lugar de una medición independiente de la edad del Universo. [5]

¿Es posible comprobar si esta radiación estaba más caliente antes? Esto no requiere enviar el termómetro al pasado. En las nubes de gas distantes, las moléculas interactúan con la radiación circundante. Las poblaciones de sus niveles de energía afectan las líneas de absorción a la luz del quásar más distante. Si se tienen en cuenta las colisiones y la radiación local, tales niveles pueden servir como un termómetro cósmico.

Es este principio el que se usó en observaciones de la excitación de moléculas de monóxido de carbono en sistemas de absorción distantes. Los resultados son consistentes con el aumento de temperatura estándar con el corrimiento al rojo. El método tiene sus propias incertidumbres astrofísicas, pero prueba la historia de la temperatura a través de una física diferente a las mediciones actuales de microondas en todo el cielo. [15]

¿Cómo aparecieron los primeros núcleos ligeros?

En el plasma temprano, las reacciones fueron lo suficientemente rápidas como para que las partículas pudieran interactuar repetidamente durante un cambio notable en las condiciones. A medida que se expandió, la densidad y la temperatura disminuyeron. Llegaron momentos en que una determinada reacción ya no tuvo tiempo de mantener el equilibrio anterior. Su traza se conservó en forma de la composición de la materia o la distribución de las partículas.

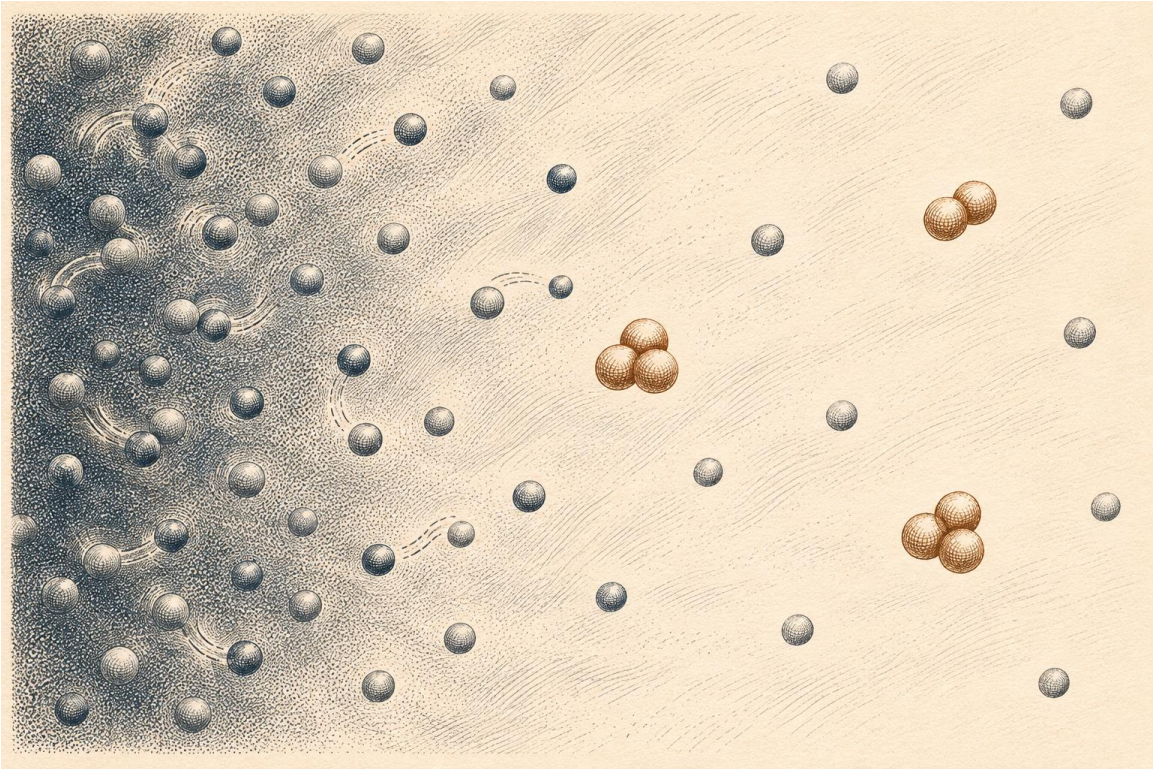
Aquí se comparan dos tiempos físicos. Uno es el tiempo promedio entre las reacciones requeridas para una partícula, el otro es el tiempo de expansión notable del medio, del orden de 1/H. Mientras que el primero es mucho más corto que el segundo, las colisiones tienen tiempo para adaptar la composición a la temperatura cambiante. Cuando se vuelven demasiado raros, el equilibrio anterior se interrumpe. La llamada congelación de una reacción no significa que las partículas dejen de moverse o que todas las reacciones se desactiven al mismo tiempo. Cada proceso tiene su propia velocidad y deja su propia marca. [16]

En los primeros segundos de la historia caliente, la relación de neutrones y protones era de particular importancia. Las interacciones débiles transfirieron algunas partículas a otras, luego comenzaron a quedarse atrás de la expansión. Los neutrones libres continuaron decayendo. La acumulación constante de deuterio y la síntesis principal de núcleos ligeros se remontan a los primeros minutos de la historia caliente. Los cálculos modernos de esta secuencia usan una red de reacciones, secciones transversales medidas y tiempos de vida de neutrones. [16]

¿Por qué los núcleos no aparecieron inmediatamente tan pronto como la energía promedio de las partículas se hizo menor que su energía de unión? La distribución térmica tiene una cola de alta energía. Además, hay muchos más fotones que bariones. Por lo tanto, incluso una pequeña fracción de fotones suficientemente energéticos podría destruir el deuterio recién formado. Solo después de un enfriamiento adicional, la cadena de síntesis pudo continuar eficazmente.

Casi todos los neutrones conservados para esta época terminaron en núcleos de helio-4. Una simple evaluación revela la razón de la gran cantidad de helio primordial. Si hay aproximadamente siete protones por neutrón, entonces dos neutrones junto con dos protones forman un núcleo de helio a partir de los dieciséis nucleones originales. El helio representa aproximadamente un cuarto de su masa. Un resultado más preciso depende de las velocidades de reacción reales y del tiempo de desintegración de neutrones.

El Universo no convirtió toda la materia en elementos pesados. La expansión redujo rápidamente la densidad, y las propiedades de los núcleos ligeros limitaron los caminos para una mayor síntesis. La formación de muchos elementos pesados se asocia con la posterior evolución de las estrellas y otros procesos astrofísicos. Particularmente valiosos para la cosmología son las cantidades residuales de núcleos ligeros que son sensibles a las condiciones tempranas.



Grabado 5. Cuando el plasma temprano deja núcleos ligeros. A medida que avanzaba la expansión, la densidad, la temperatura y la relación entre el tiempo de reacción y el tiempo de evolución del medio cambiaron. Después de superar el obstáculo del deuterio, la formación efectiva de núcleos ligeros se hizo posible. Solo se muestra aquí una transición cualitativa de partículas a pequeños grupos conectados; la composición, las velocidades de reacción y el rendimiento de los elementos se calculan usando la red nuclear.

Dos formas de medir el mismo contenido

El contenido de deuterio depende de la densidad de la materia ordinaria en el Universo temprano. Cuanto más a menudo ocurren las reacciones nucleares correspondientes, de manera diferente cambia su fracción residual. Pero el deuterio primario tiene que medirse mucho más tarde. El gas podría haber pasado a través de estrellas, mezclado con otra materia, o terminado en un complejo sistema de absorción.

Por lo tanto, los observadores buscan relativamente pocas nubes de gas procesado y examinan varias líneas del mismo absorbedor. El desplazamiento isotópico permite distinguir entre hidrógeno y deuterio. Es necesario comprobar si la línea de deuterio débil no imita el hidrógeno de otro componente a una velocidad diferente. La espectroscopia precisa y un modelo de nube unificado aquí determinan la calidad de la inferencia cosmológica. La estimación del uno por ciento obtenida por Cook, Pettini y Steidel en 2018 proporciona un ejemplo de cómo una muestra pequeña y cuidadosamente estudiada puede ser poderosamente limitante. [17]

Otro canal físico para determinar la densidad de la materia ordinaria es proporcionado por la radiación cósmica de fondo de microondas. Antes de la última dispersión, los fotones y la materia cargada formaban un medio unido en el que se propagaban las vibraciones. El número de bariones influyó en su dinámica. Por lo tanto, la estructura característica de los espectros de temperatura y polarización lleva información sobre la misma cantidad física que participó en las reacciones nucleares mucho antes. Cuando se prueba rigurosamente la nucleosíntesis en sí, también es necesario

tener en cuenta si la fracción de helio predicha por ella se usó previamente en el análisis de la radiación cósmica de fondo de microondas. La verificación independiente se lleva a cabo permitiendo que esta proporción varíe y manteniendo las incertidumbres generales. [6]

La comparación de las dos eras requiere una transición coordinada de las densidades a los parámetros actuales. Si hubiera habido una adición significativa de energía entre ellos, un cambio en la composición o una violación inusual de la ley aceptada de la evolución, esto podría arruinar el acuerdo. Esta prueba conecta la física nuclear con la geometría cosmológica y permite buscar nuevos componentes que son casi inaccesibles para la observación directa.

Imagine una partícula ligera adicional que apenas interactúa con la materia ordinaria. Si muchas de estas partículas existieran en el Universo temprano y se movieran relativistamente, su energía ayudaría a determinar la tasa de expansión. Las reacciones nucleares tendrían una cantidad diferente de tiempo para proceder a cada temperatura. Otras condiciones mantenidas fijas, la expansión más rápida podría, por ejemplo, cambiar cuando cesa la interconversión efectiva de neutrones-protones y alterar el rendimiento posterior de helio.

Por lo tanto, una partícula puede dejar un rastro sin siquiera golpear nuestro detector. Pero el tamaño de la huella depende de su población temprana. La mera existencia de una especie de partícula no nos dice cuánta energía transportaba. Para una restricción cosmológica, es necesario especificar el mecanismo de nacimiento, la temperatura del sector correspondiente y posibles decaimientos. Esto explica por qué la restricción de laboratorio sobre la interacción y la restricción cosmológica sobre la densidad son diferentes partes de la misma prueba.

La comparación con el CMB añade una distinción temporal. El componente podría existir durante la nucleosíntesis y decaer antes de la última dispersión o transición a otro modo de movimiento. Para que esta versión se convierta en una explicación, es necesario calcular ambas eras con la misma historia de partículas. La libertad de elegir densidades independientes para ellos destruiría la relación predictiva.

Donde termina la historia establecida

Siguen existiendo dificultades reales en esta imagen. Un problema conocido con el litio es la discrepancia entre la predicción estándar y la abundancia de litio inferida a partir de observaciones de algunas estrellas viejas y pobres en elementos pesados. La interpretación requiere tener en cuenta los cambios en la composición estelar, la transferencia de material y las incertidumbres en el análisis espectral. Se discute la posibilidad de una nueva física, pero el mero hecho de desacuerdo no la selecciona automáticamente. [16]

La precisión de las predicciones de deuterio también depende de los datos nucleares. La mejora en una respuesta no garantiza la desaparición de otras incertidumbres. A medida que una medición astronómica se vuelve más precisa, un error previamente sutil en la velocidad de otra reacción puede comenzar a determinar el resultado. Por lo tanto, el programa de verificación espacial temprana implica física nuclear de laboratorio convencional en la que el experimentador controla el haz de partículas y la composición del objetivo.

Cuanto más temprana sea la era bajo consideración, más importantes serán los límites de aplicabilidad de la teoría. El acelerador puede confirmar las propiedades de interacción a alta energía. Pero el uso cosmológico de este resultado supone, además, una cierta densidad, composición del

medio y la historia de expansión. Un proceso específico se reproduce en el laboratorio. Toda la situación cosmológica se restaura a través del modelo y los rastros observacionales conservados.

Si continuamos la solución clásica muy atrás, podemos llegar a un régimen de densidad y curvatura extremadamente altas. Esto indica un límite en el que es necesario comprobar la aplicabilidad de las ecuaciones utilizadas. La existencia misma de tal límite no es una observación del nacimiento absoluto del tiempo. La etapa anterior, la transición cuántica u otra descripción sigue siendo objeto de investigación independiente.

Por lo tanto, el término “Big Bang” es conveniente para usar con aclaración. La historia caliente implica la expansión y el enfriamiento del plasma temprano, respaldado por varias pruebas observacionales. La suposición de un comienzo absoluto es una declaración más fuerte. Los datos sobre los elementos de luz conservan su valor bajo diferentes hipótesis sobre cómo surgió la etapa caliente, si estas hipótesis reproducen las condiciones necesarias en el momento de la nucleosíntesis.

Primer segundo rastro

La historia caliente debe tener un testigo más: el fondo cósmico de neutrinos. Los neutrinos también nacen en el Sol, supernovas e instalaciones terrestres, pero aquí estamos hablando de partículas que habitaron el ambiente temprano caliente. Su significado cosmológico está determinado precisamente por el origen y posterior evolución de la distribución. La detección de cualquier neutrino no es la detección de este fondo, al igual que el registro de un fotón de radio ordinario no significa la medición de la radiación cósmica de fondo de microondas.

En el plasma temprano, las interacciones débiles apoyaron el intercambio de energía entre neutrinos y otras partículas. A medida que se enfriaba, este intercambio ya no podía seguir el ritmo de la expansión. La época característica se refiere a los primeros segundos de la historia caliente estándar, a temperaturas del orden de megaelectronvoltios. Esto no es un apagado instantáneo de una reacción, ni es una medida de la edad absoluta del espacio. El fondo almacena información sobre las condiciones de liberación y las influencias posteriores que pueden haber cambiado el número de partículas, el momento o el movimiento.

La estimación más simple de la temperatura proviene de la conservación de la entropía. Después de un desacoplamiento instantáneo idealizado, la aniquilación de electrones y positrones calienta predominantemente los fotones en relación con los neutrinos ya separados. En un medio fotónico-electrónico, el número efectivo de grados de libertad involucrados en la entropía cambia de 11/2 a 2. La temperatura escala como la raíz cúbica inversa de este número, además del enfriamiento cosmológico. Obtenemos la conocida relación:

$$T_{\nu,0} = \left(\frac{4}{11}\right)^{1/3} T_{\gamma,0} \simeq 1.945 \text{ K}.$$

Para el ejemplo numérico, $T\gamma,_0$ = 2.72548 kelvins de la medición anterior se utilizan; el coeficiente calculado es aproximadamente 0.71377. Esta es una estimación idealizada y no una medición directa de la temperatura de los neutrinos modernos. Para las partículas masivas que se han vuelto no relativistas, el valor $T\nu,_0$ denota la escala de la distribución del momento retenido. Sin un recálculo adicional, no puede entenderse como la temperatura cinética habitual de un gas, determinada por la energía de movimiento promedio.

El cálculo preciso del desacoplamiento requiere ecuaciones cinéticas, teniendo en cuenta las colisiones, las oscilaciones entre los sabores y las propiedades del plasma. Los fotones y los neutrinos no se separan completamente al instante, por lo que la simple ley de temperatura tiene correcciones. En el cálculo de Froustey, Pitru y Volpe 2020, el número efectivo de neutrinos relativistas grados de libertad $N_{eff} = 3.0440$ fue obtenido. La diferencia de tres describe una corrección de la densidad de energía, no el descubrimiento de un número fraccionario de partículas. [18]

El parámetro N_{eff} es generalmente conveniente como una única medida de la energía del sector relativista en relación con los fotones. Diferentes conjuntos de partículas y temperaturas pueden dar el mismo valor. Por lo tanto, medir solo esta cantidad no determinará la interacción de los neutrinos. Para aprender más, necesitamos usar no solo la densidad promedio, sino también el comportamiento de las perturbaciones: cómo la materia transfirió energía entre regiones y cambió el campo gravitacional circundante.

Los neutrinos relativistas que se propagan libremente se mueven de manera diferente que el plasma fotónico-barión unido. Sus perturbaciones cambian los potenciales gravitacionales, que afectan a las vibraciones acústicas de este plasma. Se produce un desplazamiento de fase característico de las oscilaciones. Esto es diferente de simplemente cambiar el tamaño angular de toda la pintura debido a la geometría. Bashinsky y Seljak derivaron el mecanismo físico correspondiente y mostraron su valor diagnóstico bajo condiciones iniciales adiabáticas dadas. [19]

En 2015, Fallin, Knox, Millea y Pan informaron el descubrimiento de la firma de fase esperada en el espectro de temperatura del CMB. Este es un ejemplo de evidencia indirecta del comportamiento de los neutrinos cósmicos: el detector mide los fotones, y el neutrino se infiere a través de la influencia gravitacional. Este resultado debe distinguirse tanto de la medición de la masa de neutrinos como de la captura directa de un neutrino reliquia en el laboratorio. [20]

Para el próximo estudio, se pueden comparar dos historias específicas. En el primero, los neutrinos se propagan libremente después de un desacoplamiento débil estándar. En el segundo, la interacción elástica adicional entre ellos mantiene colisiones más largas, manteniendo una densidad de energía promedio similar. Estas opciones han sido estudiadas durante mucho tiempo. Por ejemplo, Cyr-Racine y Sigurdson consideraron la fuerza efectiva de autointeracción de los neutrinos G_{eff} y su reflejo en las perturbaciones cosmológicas. [21]

En el régimen de interacción de contacto con un mediador pesado para neutrinos relativistas, la tasa de colisión característica tiene una dependencia de la temperatura. $\Gamma\nu \propto G_{eff}^2 T\nu^5$ en unidades donde c, y k_B son iguales a la unidad. El coeficiente y la respuesta angular dependen del modelo microscópico adoptado. Para calcularlo, no es suficiente mover arbitrariamente el tiempo de desacoplamiento: debe establecer el término de colisión, verificar el modo de aplicabilidad de la aproximación y trazar la jerarquía de las perturbaciones angulares de la distribución. [21]

Esta formulación no supone que los datos requieran ahora una fuerte autointeracción. En un trabajo publicado en 2025 por Camarena y Cyr-Racine, una consideración conjunta de los datos de CMB seleccionados y las distribuciones de galaxias limitó significativamente una versión simple de dicha cosmología. El resultado se refiere al modelo estudiado y a los conjuntos de datos. Muestra por qué la nueva versión debe ser probada por varios observables a la vez, en lugar de presentar un ajuste exitoso a un espectro separado. [22]

Es especialmente útil seleccionar historias por adelantado con una energía promedio similar del sector relativista. La diferencia de fase y polarización prueba entonces la naturaleza del movimiento, no sólo la adición de nueva energía. Al mismo tiempo, deben permitirse cambios en los parámetros cosmológicos estándar y la fracción de helio. De lo contrario, un valor auxiliar rígidamente fijo puede aumentar artificialmente la visibilidad de la diferencia. La tarea final es encontrar parámetros de colisión que permanezcan distinguibles después de dicha comparación conjunta.

El examen directo de los antecedentes requiere un instrumento diferente. Una de las formas que se están estudiando es la captura de neutrinos por tritio con la formación de helio-3 y un electrón:

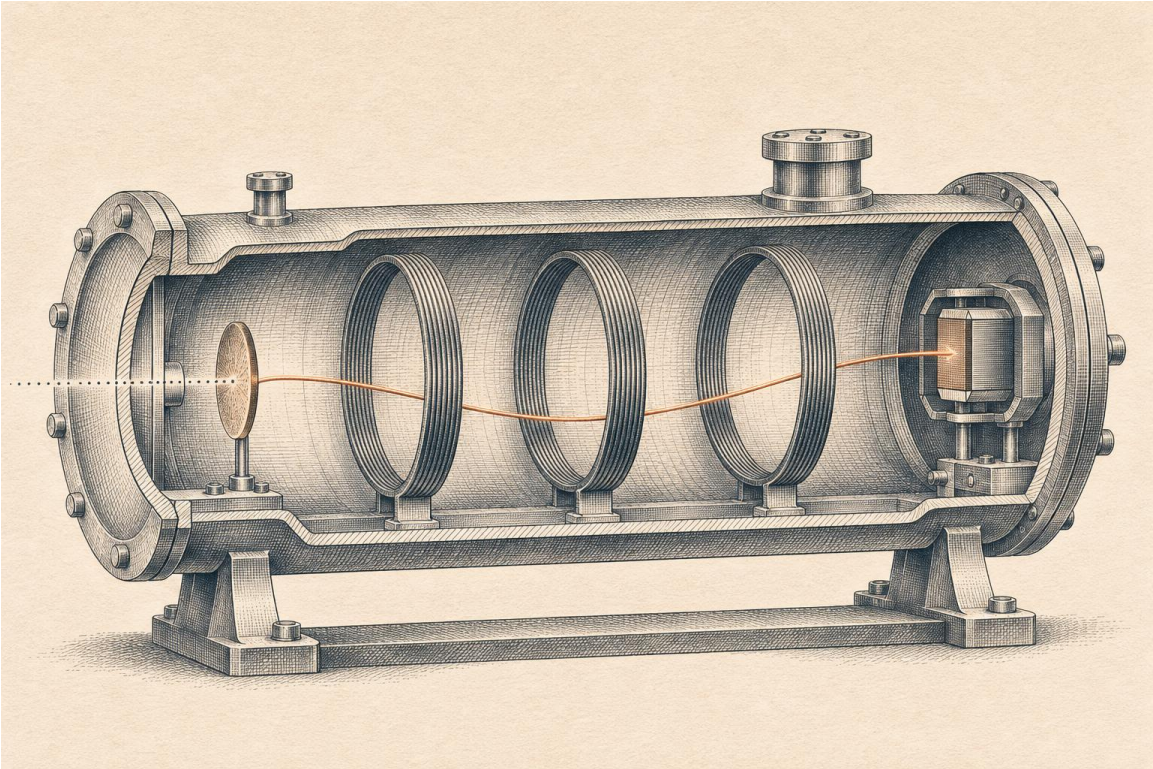
$$\nu_e + {}^3\mathrm{H} \longrightarrow {}^3\mathrm{He} + e^-.$$

La captura puede producir un electrón con una energía superior al extremo del espectro beta normal. Para masas no relativistas casi iguales, la separación característica entre la señal y el extremo beta es aproximadamente 2mvc². Para masas distintas, hay que calcular varias contribuciones con sus pesos de mezcla. La tasa de eventos también depende de la densidad local, la helicidad y la naturaleza del neutrino; Long, Lunardini y Sabancilar analizan estas dependencias en detalle. [23]

El programa de investigación PTOLEMY está considerando el desarrollo de una configuración para dicha captura. Las estimaciones publicadas relacionan sus capacidades con la masa objetivo, la resolución de energía y el fondo. Entre una reacción resuelta físicamente y una medición cosmológica confiable se encuentra una prueba de la respuesta real: cómo se une el tritio al material, qué amplía la línea de electrones, cómo los electrones pierden energía y qué tan estable se determina su escala. Las estimaciones del proyecto no constituyen un informe de la detección de neutrinos reliquia. [24]

El libro blanco de PTOLEMY muestra la construcción de un prototipo de sistema magnético y filtro electromagnético. El objetivo inmediato de la ingeniería es verificar la selección y medición de electrones con las propiedades deseadas. Esta fase debe tenerse en cuenta por separado en el plan de estudio y no sustituirse por una evaluación del diseño de la viabilidad de la instalación completa. [25]

Incluso una captura exitosa no proporcionará una fotografía incondicional del primer segundo. Una acumulación gravitacional moderna de neutrinos puede cambiar la densidad cerca de la Tierra, y las propiedades de las masas pueden transformar esta densidad en la tasa de captura. Por lo tanto, el laboratorio y los canales cosmológicos son valiosos juntos: el primero prueba las partículas directamente, el segundo limita la energía temprana y la propagación. Su desacuerdo se volverá interesante solo después de calcular toda la cadena que conecta ambas mediciones.



Grabado 6. De un objetivo de neutrinos a una señal electrónica. En el método de búsqueda directa que se está estudiando, un neutrino es capturado por el tritio, y se mide la energía del electrón resultante. La disposición convencional conecta el objetivo, la transferencia de electrones y el detector. No reproduce el diseño de un proyecto específico: la capacidad de aislar la señal de reliquia-neutrino está determinada por la resolución de energía, el fondo, las propiedades del objetivo y la estabilidad de calibración.

Cómo comprobarlo

El primer camino pasa por el laboratorio. En la reacción de captura de protones por deuterio, se forma helio-3 y se emite un quantum gamma. Midiendo la probabilidad de una reacción a las energías deseadas, es posible reducir la incertidumbre en el cálculo del deuterio primordial. El experimento LUNA utilizó un haz de protones, un objetivo de gas y la grabación de rayos gamma en un laboratorio subterráneo donde el fondo cósmico se atenúa significativamente. Este es un ejemplo concreto de cómo una medición en la Tierra refina la conclusión sobre los primeros minutos de la historia cósmica. [26]

Otros desafíos incluyen la mejora concertada de toda la red de reacción crítica, el control de las propiedades del objetivo, la eficiencia del detector y la escala de energía. La red actualizada debe entonces compararse con observaciones independientes de deuterio y helio, sin ajustar cada reacción a la densidad cosmológica deseada. Es especialmente útil publicar correlaciones de errores: unas pocas cantidades bien medidas pueden mantener una incertidumbre sistemática común.

La segunda forma examina las desviaciones del espectro de la radiación cósmica de fondo de microondas de la forma térmica. La liberación de energía adicional en el entorno temprano puede dejar un rastro espectral si los procesos de restauración del equilibrio ya no son lo suficientemente efectivos como para borrarlo por completo. En base a la forma y magnitud de la distorsión, el tiempo y el mecanismo de liberación de energía pueden ser limitados. Sin embargo, un componente espectral puede tener varias fuentes, incluyendo procesos astrofísicos ordinarios.

Físicamente, necesita un espectrómetro absoluto con una fuente de referencia interna precisa, amplia cobertura de frecuencia y control de la propia radiación del dispositivo. Las observaciones multifrecuencia permiten la separación del polvo galáctico y otros primeros planos. El concepto instrumental de PIXIE muestra cómo la espectroscopia y la polarimetría se pueden combinar en tal tarea; las capacidades de diseño publicadas deben distinguirse de las sensibilidades operativas de la misión ya obtenidas. [27]

Un trabajo de investigación específico comienza con la elección de un proceso: por ejemplo, la descomposición de una partícula con una vida útil y una fracción de energía dadas. A continuación, se calculan los cambios en la composición del plasma, los elementos primarios y el espectro de radiación. El modelo debe pasar estas pruebas con los mismos parámetros. Una señal en un canal con un efecto prohibido en otro no proporciona una explicación consistente.

Un resultado positivo requerirá verificar la forma espectral, la calibración de frecuencia y las fuentes alternativas. La ausencia de distorsión limitará la liberación de energía sólo en aquellas épocas y canales a los que el experimento es sensible. Un proceso muy temprano podría haberse termalizado; demasiado débil permanecerá más allá del umbral del dispositivo. Es el cálculo de estos límites lo que convierte la promesa de “ver el principio” en una tarea definida.

La parte de neutrinos del programa comienza reproduciendo el cálculo estándar y un modelo de colisión publicado. Luego, en una cuadrícula común de parámetros, se calculan la temperatura, la polarización y los espectros cruzados del CMB, manteniendo la conexión con la nucleosíntesis. Si una hipótesis con una interacción fija distinta de cero requiere un patrón de fase y polarización que no encaja en los datos después de cambiar los parámetros permitidos, se rechaza esta versión. Un resultado nulo limita el rango de interacción; no prohíbe ninguna interacción oculta con neutrinos.

Para la captura directa, el primer resultado debe ser una distribución medida de la respuesta a electrones de energía conocida, junto con el fondo y la estabilidad de la escala. Se convoluciona con las líneas predichas y el espectro beta para masas específicas y densidades locales. Así es como se obtienen los requisitos verificables para el siguiente dispositivo. Sin una resolución suficiente, la ausencia de una línea separada no refuta el fondo cósmico de neutrinos. Ambas ramas del trabajo pueden producir un resultado significativo antes de la detección: un historial aceptable de transmisión gratuita y un límite razonable en la viabilidad del registro directo.

La historia caliente vincula las reacciones nucleares, la radiación y el movimiento de partículas que interactúan débilmente. Después de la formación de átomos neutros, aparece otra posible fuente de información: el hidrógeno cósmico antes del nacimiento de las primeras estrellas. Su señal de radio es capaz de continuar esta historia hasta la era en que la estructura futura del mundo comienza a tomar forma a partir de las heterogeneidades tempranas.

Capítulo 5

El Universo antes de las primeras estrellas

Después de la formación de átomos neutros, el Universo sobrevivió durante mucho tiempo sin luz estelar. Las inhomogeneidades ya existían en él, el gas se movía en los campos gravitacionales, y las regiones más densas se preparaban gradualmente para una mayor compresión. Entre la radiación de fondo de microondas cósmica bien estudiada y las galaxias observadas se encuentra una época, una parte significativa de la cual aún se está reconstruyendo según la teoría. Aquí es donde se puede tratar de ver el crecimiento de la estructura antes de que las estrellas comenzaran a calentarse y reciclar la materia circundante.

El nombre de "edad oscura" describe la ausencia de numerosos objetos luminosos. No significa la ausencia de radiación o procesos físicos. Los fotones relictos continuaron llenando el espacio. El hidrógeno neutro podría cambiar su flujo en una línea espectral estrecha. El principio de estudiar esta señal antes de la aparición de las primeras estrellas fue desarrollado cuantitativamente, en particular, por Loeb y Zaldarriaga. Por lo tanto, se debe buscar un nuevo paso de investigación en algunas pruebas de modelos y su viabilidad, y no en declarar el hidrógeno en sí mismo como una sonda espacial desconocida. [28]

Este capítulo conecta la historia caliente a la cuestión de la naturaleza de la materia oscura. ¿Es posible determinar a partir del gas temprano por qué hay pocas inhomogeneidades en alguna escala? ¿Eran débiles desde el principio, o el patrón que ya había surgido suavizaba el movimiento de las partículas? Para discernir las causas, uno tendrá que entender consistentemente la señal atómica, su cambio cosmológico y las limitaciones de la medición misma.

El átomo como transmisor de radio

El estado fundamental del hidrógeno tiene dos subniveles cercanos en energía, asociados con la orientación mutua de los espines del electrón y el protón. La transición entre ellos corresponde a una longitud de onda de aproximadamente 21 centímetros en el marco de reposo del átomo. En un problema cosmológico, el efecto colectivo de un gran número de átomos es importante: su interacción con la radiación de fondo crea un cambio débil en el brillo de la radio a una cierta frecuencia.

Las tres temperaturas juegan diferentes papeles aquí. La temperatura cinética caracteriza el movimiento de las partículas de gas. La temperatura del CMB describe el campo de fotones circundante. La temperatura de espín viene dada por la relación de las poblaciones de dos subniveles de hidrógeno. Muestra cómo los átomos absorben y emiten fotones de esta línea, y no tiene que coincidir con la temperatura de movimiento de los átomos. La relación de temperatura cambia debido a la competencia entre colisiones e interacción con la radiación.

En una región homogénea simple, si el fondo es la radiación de fondo de microondas cósmica, la diferencia observada en las temperaturas de brillo se puede escribir en términos de la temperatura de espín T_s, la temperatura de fondo T_γ y el grosor óptico de la línea τ_{21}. Este último caracteriza la probabilidad de interacción de la radiación con el gas a lo largo de la trayectoria en consideración. Esta notación se deriva de la transferencia de radiación a través de la capa y tiene en cuenta la disminución cosmológica de la temperatura de brillo:

$$\delta T_b = \frac{T_s - T_\gamma}{1+z}\left(1 - e^{-\tau_{21}}\right).$$

Una diferencia negativa significa absorción con respecto al fondo, una diferencia positiva significa brillo adicional. Cuando T_s y T_γ son iguales, el gas puede existir y tener inhomogeneidades, aunque el contraste de línea promedio desaparece. Por lo tanto, la ausencia de una señal promedio fuerte aún no mide la cantidad de hidrógeno. El cálculo exacto también tiene en cuenta las faltas de homogeneidad en el espesor óptico, las velocidades y la temperatura; Lewis y Challinor llevaron a cabo un análisis lineal de dicha transferencia. [29]

Después de que la conexión térmica con los fotones relictos se debilita, el gas es capaz de enfriarse más rápido que la radiación. Siempre que las colisiones acoplen la temperatura de espín lo suficientemente bien a la temperatura del gas, se produce la absorción. Con más rarefacción, las colisiones se vuelven menos efectivas, y la diferencia entre la temperatura de espín y la temperatura de fondo disminuye. Así que la física atómica ordinaria crea una señal de radio variable en el tiempo incluso antes de que aparezcan las estrellas. [28]

Cuando las primeras fuentes se iluminan, la imagen se vuelve más complicada: su radiación cambia las poblaciones de los niveles, calienta el gas y lo ioniza gradualmente. Esta etapa se llama amanecer cósmico. También es interesante, pero ya responde preguntas adicionales sobre las propiedades de las fuentes. Para nuestra tarea, necesitamos especificar de antemano el intervalo en el que su contribución puede considerarse pequeña, y verificar esta suposición al cambiar el modelo.

La frecuencia se convierte en un indicador de época

Los átomos interactuaron con los fotones a una frecuencia conocida, pero llegaron al observador después del estiramiento cosmológico de la longitud de onda. Si descuidamos las propias velocidades del gas, la relación es simple:

$$\nu_{\rm obs} = \frac{\nu_{21}}{1+z}, \qquad \nu_{21} \simeq 1420.4\ \text{MHz}.$$

Al corrimiento al rojo z = 30 El resultado es acerca de 45.82 Megahertz, en z = 50 - 27.85, en z = 100 - 14.06. Estos valores se calculan para el libro utilizando la fórmula dada. Muestran el rango de frecuencia deseado; La sensibilidad de la antena, el tiempo de observación o la probabilidad de detección no se pueden deducir de ellos. Ni el flujo en primer plano ni el ruido del dispositivo participan en esta conversión.

Al observar diferentes frecuencias, puede acceder a diferentes capas del pasado. La posición angular en el cielo da dos coordenadas, y la frecuencia agrega información sobre el desplazamiento al rojo. La transición a la distancia requiere un modelo cosmológico, las velocidades naturales introducen una corrección y el ancho finito del canal mezcla las capas vecinas. El volumen resultante se refiere a nuestro cono de luz pasado: se observan regiones más distantes en un estado anterior.

Esta característica es útil y peligrosa. Le permite comparar las estadísticas de la estructura en varias épocas, pero prohíbe considerar todo el volumen observado como una instantánea sin correcciones. Si la temperatura media y la tasa de crecimiento de las perturbaciones cambian notablemente dentro de una banda ancha, el procesamiento debe tener en cuenta la evolución. De lo contrario, parte del cambio temporal caerá por error en la estructura espacial.

El lugar de la señal de hidrógeno entre otros rastros cósmicos ahora se está volviendo más claro. El fondo de neutrinos se asocia con un cese mucho más temprano del intercambio efectivo con el plasma; los fotones relictos llevan una imagen de la era de la última dispersión; la línea de hidrógeno agrega capas posteriores a las estrellas. Estos observables no son tres fotografías del mismo tipo. Cada canal recuerda sus propios procesos, y su conexión con la era está determinada por su propia física de transferencia.

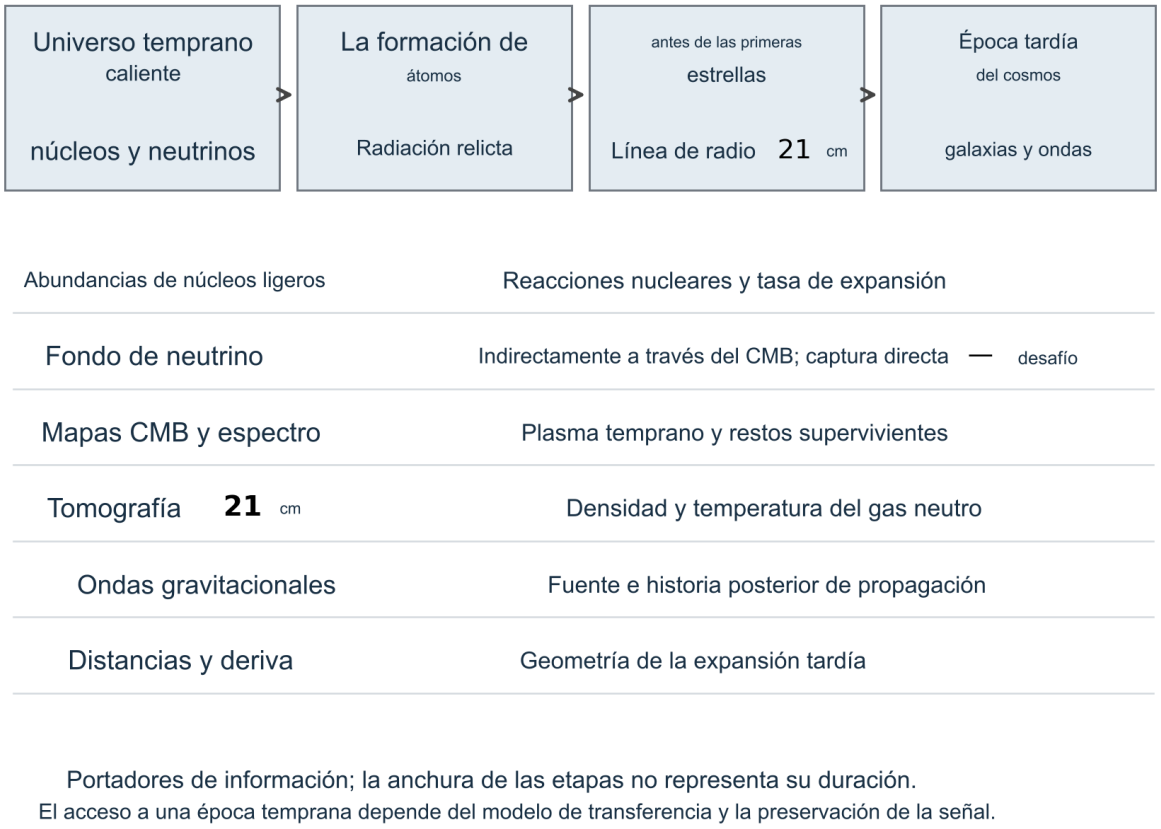


Figura 2. Portadores de información sobre diferentes etapas de la historia del espacio. El diagrama muestra la secuencia y los roles físicos, no las duraciones exactas o la sensibilidad lograda. El fondo de neutrinos tiene evidencia indirecta; La captura directa y la tomografía de la Edad Oscura siguen siendo desafíos. Las ondas gravitacionales pueden transportar información sobre diferentes épocas dependiendo de la fuente y el transporte.

Del brillo medio a la estructura espacial

En la primera versión del experimento, se mide el espectro promediado en el cielo. Se habla de la historia térmica media y la composición del gas. En el segundo, se restablecen las diferencias entre direcciones y frecuencias. Permiten estudiar las estadísticas de inhomogeneidades. Los cálculos modernos de las perspectivas de la edad oscura consideran estos dos modos por separado: obtener un

mapa preciso requiere diferentes dimensiones y capacidades de configuración que buscar un perfil espectral promedio. [30]

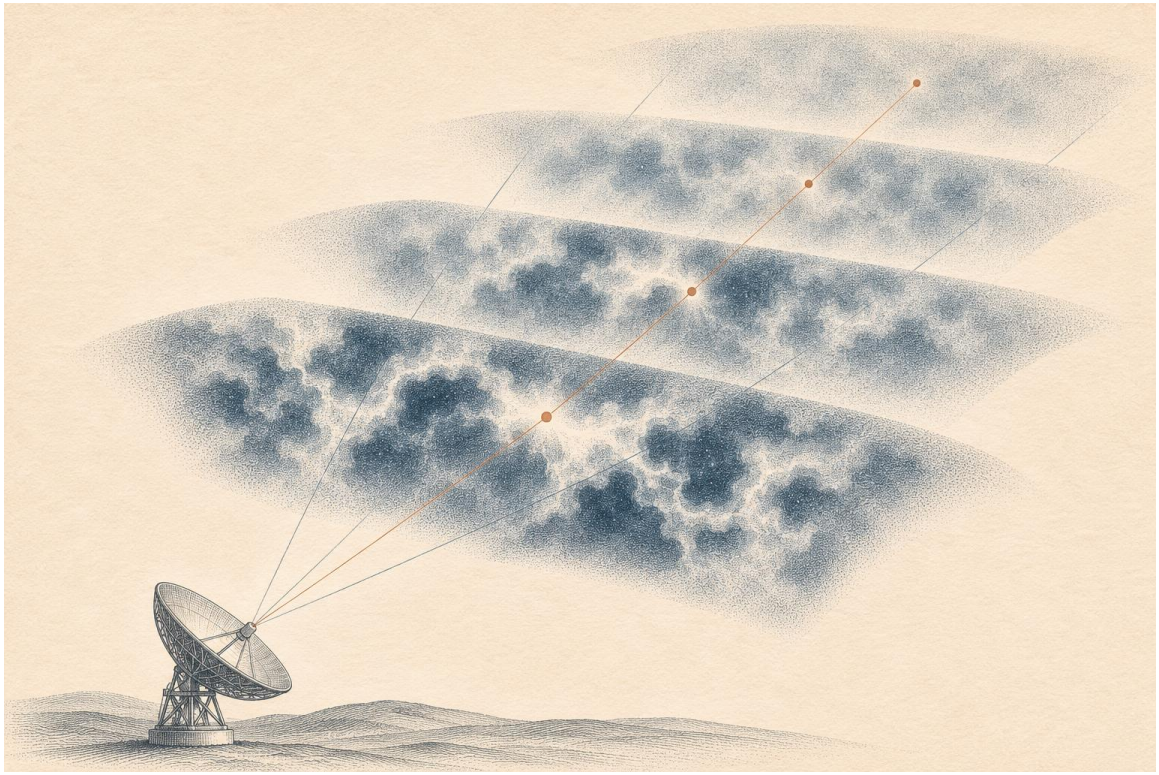
La media y el rango responden a diferentes preguntas. Dos gases pueden tener la misma temperatura promedio, pero una distribución completamente diferente de regiones densas y enrarecidas. Por lo tanto, la detección de la absorción media en sí misma todavía no proporciona un espectro de pequeñas perturbaciones. Para medirlo, es necesario establecer qué tan consistentemente cambia el brillo de radio cuando se mueve entre puntos con una cierta separación espacial.

Una estadística conveniente para tal figura es el espectro de potencia P_{21}. Distribuye la magnitud promedio de las variaciones de brillo a través de escalas espaciales. Un gran número de ondas k de movimiento conjunto corresponde a una pequeña escala. Además, surge una dependencia de la dirección relativa a la línea de visión: el movimiento del gas cambia la frecuencia observada y, por lo tanto, la ubicación radial aparente de las inhomogeneidades. Por lo tanto, la misma estructura física puede parecer diferente a lo largo y a través del haz.

Sea q el coseno del ángulo entre el vector de onda y la línea de visión, y ζ la perturbación de curvatura primaria. En una descripción lineal limitada con un modo inicial adiabático, el brillo es proporcional a ζ. Si usamos la misma normalización de Fourier, sigue:

$$P_{21}(k,q,z) = |\mathcal{R}_{21}(k,q,z)|^2 \, P_\zeta(k).$$

El valor R_{21} combina el aumento de densidad, movimiento y respuesta térmica del gas; sus unidades están especificadas por las unidades de temperatura de brillo seleccionadas. La fórmula expresa la propiedad habitual de la respuesta lineal. Con varios componentes iniciales independientes, en lugar de un producto, se necesita una suma con correlaciones mutuas, y con una no linealidad significativa, surgen términos adicionales. Incluso una simple grabación muestra la principal dificultad: un producto medido no determina por separado el patrón inicial y la dinámica posterior.



Grabado 7. La frecuencia revela diferentes capas del pasado. En la idea de la tomografía de línea de 21 centímetros, la dirección en el cielo y la frecuencia se asocian con la distribución del brillo de radio. Las capas condicionales se refieren a diferentes épocas de nuestro cono de luz pasado. No se pueden combinar en una instantánea sin correcciones: la transición a la distancia requiere un modelo, y las velocidades del gas y las anchuras finitas de los canales cambian la reconstrucción.

El gas tiene su propia historia

El hidrógeno temprano es atractivo porque no requiere describir un conjunto complejo de fuentes de radiación antes que las estrellas. Pero no puede considerarse una pantalla estacionaria para la materia oscura. El gas tiene presión, ionización residual e inercia térmica. Las diferentes densidades afectan a las colisiones y, por lo tanto, afectan la relación entre la temperatura de espín y el movimiento de las partículas. Por lo tanto, incluso la misma inhomogeneidad gravitacional no siempre da el mismo brillo.

La velocidad relativa de la materia ordinaria y la materia oscura fría después de la recombinación es especialmente significativa. Cambia el crecimiento de pequeños disturbios y relaciona sus estadísticas con regiones más grandes. Ali-Haimud, Meerburg y Yuan mostraron que este efecto se refleja en la señal de 21 centímetros a diferentes escalas. La supresión de la potencia exótica debe buscarse después de incluir tal contribución común en el cálculo básico. [31]

Para nuestro entorno, esto significa que tenemos que comparar estados físicos enteros. Las coincidencias de densidad por sí solas no son suficientes: se deben verificar las velocidades, las temperaturas del gas y sus correlaciones mutuas. Si las dos versiones coinciden solo en la densidad, puede resultar una divergencia adicional de una condición inicial incompleta. Será el resultado real del cálculo, pero no la diferencia en los mecanismos que el investigador pretendía probar.

También puede recurrir a correlaciones triples: el biespectro. Describen los acoplamientos entre los tres modos que forman un triángulo de vectores de onda y agregan información al espectro de

potencia convencional. Sin embargo, el crecimiento no lineal y la misma dependencia del brillo de las propiedades del gas crean correlaciones triples incluso con un campo primario gaussiano. El trabajo de Muñoz, Ali-Haimud y Kamionkowski muestra la necesidad de tener en cuenta esta contribución secundaria cuando se busca la no gaussianidad primaria. [32]

Por lo tanto, la promesa de “agregar un biespectro y resolver la degeneración” requiere un cálculo separado. Es necesario mostrar cuál de sus componentes conecta los modelos de manera diferente a la potencia, y si esta diferencia permanece después de estimar los parámetros del gas. Si las dos versiones especifican las mismas estadísticas de estado completas disponibles y luego siguen las mismas ecuaciones, el nuevo nombre de la estadística no creará información faltante.

Dos orígenes de una deficiencia

Vamos a definir un proyecto limitado. En la versión A, la materia oscura es fría y el espectro primordial se suprime suavemente a escalas pequeñas. Para el primer cálculo, puede especificar una forma fenomenológica positiva:

$$P_\zeta^A(k) = P_{\zeta,0}(k)\exp[-(k/k_c)^p]\,, \qquad k_c > 0, \quad p > 0.$$

Aquí k_c determina la posición del corte, p es su nitidez, y $P\zeta,_0$ es el espectro de referencia suave seleccionado. Esta es una conveniente parametrización de la investigación, no una nueva teoría del origen de las perturbaciones. Todavía no explica qué mecanismo temprano creó la rebanada. La prueba primero determina si el propio canal de observación es capaz de distinguir entre tal condición inicial y otra razón para la pérdida de estructura pequeña.

En la versión B, el espectro primario se deja liso, pero se selecciona una reliquia térmica específica de materia oscura con una distribución de momento dada. El rápido movimiento de las partículas suaviza las pequeñas inhomogeneidades. Este mecanismo físico ha sido estudiado durante mucho tiempo en modelos de materia oscura caliente; el trabajo de Bode, Ostriker y Turok sirve como un ejemplo principal. Aquí la masa, la distribución y la contribución del componente deben estar relacionadas por el modelo elegido, en lugar de ajustarse independientemente para cada corrimiento al rojo. [33]

En primer lugar, los parámetros de ambas versiones se eligen de modo que su potencia medida esté próxima en la misma época de referencia y en un intervalo de escalas especificado previamente. Luego se comparan las épocas restantes, la dirección de oscilación con respecto a la línea de visión y, con suficiente precisión teórica, correlaciones triples. La suposición que se está probando es que la diferencia continua en la dinámica dejará un rastro adicional que no puede ser absorbido por el cambio de parámetro permitido.

Esta suposición puede resultar incorrecta. Si por la época disponible el movimiento residual de la componente caliente ya no es significativo, y su acción se ha reducido a un cambio casi constante en la función de transferencia, un espectro primario especialmente seleccionado es capaz de reproducir el mismo resultado. Los desplazamientos al rojo múltiples no garantizan la separación: el crecimiento posterior igual lleva la coincidencia de una época a la siguiente. La forma exponencial dada anteriormente puede ser demasiado rígida para un ajuste exacto; entonces es esta forma la que se prueba, y no toda la idea de supresión primordial.

Este resultado es útil para la ciencia. Determinará que el mapa de radio está midiendo una combinación de espectro inicial y remanente, e indicará qué suposición adicional se necesita para la

separación. Puede ser necesario limitar el espectro primario a otro canal o observar una época en la que la dinámica residual todavía es perceptible. Es posible que deba probar la partícula usted mismo. La elección debe seguir de la estructura de la degeneración, y no del deseo de obtener una respuesta positiva a cualquier costo.

La primera prueba de degeneración se puede hacer particularmente transparente. Con un modo inicial lineal, la relación de potencias en dos épocas con el mismo movimiento conjunto k y valores del parámetro angular q reduce la potencia primaria. Si ambas respuestas no son cero, se sigue directamente de la fórmula anterior:

$$\frac{P_{21}(k,q,z_1)}{P_{21}(k,q,z_2)} = \left|\frac{\mathcal{R}_{21}(k,q,z_1)}{\mathcal{R}_{21}(k,q,z_2)}\right|^2 .$$

Por lo tanto, cambiar la potencia inicial por sí sola no falsificará un cambio arbitrario en esta relación. Pero si los ratios de respuesta son los mismos en las versiones A y B, esta prueba no los separa. Esta es una consecuencia algebraica de una descripción lineal limitada, y no una ley universal de identificación de la materia oscura. En la observación real, se comparan estadísticas de diferentes capas, en lugar de imágenes repetidas de la misma área; se debe tener en cuenta su covarianza, diferentes resoluciones y el modelo geométrico general.

Tal control también es útil para la inteligencia artificial, que tiene la tarea de buscar características distintivas. Primero, se le dan pares donde la relación es analíticamente idéntica, luego se empareja con una diferencia de transferencia conocida. Si el algoritmo distingue con confianza el primer grupo basado en detalles inconmensurables de la simulación, ha encontrado una característica de la preparación de datos. Volviendo al ejemplo analítico nos permite detectar este error antes de interpretar el resultado como nueva física.

Si el resultado es positivo, el siguiente paso es comprobar la estabilidad. La diferencia debe sobrevivir a los cambios en los parámetros cosmológicos estándar, la temperatura del gas y la contribución estelar residual permitida. Una predicción que es notable solo con covariables perfectamente fijas puede desaparecer en el análisis real. Por lo tanto, el resultado del proyecto será una región de distinguibilidad en el espacio de parámetros, y no un solo par espectacular de curvas teóricas.

Silencio de radio y operación del dispositivo

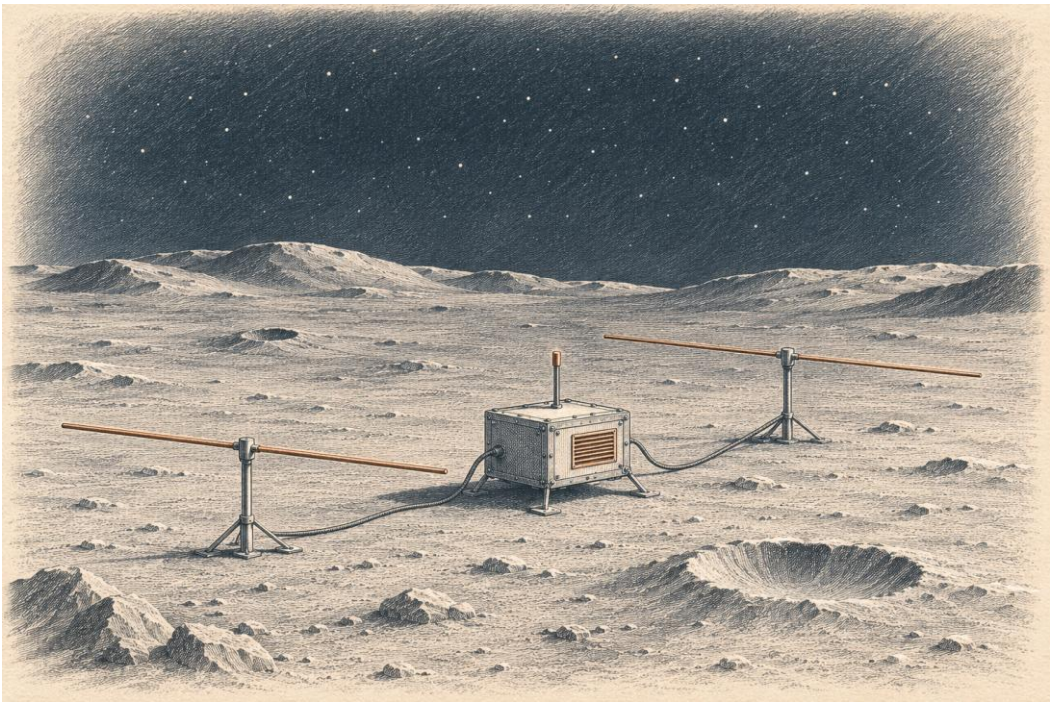
Las bajas frecuencias requeridas dificultan la ingeniería de tareas. La ionosfera de la Tierra cambia la propagación de las ondas de radio, y los transmisores humanos crean una poderosa interferencia. El otro lado de la Luna es visto como un lugar donde la contaminación de radio de la Tierra puede ser mitigada. La descripción oficial de LuSEE-Night lo define como un experimento precursor para explorar el entorno de radio y dominar dicha ventana de observación. Este estado no es equivalente a la tomografía ya completada de la Edad Oscura. [34]

El diseño de LuSEE-Night incluye un receptor de baja frecuencia y antenas mutuamente orientadas; El trabajo publicado del equipo describe observaciones autónomas en una noche lunar. Para el libro, el paso físico en sí es importante: verificar la recepción, calibración y operación de la instalación en el entorno deseado. El programa de entrega no es una prueba de la sensibilidad lograda, por lo que las conclusiones sobre la cosmología deben basarse en el rendimiento medido de un instrumento en particular. [35]

El sitio lunar no elimina la radiación galáctica, el ruido inherente de la electrónica o la inexactitud del modelo de antena. La dependencia de su respuesta direccional en la frecuencia es especialmente peligrosa. Si el instrumento mezcla áreas brillantes del cielo de manera diferente a diferentes frecuencias, un primer plano espectralmente suave puede producir una estructura similar a la señal de interés. Es necesario medir no solo la ganancia del receptor, sino también la cantidad de cielo que está pesando.

Para un interferómetro, este problema también se manifiesta en la mezcla de modos espaciales. La conexión del primer plano liso con la respuesta de frecuencia de la instalación es capaz de contaminar la región en forma de cuña en las coordenadas de número de onda transversal y longitudinal. El análisis estadístico de este efecto se desarrolló en estudios de la línea de 21 centímetros de la época de reionización. Para las edades oscuras, es necesario volver a sustituir las frecuencias, la geometría y el ruido de la matriz futura; la sensibilidad ya preparada de otro experimento no se transfiere automáticamente. [36]

Esto implica un requisito específico para el proyecto: calcular la distinguibilidad de los modelos solo en aquellos modos que realmente permanecen después de la limpieza y la selección. Si la principal discrepancia se encuentra en una región distante, no puede considerarse una ventaja observacional. Un algoritmo de aprendizaje automático puede predecir valores latentes a partir del modelo adoptado, pero tal reconstrucción no agrega una medida independiente de los modos eliminados.



Grabado 8. La observación de radio desde el otro lado de la Luna. El lado lejano de la Luna se considera como un sitio para mediciones de baja frecuencia con interferencia de radio terrestre atenuada. La imagen muestra una instalación de antena convencional, no un proyecto terminado de un telescopio. El blindaje lunar no elimina el primer plano galáctico, el ruido intrínseco o la dependencia de la frecuencia de la antena; la sensibilidad futura debe determinarse mediante mediciones y cálculos.

Cómo comprobarlo

El primer resultado se puede obtener antes de la construcción de un gran observatorio. Para un par dado de A y B, se debe producir un cálculo reproducible de densidades, velocidades, temperaturas y brillos de radio en varias capas, por ejemplo alrededor de z = 30, 50 y 100. Estos valores sirven como una cuadrícula de referencia en lugar de un límite universal sin estrellas. Las capas inferiores se excluyen o complementan con fuentes si el modelo elegido predice una contribución estelar significativa allí.

Luego se construye un modelo de medición. Para el espectro medio, incluye respuesta de frecuencia, patrón de antena y estándar de calibración. Las correlaciones espaciales requieren una geometría de matriz, un conjunto de distancias entre antenas, canales de frecuencia y duración de la observación. Los parámetros se toman de un proyecto específico o se especifican explícitamente como opciones para un diseño futuro. Solo después de esto, la diferencia entre las señales teóricas recibe un significado observacional.

Cada uno de los dos modelos junto con los primeros planos celestes y los errores instrumentales se introducen en los datos artificiales. La reconstrucción se lleva a cabo a ciegas para el algoritmo de análisis, cambiando los parámetros molestos permitidos en ambas versiones. Una parte de la simulación establece el umbral para que el modelo se seleccione falsamente, la otra prueba con qué frecuencia la versión correcta pasa la selección. Las implementaciones de código independientes deben reproducir funciones de transferencia de claves en una malla común.

Una prueba particular se refiere a un cálculo básico erróneo. Se debe variar alternativamente la ionización residual, la presión del gas, las velocidades relativas de los componentes y la forma de la frecuencia en primer plano dentro de incertidumbres razonables. Si la pequeña corrección estándar simula el efecto declarado de la materia caliente, el experimento todavía está limitado por la combinación de causas. Es una prueba que indicará qué incertidumbre atómica, cosmológica o de ingeniería es más rentable reducir.

La versión seleccionada A será rechazada si, después del ajuste general, sus parámetros resueltos no reproducen las estadísticas disponibles de varias capas bajo un criterio predeterminado. La misma regla se aplica para B. La ausencia de una diferencia debida a una sensibilidad insuficiente no rechaza ambas versiones. El déficit de baja potencia detectado tampoco establece automáticamente la partícula: quedan otros espectros iniciales, mecanismos dinámicos y posibles errores de transferencia.

El producto final del estudio es un mapa de para qué parámetros y modos observados difieren las dos versiones dadas, donde el primer plano interfiere, donde la teoría limita y donde la degeneración persiste incluso en ausencia de ruido instrumental. Compara los beneficios de un ancho de banda adicional, una mayor base de matrices y una mejor calibración. Tal resultado podría cambiar el diseño del telescopio incluso antes de que se fabrique y dar al siguiente grupo una tarea más estrecha y comprobable.

Las Edades Oscuras proporcionan una oportunidad para trazar la transición de los disturbios tempranos a la estructura de la materia. Su valor científico está determinado por las causas de esta estructura que pueden ser separadas por medición física. Ahora la pregunta sobre el componente gravitatorio invisible se puede plantear con mayor precisión: ¿qué propiedades de la materia oscura son requeridas por las observaciones y qué rastros independientes nos permitirán verificar su naturaleza?

II Componentes invisibles

Capítulo 6

Masa invisible

A través de un telescopio, la galaxia parece un cúmulo de objetos luminosos. Si tomas la foto más profundamente, aparecerán estrellas y nubes más débiles. Surge una expectativa natural: basta con recoger toda la luz, añadir una masa de gas invisible, y descubriremos cuánta materia tenemos delante. Pero el movimiento de la galaxia cuenta una historia diferente. La masa necesaria para explicar las velocidades observadas es a menudo notablemente mayor que la masa de materia ordinaria encontrada.

Esta discrepancia se relaciona con una conexión específica entre las observaciones y la ley de la gravedad. Medimos los espectros, las posiciones y las distorsiones de las imágenes, luego reconstruimos la distribución de masas. Por lo tanto, desde el principio, el problema tiene dos soluciones: una fuente adicional de gravedad y un cambio en su descripción. Uno tiene que elegir entre ellos basándose en la totalidad de los fenómenos. La explicación para una curva de rotación aún tiene que soportar la prueba de la luz, el gas caliente y la historia de la formación de la estructura.

La materia oscura es un componente cuya presencia se juzga principalmente por su efecto gravitatorio. El nombre no identifica la partícula, masa o mecanismo de la creación. Denota un lugar en la descripción física que ya está limitado por las observaciones, pero aún no ha sido llenado por la microfísica establecida. La estructura extendida gravitacionalmente unida de tal sustancia se llama halo. En la imagen estándar, la galaxia visible ocupa solo una parte de esta estructura.

Masa por movimiento y luz

Imaginemos una estrella en una órbita casi circular alrededor de una distribución esféricamente simétrica de la materia. En la aproximación newtoniana, su velocidad se relaciona con la masa dentro de la órbita por una relación simple:

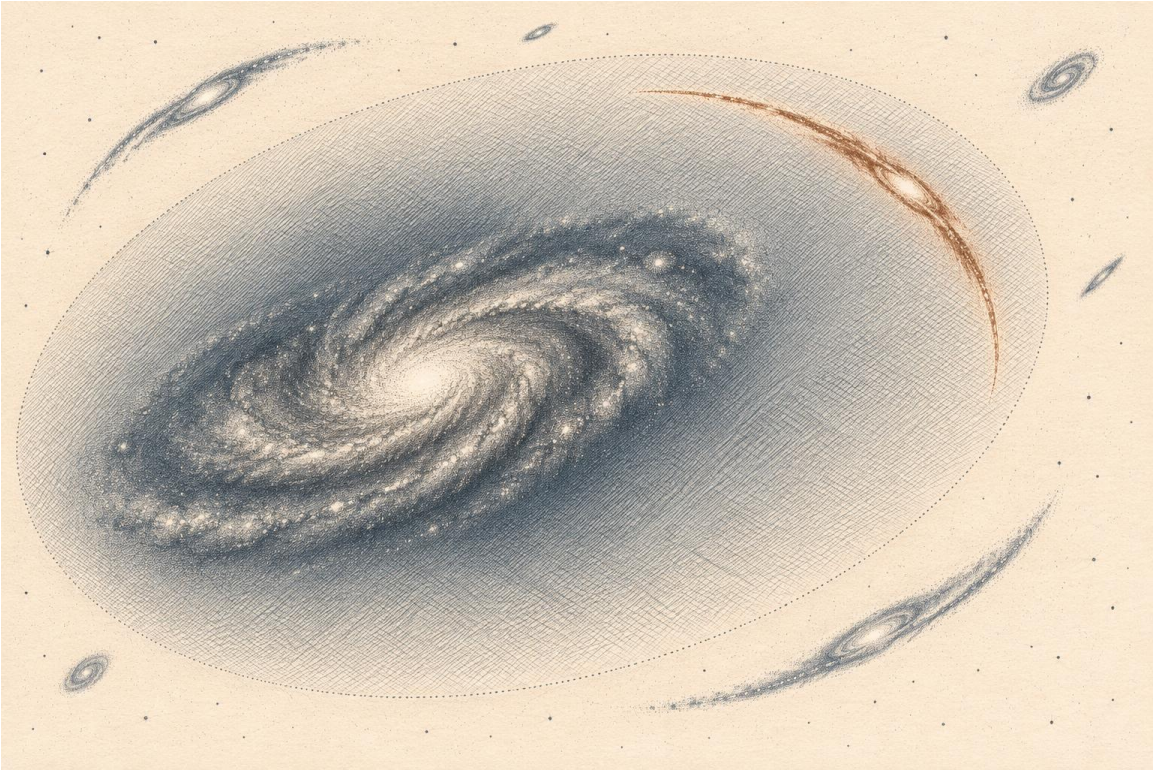
$$v^2(r) = \frac{GM(<r)}{r}.$$

Aquí r es la distancia al centro, G es la constante gravitacional. Cuando casi toda la masa ya ha permanecido dentro de la órbita, la velocidad debería disminuir con la distancia. Si la velocidad permanece aproximadamente constante, la masa encerrada requerida continúa aumentando. Una galaxia de disco real no es esférica, por lo que una reconstrucción precisa requiere una geometría diferente, correcciones para el movimiento del gas y la contribución del disco estelar. Una fórmula simple solo explica por qué las órbitas distantes son sensibles a la distribución invisible de la materia.

Incluso la velocidad de una estrella no está incluida en el cálculo como un número ya hecho. El espectro muestra el componente de movimiento a lo largo de la línea de visión. Para obtener la velocidad de rotación, debe conocer la inclinación del disco. Para una galaxia visible casi desde la cara, una alta velocidad en el plano del disco puede producir un pequeño desplazamiento espectral; el error de inclinación cambiará significativamente la masa reconstruida. Por lo tanto, una buena comprobación utiliza un mapa de movimiento espacial y restricciones de geometría independientes.

De esta manera podemos distinguir la propiedad halo del error que nuestra posición relativa al objeto creado.

Las distorsiones de imágenes distantes proporcionan otra ruta. La luz viaja a través del espacio-tiempo curvo, y la masa más cercana actúa como una lente gravitacional. Su distribución se puede estimar incluso cuando emite muy poca luz. La comparación de tales mapas con la emisión de rayos X es particularmente reveladora en los grupos en colisión. En el Cúmulo Bala, el gas caliente que contiene la mayor parte de la materia ordinaria visible está espacialmente separado de los picos de masa reconstruidos mediante lentes. Esta es una fuerte evidencia de un componente gravitatorio adicional. La imagen en sí, sin embargo, no identifica la partícula que compone ese componente. [37]



Grabado 9. La luz revela una distribución invisible de la masa. La lente gravitacional cambia las imágenes de fuentes distantes y nos permite reconstruir la distribución de la masa frente a ellas. El halo se muestra en el grabado con sombreado convencional para hacer visible el sujeto del cálculo: tal brillo no se observa directamente. Este método relaciona la masa con la geometría de la luz, pero no establece una partícula de materia oscura.

También hay un argumento cosmológico temprano. Antes de la formación de átomos neutros, la materia ordinaria participaba en vibraciones acústicas junto con la radiación. Un componente que interactúa débilmente con la luz tuvo un efecto diferente sobre las inhomogeneidades gravitacionales. La relación de alturas de pico en el espectro CMB por lo tanto ayuda a distinguir entre las densidades de materia ordinaria y materia oscura fría. En el modelo básico plano ΛCDM, el análisis de Planck da una relación de estas densidades de aproximadamente cinco. Aquí, el peso del componente invisible está determinado por su influencia en las oscilaciones tempranas, teniendo en cuenta otros parámetros del modelo. [6]

Es la diversidad de pruebas lo que le da estabilidad a la tarea. Un intento de reemplazar la materia oscura con una ley de gravedad modificada debería predecir el movimiento, la lente y las primeras vibraciones acústicas. El modelo con nuevas partículas asume las mismas obligaciones. Las

comparaciones se vuelven significativas cuando ambas partes calculan los mismos observables y honestamente dan cuenta de los errores.

La palabra “frío” en el nombre del componente estándar caracteriza su movimiento durante las etapas de formación de la estructura. Significa que las velocidades aleatorias son lo suficientemente pequeñas y no borran las inhomogeneidades en las escalas de interés. Este nombre no tiene nada que ver con la temperatura de la superficie de una nube oscura. Diferentes partículas pueden comportarse de manera similar en estructuras grandes, pero las diferencias solo aparecerán en escalas más pequeñas o en interacciones de laboratorio.

Cómo escuchar una rara colisión

Un enfoque experimental es esperar a que una supuesta partícula de materia oscura colisione con la materia ordinaria. El detector está oculto a los rayos cósmicos, rodeado de protección, y el fondo radiactivo se mide cuidadosamente. Si una corriente galáctica de nuevas partículas pasa a través de la instalación, a veces puede transferir energía a un núcleo o electrón. Necesitamos propiedades de la señal que nos permitan distinguirla de procesos ya conocidos.

En el detector de xenón bifásico LZ, la interacción crea un destello de luz y libera electrones. El campo eléctrico transporta electrones a la interfaz líquido-gas, donde aparece una señal de luz adicional. La combinación de las dos señales ayuda a reconstruir la energía y la posición del evento y distinguir entre tipos de interacciones. Para el escenario de dispersión independiente del espín estándar seleccionado de partículas masivas de interacción débil, o WIMP, el análisis de 4.2 toneladas-año publicado en 2025 no encontró ningún exceso por encima del fondo. Con una masa de partículas de 40 GeV/c^2, El límite superior de la sección transversal fue 2.2×10^{-48} cm^2 En un nivel de confianza de 90 por ciento. Este es un límite condicional para esta interacción y el modelo de flujo galáctico. [38]

La sección transversal relaciona el flujo de partículas con la frecuencia esperada de sus colisiones en el objetivo. Un resultado cero corta aquellas combinaciones de masa, sección transversal y densidad que deberían haber producido un exceso detectable de eventos. Para una partícula de una masa diferente, que interactúa principalmente con electrones u otro tipo de comunicación, el cálculo de la señal cambia. También cambia cuando las partículas deseadas constituyen solo una pequeña fracción de materia oscura. Por lo tanto, el límite en un gráfico de este tipo prueba un modo específico de interacción, en lugar de agotar a todos los candidatos.

Las búsquedas de Axion tienen una lógica diferente. En un campo magnético, el supuesto axión se puede convertir en una excitación electromagnética; El resonador amplifica la respuesta en una cierta banda de frecuencia. Tal configuración es sensible tanto al acoplamiento de la partícula con los fotones como a su densidad local. Un experimento de laboratorio que implica el paso a través de una pared opaca prueba la producción y posterior conversión de una nueva partícula en luz sin requerir su presencia en el halo galáctico. Por lo tanto, el descubrimiento de una partícula ligera en el laboratorio en sí mismo no determinaría su fracción cosmológica. [39] [40]

Cuanto más bajo se vuelve el fondo, más notables son los procesos que previamente podrían ignorarse. Un análisis separado de LZ encontró evidencia de dispersión coherente de neutrinos solares. La importancia de la desviación estándar 4.5 dada allí se aplica precisamente a los neutrinos bajo la hipótesis aceptada de la ausencia de una señal de materia oscura. No es la importancia del descubrimiento de una nueva sustancia. La similitud espectral de los eventos de neutrinos con

algunas señales putativas agrega complejidad, pero deja espacio para otros objetivos nucleares, rangos de energía y características de eventos adicionales. [41]

La teoría también tiene que explicar el número de nuevas partículas. En el ambiente temprano caliente podrían nacer y destruirse en reacciones. A medida que la reacción se enfriaba, la velocidad de las reacciones se volvía insuficiente para mantener el equilibrio previo, y quedaba un residuo. También son posibles mecanismos en los que el equilibrio no se estableció en absoluto, o el campo surgió como un estado inicial general. Estas opciones relacionan la densidad moderna con diferentes parámetros. Por lo tanto, incluso la masa medida con precisión de una nueva partícula aún no nos permite calcular su participación en el Universo sin el conocimiento de las interacciones y la historia temprana.

¿Qué cambios hacen las colisiones dentro de la materia oscura?

La dispersión por un núcleo ordinario y la colisión de dos partículas de materia oscura son interacciones diferentes. Una conexión débil con el detector no excluye una comunicación notable entre partículas. Esto nos permite considerar los halos oscuros como sistemas con su propia evolución interna, que pueden ser estudiados por la distribución de masas.

En la materia oscura de auto-interacción, las colisiones transfieren energía entre partículas. Si el calor fluye desde las regiones exteriores hacia el centro, la región central se expande y se vuelve menos densa. En una etapa posterior, el flujo puede invertirse. La pérdida de energía, el centro de auto-gravitación se contrae; Al mismo tiempo, las velocidades características de las partículas aumentan, y la salida de calor puede aumentar. Esta secuencia permite que una ley de interacción cree centros dispersos y muy densos: diferentes halos pueden estar en diferentes etapas de la evolución. Esta relación ya ha sido estudiada para pequeñas galaxias y objetos densos detectados por lente.[42]

La dependencia de la interacción en la velocidad es importante. Las galaxias pequeñas y los cúmulos grandes tienen diferentes velocidades características, y un número constante puede no ser una buena descripción. En el cálculo ilustrativo de este libro, se elige una ley en la que la sección transversal de transporte por unidad de masa disminuye desde aproximadamente 8.9 a 0.0073 cm^2/g cuando la velocidad relativa cambia de 30 a 1000 km/s. Estos parámetros se eligen para demostrar el efecto y no se declaran como observaciones permitidas. Además, la sección de transporte con un cierto peso angular todavía necesita estar correctamente relacionada con la transferencia de calor en la distribución de velocidad real.

Hay un riesgo verificable para tal idea. Algunos parámetros deben ser adecuados para toda la población bajo consideración. Un análisis de las galaxias del catálogo SPARC, actualizado en 2026, muestra lo difícil que es cumplir con esta condición: en la familia considerada, los autores no encontraron un solo modelo de sección transversal que describa satisfactoriamente todas las galaxias. Los parámetros reconstruidos también degeneran con la edad y la etapa de la evolución del halo. Por lo tanto, las buenas descripciones individuales aún no establecen la microfísica general. [43]

El mismo trabajo identifica una región general en forma de L de parámetros preferibles: son aceptables tanto una sección transversal pequeña casi constante como una fuerte dependencia de la velocidad. Esto no contradice la conclusión anterior. En la sección 4.2, los autores advierten por separado: el mejor compromiso conjunto aún no proporciona una descripción satisfactoria de cada galaxia, y el estrecho rango de parámetros no se puede sobreestimar. La siguiente comprobación

debe comparar no sólo la posición del mínimo general, sino también la distribución de los residuos a través de los objetos, manteniendo las incertidumbres en la edad, la historia bariónica y la etapa evolutiva. [43]

El principal competidor astrofísico está cerca. Las explosiones de formación estelar, las emisiones de gases y los cambios en el potencial gravitatorio central pueden reorganizar la distribución de la materia oscura fría ordinaria. Tales efectos se reproducen en modelos numéricos con retroalimentación bariónica. Deben compararse dos modelos con libertad de descripción comparable de la materia ordinaria; de lo contrario, se dará la ventaja al que simplemente se le permitió más ajustes. [44]

Onda del tamaño de un sistema estelar

Las propiedades cuánticas de una partícula se hacen perceptibles a la escala de su longitud de onda de Broglie. Para un campo suficientemente ligero, esta escala puede ser astronómica. Entonces es más conveniente hablar de un campo distribuido con una fase e interferencia cambiantes, y no de objetos puntuales independientes que se mueven a lo largo de trayectorias. Para el movimiento no relativista, la longitud característica tiene la forma:

$$\lambda = \frac{h}{mv}.$$

En esta notación, h es la constante de Planck, m es la masa, v es la velocidad característica. Con una energía de reposo de 2×10^{-20} eV y una velocidad de 20 km/s, el cálculo dimensional propio da aproximadamente 30 parsec. Si usamos la constante de Planck reducida, la escala correspondiente será 2π tiempos más pequeños. Ambas cantidades pueden aparecer en la literatura, por lo que la definición de longitud debe verificarse antes de comparar números.

Las propiedades de las ondas pueden suprimir la formación de estructuras pequeñas. La huella se busca en los espectros de los cuásares: la luz pasa a través del hidrógeno intergaláctico, que deja muchas líneas de absorción. Miden cómo cambia la transmitancia a lo largo del espectro a diferentes escalas y la comparan con espectros artificiales de modelos de gas y materia oscura. El movimiento térmico del gas también suaviza pequeños detalles, por lo que su historia debe determinarse junto con las propiedades del campo. El límite inferior de masa publicado 2×10^{-20} eV/c^2 con 95 El porcentaje de confianza bayesiana se refiere a un modelo específico donde el campo constituye toda la materia oscura. Se requiere un cálculo separado para una mezcla de componentes.[45]

El mismo campo crea el entorno gravitatorio cambiante de las estrellas. Un sistema con una pequeña dispersión de velocidad interna se llama frío aquí. La aceleración casi idéntica de todas las estrellas cambia el movimiento del sistema en su conjunto y puede no tener casi ningún efecto sobre esta dispersión. Las diferencias en la aceleración entre las estrellas son importantes para su calentamiento interno. La propia gravedad del sistema, la estructura de la región central del campo y la acción de las mareas de los objetos vecinos determinan si se expandirá y sobrevivirá hasta nuestros días. Los cálculos modernos muestran la necesidad de tener en cuenta todos estos efectos. [46]

Cómo comprobarlo

Para un modelo de autointeracción, se pueden definir dos muestras por adelantado. El primero contiene pequeñas galaxias en las que se miden las velocidades del gas y las estrellas en diferentes

puntos. Las observaciones de radio del hidrógeno neutro y la espectroscopia óptica proporcionan un mapa de movimiento; la historia de imágenes y formación estelar restringe la contribución de la materia ordinaria. En el segundo, hay lentes gravitacionales fuertes, en cuyas imágenes buscan perturbaciones de pequeñas concentraciones oscuras. Para aislar sus contribuciones, se modelan simultáneamente la lente principal, la fuente de fondo y el material a lo largo de la línea de visión.

A partir de la primera muestra, se obtienen parámetros aceptables de la ley de dispersión general, y luego se predicen el número y los perfiles de perturbaciones detectables en la segunda. La probabilidad de su detección se mide añadiendo condensaciones artificiales al modelo de imagen y repitiendo todo el procedimiento de búsqueda. La edad y la órbita de un halo individual pueden ser desconocidas, pero las distribuciones de estas cantidades deben tener una base física general. La versión que se está probando se rechaza si ningún conjunto válido de parámetros reproduce la segunda muestra, teniendo en cuenta la selección y los errores. La competencia entre la materia fría y la influencia de la materia ordinaria se prueba de la misma manera.

Para un campo de onda, los parámetros generales son masa y fracción cosmológica. La región factible se obtiene primero de los espectros de quásares junto con incertidumbres en la temperatura y la ionización del gas. Luego, para los mismos parámetros, los tamaños y la dispersión de la velocidad interna de los viejos sistemas estelares se calculan después de la evolución en un campo cambiante. La espectroscopia repetida ayuda a separar el movimiento de las estrellas binarias; Además, se necesitan estimaciones de edad, compacidad anterior y órbitas de marea. La densidad de campo local en cada objeto debe seguir el mismo modelo mixto, y no convertirse en un nuevo medio libre de coincidencia.

Un resultado decisivo ocurre si los parámetros requeridos por un canal son inconsistentes con el otro bajo incertidumbres probadas. La preservación del viejo sistema de frío puede eliminar el campo que estaba seguro de destruirlo; la ausencia de supresión temprana de la estructura es un campo al que la dinámica tardía atribuye efectos de ondulación demasiado grandes. Si las diferencias se encuentran por debajo de la sensibilidad, el resultado será un mapa de un área que aún no ha sido probada. El siguiente paso computacional aquí está bastante definido: un modelo general de formación de estructuras y dinámica tardía con una previsión de datos que no participaron en la selección de parámetros.

Capítulo 7

Por qué quedó la materia

Los átomos que componen la Tierra y las estrellas contienen protones, neutrones y electrones. Estas partículas tienen antipartículas. En un ambiente caliente, las interacciones suficientemente energéticas pueden producir pares, y el encuentro de una partícula con una antipartícula puede convertir su energía en otras formas. La pregunta entonces surge antes de la formación de las estrellas: ¿por qué quedaba tanta materia ordinaria después de la época caliente temprana?

Explicar la apariencia de las partículas y explicar su exceso son tareas diferentes. Puedes obtener grandes cantidades de materia y antimateria sin cambiar mucho la diferencia entre ellos. La aniquilación posterior destruirá la mayoría de los pares, manteniendo una pequeña ventaja inicial. Es esta preponderancia la que necesita ser asociada con procesos físicos.

El problema no requiere que la antimateria no exista en ninguna parte: las antipartículas se están creando hoy en día. Necesitamos explicar el exceso cosmológico de bariones observado. Las partículas como protones y neutrones se llaman bariones; en el plasma temprano la carga correspondiente se distribuyó entre quarks. La historia cosmológica debería relacionar esta carga con la cantidad actual de materia ordinaria sin destruir las predicciones exitosas de la formación de núcleos ligeros.

Pequeño exceso con grandes consecuencias

Para comparar diferentes épocas, el exceso de bariones sobre antibariones se expresa en relación con otra cantidad, que se enrarece durante la expansión. Podemos tomar la relación de las densidades numéricas del exceso y los fotones. Otra opción es la densidad de entropía: la relación resultante se llama rendimiento de barión. Es especialmente conveniente cuando se conserva la entropía en el volumen de comovimiento:

$$Y_B = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{s}.$$

El numerador contiene las densidades numéricas de bariones y antibariones, y s denota la densidad de entropía. La cosmología de referencia de Planck con la historia térmica tardía estándar da un rendimiento bariónico de aproximadamente 8.7×10^{-11}; la relación entre el exceso y el número de fotones es aproximadamente 6.1×10^{-10}. Esto especifica el orden de magnitud que el mecanismo debe reproducir. La transición entre las dos relaciones depende de la historia térmica; un número constante de fotones no puede transferirse a través de ninguna transformación temprana de partículas. [6]

El exceso de bariones debe distinguirse de la carga eléctrica. Un protón y un electrón tienen cargas eléctricas opuestas, pero un electrón no es un antiprotón. Por lo tanto, un átomo neutro ordinario es capaz de contener un número bariónico positivo mientras permanece eléctricamente neutro. Confundir estas dos cuentas crea un falso misterio sobre por qué el exceso de materia no hace que todo el Universo sea un cuerpo cargado gigante. Cada interacción física debe ser comprobada para asegurar que la carga en cuestión se mantiene.

Crear una pequeña ventaja es solo una parte de la tarea: debe sobrevivir a un enfriamiento adicional. El número de pares de partículas y antipartículas varía, y algunas reacciones pueden crear y borrar la asimetría. Por lo tanto, el cálculo realiza un seguimiento de la carga restante. Una reacción

rápida que produce efectivamente un exceso es a veces igual de efectiva para devolver el sistema al equilibrio y destruir el resultado.

Para el escenario habitual, comenzando con un plasma simétrico, las condiciones de Sájarov se unen a tres requisitos. Cambiar el número de barión hace posible cambiar el equilibrio inicial por completo. La ruptura de las simetrías entre partículas y antipartículas hace posible preferir un signo de exceso. La desviación del equilibrio térmico permite que esta preferencia persista: bajo supuestos estándar, los procesos inversos en equilibrio compensan la acumulación direccional de carga. Las condiciones especifican las propiedades necesarias del mecanismo; la cantidad de sustancia restante está determinada por las tasas de reacciones específicas. [47]

La simetría C reemplaza las partículas con antipartículas; P cambia la orientación espacial, como una imagen especular. Para muchos mecanismos, su combinación de CP es esencial. La capacidad de distinguir un proceso del proceso correspondiente con antipartículas y coordenadas reflejadas abre el camino a diferentes probabilidades. Sin embargo, la violación de CP medida en una interacción no determina automáticamente todas las diferencias necesarias en otro sistema temprano.

La expansión cosmológica crea una posibilidad natural de alejarse del equilibrio. Las partículas tienen un tiempo característico de interacción, y un universo cambiante tiene un tiempo de cambio en temperatura y densidad. Si las reacciones no siguen el ritmo de los cambios en el entorno, algunas relaciones de equilibrio dejan de mantenerse. Para el investigador, esta es una comparación de velocidades medibles o calculadas. Le permite especificar exactamente cuándo puede surgir la carga deseada y qué reacciones tardías deben apagarse para mantenerla.

Los neutrinos como conexión entre eras

Una línea de investigación es agregar leptones neutros pesados a las partículas conocidas. Pueden mezclarse débilmente con neutrinos ordinarios. Esta mezcla vincula los procesos observados a bajas energías con la posible dinámica temprana del plasma. La versión mínima considera dos nuevos estados, sus masas y una única matriz de interacciones con tres tipos de leptones ordinarios.

La matriz de interacción es una tabla de coeficientes que relaciona cada nuevo estado con especies leptónicas ordinarias. La misma tabla está involucrada en el cálculo de las masas de neutrinos ligeros, el nacimiento y la descomposición de una nueva partícula en la instalación, y las reacciones del plasma temprano. Gracias a esto, el laboratorio puede probar la explicación cosmológica. Sin embargo, un solo experimento generalmente mide solo algunas combinaciones de coeficientes, por lo que los resultados de diferentes canales tienen que combinarse.

En la leptogénesis oscilatoria, la asimetría surge debido a la evolución cuántica de la mezcla de estados neutros y CP-violación de las interacciones. Durante la producción en el plasma, sus fases relativas y la distribución de las cargas leptónicas cambian. Las interacciones transfieren la asimetría a los leptones ordinarios, y los procesos electrodébiles la vinculan con el exceso de bariones. Así es como funciona el mecanismo propuesto por Akhmedov, Rubakov y Smirnov; para él, lo esencial es la evolución de los estados de mezcla en un medio caliente. [48]

La coherencia cuántica significa que para los cálculos a veces no es suficiente conocer solo el número de partículas de cada tipo. Las fases relativas de los estados también son importantes. Las colisiones con plasma pueden destruir esta información, y la evolución libre puede cambiar el patrón de interferencia. Por lo tanto, el esquema habitual de nacimientos y decaimientos independientes puede perder un efecto significativo. Las ecuaciones cinéticas matriciales le permiten tener en cuenta

tanto el número de partículas como las correlaciones almacenadas entre estados, y luego verificar cuánto la simplificación cambia la carga final.

La conexión entre los excesos de barión y leptón está asegurada por procesos de esfalerón, transiciones colectivas de campos electrodébiles. Cambian los números de bariones y leptones, manteniendo su diferencia. Por lo tanto, la asimetría que surge en los leptones ordinarios afecta la carga bariónica final. La transferencia debe tener lugar mientras estos procesos son lo suficientemente rápidos en comparación con la evolución cosmológica. Cuando se enfrían se vuelven ineficaces. Su momento de desconexión depende de las propiedades de los campos y la historia de expansión; un cambio en el sector escalar o el fondo cosmológico requiere un nuevo cálculo. [49]

La imagen del laboratorio puede ser bastante visual. Una nueva partícula neutra nace durante la desintegración de un mesón o bosón W, vuela durante cierta distancia y se descompone en productos visibles. El vértice de su decaimiento resulta estar desplazado con respecto al sitio de colisión. En base a la geometría y las energías, la masa y la vida útil se reconstruyen, y en base a la composición de los productos, se reconstruyen las conexiones con varias especies leptónicas. Las búsquedas ATLAS de este tipo ya restringen la masa específica y las regiones de mezcla; los límites tienen la forma de contornos dependiendo del escenario adoptado. [50]

Incluso después de que se descubra una partícula, algunos parámetros de interacción complejos permanecerán mal determinados por las desintegraciones disponibles. La asimetría resultante también depende de la población inicial de nuevos estados y la liberación tardía de entropía. Para nuestra prueba, fijamos una temperatura de calentamiento suficientemente alta, después de lo cual la expansión es controlada por radiación; la asimetría inicial y la población inicial de nuevos estados son iguales a cero, no hay dilución tardía por entropía. Estas son las condiciones de la versión elegida del mecanismo: cambiarlas después de un resultado infructuoso significaría probar una versión diferente.

Una búsqueda independiente de doble desintegración beta sin emisión de neutrinos es útil. Su observación probaría la violación del número de leptones, pero convertir la señal en parámetros requiere tener en cuenta posibles mecanismos de intercambio y cálculos nucleares. En el modelo con neutrinos pesados, las contribuciones pueden mejorarse o suprimirse entre sí. Los estudios colaborativos muestran cómo tales datos, las limitaciones tempranas de la nucleosíntesis y las búsquedas de aceleradores están reduciendo la región en la que es posible el rendimiento de bariones deseado. [51]

Materia en un límite móvil

Otra forma conecta la asimetría con una transición de fase electrodébil. Durante una transición de primer orden, pueden aparecer nuevas burbujas en la fase anterior. Sus límites se mueven a través del plasma, cambiando las propiedades de las partículas y las condiciones de las interacciones. Surge un entorno espacialmente inhomogéneo y sin equilibrio en el que la fuente física de la violación de CP es capaz de redistribuir las cargas.

En el Modelo Estándar familiar con la masa observada del bosón de Higgs, el cambio electrodébil de estado es una transición suave en lugar del patrón de burbuja requerido. Por lo tanto, tal mecanismo requiere física adicional. Los cálculos de celosía ayudan a determinar las condiciones y la velocidad de los procesos de esfalerón en el caso estándar; al agregar nuevos campos, sus resultados no pueden transferirse sin verificación. [49]

Como hipótesis específica, se podría agregar un solo campo escalar real y una interacción de violación CP separada entre ese campo, el campo de Higgs y el quark superior. Un escalar por sí mismo no es suficiente: la fuente de la diferencia entre partículas y antipartículas debe indicarse explícitamente. A partir de un potencial es necesario obtener la estructura de las fases, la probabilidad de nacimiento de burbujas, el desarrollo de la transición y el calentamiento por plasma. Solo entonces se puede calcular la transferencia de carga en la pared móvil.

La velocidad de la pared es de particular interés. El movimiento lento y rápido da a las partículas diferentes tiempos para transportarse y reaccionar. Al mismo tiempo, esta velocidad afecta el movimiento del plasma y la posible radiación gravitacional. Si eliges una velocidad para la formación de la materia y otra para un hermoso espectro de ondas, terminas con un conjunto de cálculos incompatibles. El modelo debe usar una sola pared física, con incertidumbre general sobre su velocidad y grosor.



Grabado 10. Un límite móvil entre dos fases. En la extensión considerada del modelo, el límite de la burbuja de la nueva fase pasa a través del plasma y cambia las condiciones de las interacciones. La misma pared está involucrada en la transferencia de cargas y el movimiento del medio. Esta es una ilustración de la hipótesis: la transición de burbuja requiere física adicional, y la velocidad, el grosor de la pared y la cantidad de asimetría están sujetos a cálculos generales.

Esta expansión también predice efectos de laboratorio. Un estado escalar adicional puede cambiar las propiedades del Higgs o aparecer en decaimientos. La fuente de la violación de CP es capaz de influir en los momentos de dipolo eléctrico. En el modelo singlete estudiado por Ellis et al., hay regiones con suficiente rendimiento de bariones, pero con ondas gravitacionales que no están disponibles en su predicción. Por lo tanto, la ausencia de ondas no excluye todo el mecanismo de formación de asimetría electrodébil. [52]

Un momento dipolar eléctrico permanente a lo largo del espín se manifestaría en una cierta dependencia de la energía de las partículas del campo eléctrico. En la espectroscopia molecular, el

desplazamiento de frecuencia correspondiente se busca bajo inversión controlada de campos y otros parámetros de configuración. Sin embargo, la respuesta molecular puede depender de varias interacciones violatorias de CP. El límite derivado bajo el supuesto de una contribución no puede transferirse automáticamente a su combinación arbitraria. La comparación de múltiples mediciones ayuda a separar estas contribuciones y probar una fuente común de asimetría. [53]

¿Qué se puede aprender de una onda gravitacional?

El movimiento de los límites y el plasma excitado durante una transición de fase puede generar un fondo estocástico de ondas gravitacionales. Su espectro contiene información sobre el tamaño característico de las fuentes, la duración y la energía del proceso. A diferencia de la luz de las estrellas, tal señal podría revelar el estado de la materia mucho antes de la aparición de los átomos. Pero es posible reconstruir una sola historia a partir de ella sólo con un modelo físico suficientemente definido.

Un simple cálculo muestra el problema. De acuerdo con la calibración publicada de la fuente de sonido, la transición a una temperatura de aproximadamente 100 GeV y la transición a una temperatura de aproximadamente 1000 GeV podría tener la misma frecuencia máxima hoy, aproximadamente 1.50 millihertz, si la duración del proceso en relación con el tiempo de expansión es diferente. Aquí, se utilizan parámetros especialmente seleccionados, en lugar de encontrar soluciones a un potencial escalar específico. El cálculo ilustra la dependencia de la frecuencia en varias cantidades; no se determinaron la amplitud y la detectabilidad. [54]

Incluso una detección convincente de tales antecedentes requerirá averiguar qué sector lo creó. Una transición de materia latente puede producir un espectro similar y no estar involucrada en la producción de bariones en absoluto. Para establecer una conexión, uno debe encontrar firmas de laboratorio consistentes y derivar la carga correcta de la dinámica general. La posición misma del pico en el rango sensible del dispositivo futuro aún no responde ni a la pregunta de la fuente ni a la pregunta de la posibilidad de detección.

El orden similar de densidades de materia ordinaria y oscura también motiva modelos generales. En las teorías de la materia oscura asimétrica, las interacciones pueden unir las cargas de dos sectores, y luego su historia conduce a diferentes densidades residuales. Sin embargo, la proporción de densidades de masa depende de las masas, y de las asimetrías numéricas, y de las reacciones posteriores. La proximidad de dos números cosmológicos no prueba en sí misma un origen único. [55]

Cómo comprobarlo

El programa de neutrinos prueba dos nuevos estados con una matriz de interacción común y las condiciones iniciales fijadas anteriormente. Los datos del acelerador limitan las masas, las vidas y los acoplamientos a los leptones ordinarios; las mediciones de neutrinos y la doble desintegración beta agregan otras restricciones. Para toda la región conjuntamente factible, se calcula el exceso de bariones alcanzable. La versión se rechaza si el valor observado con el signo correcto es inalcanzable bajo cualquier conjunto de parámetros, teniendo en cuenta los errores de cálculo. El fracaso de un punto elegido no es suficiente para esto.

El siguiente cálculo debe reproducir las soluciones de referencia publicadas de cinética cuántica, evaluar la influencia de las aproximaciones y enumerar las fases que aún no se han medido. Debe

estar asociado con un modelo de detector específico. La vida útil determina cuántas partículas decaerán dentro del volumen sensible; geometría y umbrales: qué productos se registrarán. Los eventos artificiales, junto con las desintegraciones de fondo, mostrarán qué parte de la región cosmológicamente factible probará realmente la configuración. Así que la ausencia de partículas encontradas recibe un cierto significado físico.

Para el escenario de burbuja, la secuencia comienza con el potencial común. Es necesario verificar que la transición se complete realmente y que la carga creada no se borre. Además, algunos parámetros determinan la pared de burbuja, la transferencia de carga, las propiedades de las nuevas partículas, los momentos dipolares y el espectro de ondas. La prueba debe preservar valores de parámetros comunes y en lugares donde diferentes observaciones preferirían diferentes valores. La búsqueda de laboratorio incluye nuevos canales escalares de nacimiento y descomposición, cambios en las interacciones de Higgs y mediciones moleculares con controles independientes.

El fracaso aquí puede tener varias razones físicas: la transición no ocurre, la asimetría es demasiado pequeña, las reacciones posteriores la destruyen, o la región requerida ya ha sido excluida por el laboratorio. La ausencia de ondas solo es crítica cuando un cálculo consistente predice una señal detectable. Si su nivel es más bajo que el ruido real y los fondos, tal experimento aún no verifica este punto. Si el resultado es exitoso, deberá comparar la forma del espectro con fuentes alternativas.

Completar nuevos cálculos cinéticos o térmicos para estos programas aún no se han realizado. Su resultado debe ser una región general de parámetros que permita el exceso de bariones deseado y todas las mediciones independientes. Entonces, la explicación de la historia antigua de la sustancia se asociará con las condiciones de laboratorio bajo las cuales tendrá que ser abandonada.

Capítulo 8

Acelerando el Universo

La historia de la expansión se puede reconstruir a partir de objetos cuya luz fue emitida en diferentes épocas: medir sus desplazamientos al rojo y distancias, luego encontrar la dinámica compatible con ellos. Otra forma es monitorear el cambio en el corrimiento al rojo de una fuente durante años. Requiere una escala de frecuencia extremadamente estable. Comencemos con el primer camino que condujo al descubrimiento de la aceleración y luego preguntemos qué mediciones independientes se pueden usar para verificar su causa física.

A finales del siglo XX, las mediciones de supernovas de tipo Ia distantes proporcionaron evidencia de que la expansión cósmica se estaba acelerando. Después de que se tuvieron en cuenta sus propiedades de curvatura de la luz, las supernovas parecían más débiles de lo esperado en los modelos en consideración, que contenían solo materia decelerante. La relación entre el brillo, la distancia y el corrimiento al rojo, por lo tanto, apunta a una historia cósmica diferente. Los documentos originales ya consideraron explicaciones alternativas, incluyendo polvo, evolución de la fuente, efectos de selección y calibración. [56]

El desafío moderno es más profundo que la detección de la aceleración en sí. Necesitamos establecer qué descripción física está detrás de esto. El término "energía oscura" reúne posibles formas de describir la contribución correspondiente a la dinámica cosmológica. Esto no significa que una sustancia de un tipo desconocido ya haya sido capturada y estudiada en el laboratorio.

La constancia como hipótesis física

En la relatividad general, la expansión se ve afectada por la densidad de energía y la presión. Por lo tanto, conocer solo la cantidad de energía no es suficiente. Es conveniente introducir el parámetro wla relación entre la presión p y la densidad de energía ε:

$$w = \frac{p}{\varepsilon}.$$

Para una sustancia que se mueve lentamente, la presión es pequeña en comparación con su densidad de energía. Para la radiación es positivo y esencial. Un componente con suficiente presión negativa es capaz de soportar la expansión acelerada. La presión aquí denota la energía y los componentes del tensor de momento; La imagen mecánica del gas empujando contra la pared exterior no se aplica al Universo como un todo.

La constante cosmológica Λ proporciona una descripción particularmente parsimoniosa. Su densidad de energía no se enrarece durante la expansión, y el parámetro w es igual a −1. A medida que la densidad de la materia ordinaria y oscura disminuye, el valor relativo de la contribución constante aumenta. Esto nos permite obtener una secuencia de épocas sin asignar un impulso separado a cada galaxia.

Si la densidad de tal componente es constante, la energía dentro del volumen de movimiento conjunto en expansión aumenta. Esto no contradice las ecuaciones de conservación locales: tienen en cuenta el trabajo de la presión, que en este caso es negativo. La idea de una energía total inmutable de todo el Universo requiere condiciones adicionales de simetría espacio-temporal y no se transfiere automáticamente de la mecánica de un sistema aislado. Por lo tanto, la constante cosmológica no se

puede estimar a partir de una imagen cotidiana de una sustancia, cuya cantidad permanece igual a medida que aumenta el vaso.

Esta simplicidad tiene un precio. El valor medido de la constante aún no explica su origen. Los campos cuánticos y los posibles términos constantes de la teoría fundamental contribuyen a la energía gravitacionalmente significativa del estado. Por qué el resultado general tiene la pequeña escala observada es un problema teórico independiente. La sustitución de un número adecuado en ecuaciones cosmológicas describe con fiabilidad la dinámica, pero no resuelve la cuestión de por qué la naturaleza lo eligió.

Se puede comprobar una simple consecuencia de esta descripción. Para un componente conservado por separado con constante w, la densidad cambia durante la expansión de una manera predecible. Cuando w=−1 permanece constante, y cuando se desvía de este valor cambia. Las distancias reales dependen de la historia de expansión acumulada. Por lo tanto, incluso la variable w no se puede leer directamente de una supernova: debe reconstruirse a partir de observaciones integrales junto con otros parámetros.

El límite w=−1 También requiere una interpretación cuidadosa. El valor inferior se llama phantom. En algunos modelos de campo simples se asocia con cinéticas inaceptables, pero el parámetro recuperado de las observaciones puede ser una caracterización efectiva de un sistema más complejo. El primer paso es establecer qué se ha restado de la densidad total y qué interacciones han sido excluidas por el modelo elegido.

¿Qué tan convincente es el indicio de cambio?

Para el análisis de datos, a menudo se usa una forma de dos parámetros, en la que el valor actual y el cambio a lo largo del tiempo se especifican por separado:

$$w(a) = w_0 + w_a(1 - a).$$

Hoy en día se supone que el factor de escala a es igual a unidad. Esta forma es conveniente para comparar resultados, pero no representa una teoría de campo independiente. Incluso la preferencia estadística por tal curva todavía deja la pregunta de qué dinámica es capaz de crearla y dónde termina su aplicabilidad.

DESI mide los espectros de muchas galaxias y cuásares y reconstruye la distribución a gran escala de la materia. La escala acústica en esta distribución sirve como regla cosmológica. En el análisis de DR2, las propias mediciones de distancia permiten una buena descripción del ΛCDM plano. La preferencia por cambiar la energía oscura surge del análisis combinado: para la combinación de DESI con el CMB fue de 3.1 desviación estándar, y con la adición de diferentes conjuntos de supernovas fue de 2.8 a 4.2. Los números se refieren a los conjuntos de datos específicos y alternativos de dos parámetros especificados.[8]

Otras observaciones no necesitan fortalecer consistentemente la pista inicial. En el análisis DESI de 2026, utilizando información adicional del bosque Lyman-α, los significados para las combinaciones consideradas cambiaron. Esto demuestra la dependencia del resultado de los observables disponibles. Al combinar análisis de la misma encuesta, se deben tener en cuenta los datos compartidos: reutilizar la información correlacionada sin una covarianza adecuada aumentaría artificialmente la confianza. [57]

Una combinación de diferentes observaciones del propio Dark Energy Survey también prueba la energía oscura variable. En el año 2026, la importancia dependía de la inclusión de CMB y supernovas; la revisión de las calibraciones de supernovas lo cambió. Sin embargo, un análisis separado sin supernovas mantuvo una preferencia moderada por la dinámica. Por lo tanto, explicar todos los resultados por un solo error fotométrico sigue siendo tan prematuro como declarar la evolución establecida. [58]

El número especificado de desviaciones estándar caracteriza el resultado de una comparación estadística particular; no es la probabilidad de la verdad de la imagen física. Se necesitan comprobaciones de robustez para parametrizaciones alternativas, sesgos y distribuciones anteriores. La previsión es especialmente útil para nuevos datos: un modelo seleccionado de una combinación de observaciones debe predecir otro por adelantado. Entonces, la flexibilidad añadida de la curva tiene una posibilidad real de equivocarse.

Campo detrás de la curva dibujada

Un campo escalar está dado por un valor en cada punto en el espacio-tiempo. Su cambio en el tiempo está relacionado con la densidad de energía cinética K, y el potencial V especifica una parte de la densidad de energía que depende del propio valor del campo. Para un campo homogéneo en la descripción canónica habitual obtenemos:

$$\varepsilon_\varphi = K + V, \qquad p_\varphi = K - V.$$

Cuando el campo cambia lentamente y la contribución potencial domina, la presión está cerca de la densidad de energía negativa. A medida que avanza, la proporción de contribuciones puede cambiar. La expansión afecta a la velocidad del campo, y su energía afecta a la expansión; ambas historias deben calcularse juntas.

La suma de presión y densidad de energía en estas fórmulas es igual a dos veces K. Para el campo canónico, K no es negativo, por lo tanto, con una densidad de energía total positiva, w no cae por debajo de −1. Una curva que cruce este límite requerirá una física diferente o una interpretación diferente del parámetro reconstruido.

Para ver esta conexión, considere el cálculo ilustrativo del libro. Establezcamos una desviación positiva en forma de campana 1+w con un máximo de 0.25 cerca del corrimiento al rojo 0.5 y un ancho de 0.2 en la variable ln a. Hoy en día, la fracción de materia se considera 0.3, La fracción de campo es 0.7; espacio es plano, la radiación en el intervalo tardío de la época actual a z=3 es descuidado. Los parámetros se seleccionan a mano y no son el resultado de observaciones adecuadas.

El perfil en forma de campana permanece por encima del −1 límite. Ilustra la dinámica de un campo canónico y difiere de la descripción de dos parámetros favorecida por algunas combinaciones de datos DESI. La compatibilidad de este perfil particular con las observaciones queda por probar.

La función dada le permite restaurar la densidad de campo, la tasa de su cambio y el potencial a lo largo de la trayectoria. Luego, el potencial encontrado se sustituye en la ecuación de movimiento y se resuelve independientemente. La coincidencia de las dos historias verifica la consistencia física de la reconstrucción. El método en sí tiene predecesores científicos bien conocidos. [59]

En este ejemplo, un cálculo independiente reproduce la historia original con alta precisión numérica. El potencial tiene un mínimo, que el campo pasa aproximadamente al corrimiento al rojo. 0.199. Hoy ya está subiendo por el otro lado, consumiendo la energía cinética acumulada. La imagen

de un deslizamiento descendente continuo sería incorrecta, aunque la solución en sí es canónica. Esta es una ilustración simple de por qué una imagen conveniente necesita ser probada por ecuaciones.

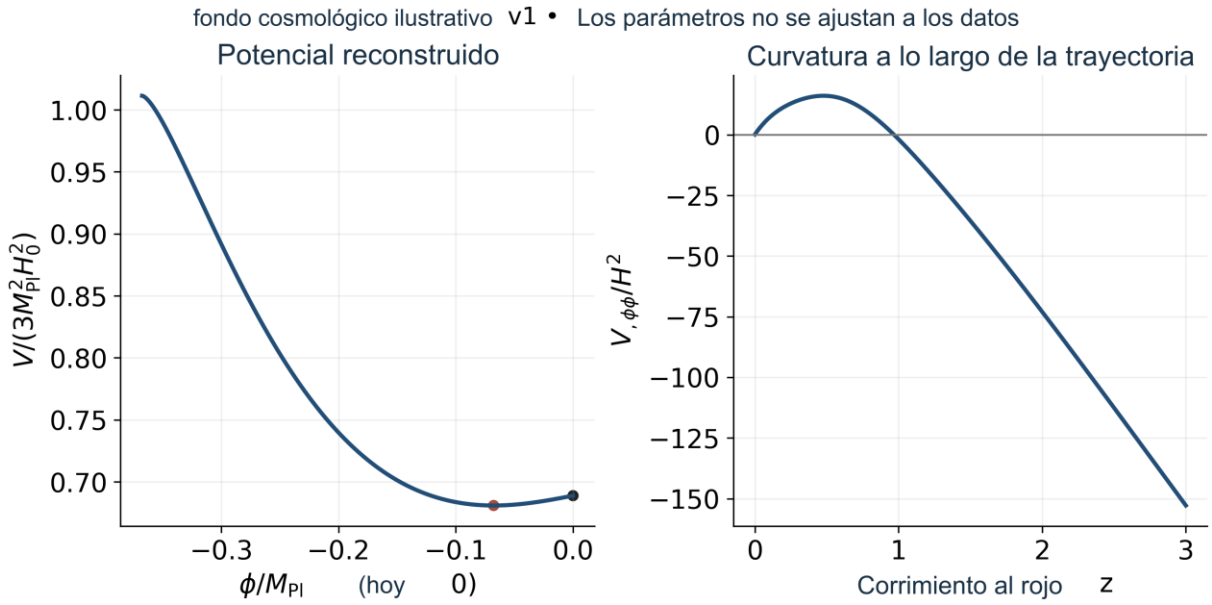


Figura 3. Reconstrucción del perfil escalar de entrenamiento y verificación independiente de su dinámica. El potencial mínimo está en la sección ya pasada de la trayectoria. El gráfico describe el ejemplo seleccionado; El acuerdo con los datos de observación no se probó aquí.

Pequeños cambios en condiciones iniciales homogéneas producen pequeños cambios en el resultado posterior en el vecindario estudiado. Las inhomogeneidades espaciales requieren verificación por separado. En parte de la trayectoria, la curvatura del potencial es negativa: aquí nos referimos a la forma del gráfico de energía de campo, y no a la curvatura del espacio. Afecta el crecimiento o la descomposición de las perturbaciones, pero el signo por sí solo no es suficiente para una conclusión. Deben tenerse en cuenta los gradientes espaciales y las conexiones a la gravedad; la precisión de una solución homogénea no garantiza esto.

También hay un límite para la continuación en el futuro. Con una extrapolación infinita de la misma función en forma de campana, el campo se aproxima a un valor finito, y la segunda derivada del potencial aumenta de magnitud indefinidamente. Es imposible extender el potencial a través de este punto con una segunda derivada continua. Se logra solo en un tiempo infinito, por lo tanto, el cálculo no establece una catástrofe cosmológica finita. Indica dónde el perfil seleccionado requerirá una extensión física.

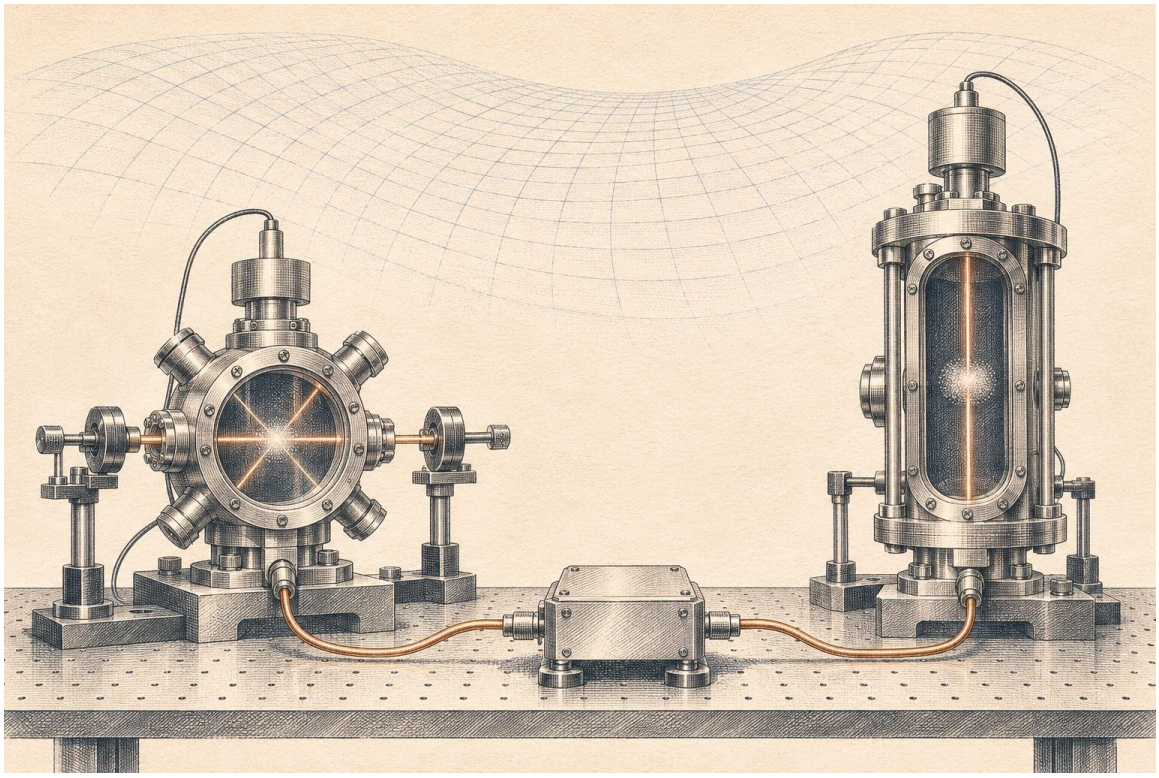
De los relojes atómicos a la dimensión extra

Si el campo está asociado con el electromagnetismo, su movimiento puede cambiar las características adimensionales de las interacciones, como la constante de estructura fina. Entonces la idea cosmológica recibe un canal de laboratorio de verificación. Las diferentes transiciones atómicas son sensibles a los parámetros microfísicos de diferentes maneras; Comparar relojes permite buscar cambios relativos en sus frecuencias.

Pero la medición generalmente limita el producto de la fuerza de acoplamiento y la velocidad de campo. Una relación de frecuencia casi constante puede significar poco movimiento, acoplamiento débil o una combinación de ambos. Es imposible separarlos sin prerrequisitos adicionales. La

trayectoria cosmológica reconstruida ayuda a relacionar cantidades, pero debe soportar restricciones observacionales. Es la dependencia de las conclusiones sobre tales premisas lo que se estudia en detalle en los trabajos sobre la constante de estructura fina cambiante. [60]

La misma conexión puede dar lugar a diferencias en las aceleraciones de cuerpos de diferentes composiciones. Por lo tanto, se agrega una prueba del principio de equivalencia al reloj: la predicción depende de cómo el campo interactúa con los átomos constituyentes y sus energías de unión. Una dificultad separada es la estabilidad de un campo muy ligero a las correcciones cuánticas. Una ley conveniente para el gráfico cosmológico debe ser compatible con el resto de la microfísica. [61] [62]



Grabado 11. Campo cosmológico y reloj de laboratorio. Una comparación de diferentes transiciones atómicas vincula la hipótesis cosmológica a una medición de laboratorio. Si el campo interactúa con el sector electromagnético, cambiar la relación de frecuencia puede limitar la combinación de fuerza de acoplamiento y velocidad de campo. Los componentes del instrumento se muestran convencionalmente; el grabado no especifica el diseño del reloj y no reivindica que tal conexión ya se haya descubierto.

En la dirección de la dimensión oscura, aparece una conexión con la geometría: el radio de la dimensión adicional cambia junto con el campo escalar, afectando los estados de masa de la materia oscura. Un artículo publicado en noviembre de 2026 examina esa dinámica. Para describirlo con componentes familiares, los autores restan de la densidad total la materia hipotética que se almacenaría por separado, y atribuyen el resto a la energía oscura efectiva. Además, la normalización de la materia sustraída se estableció en una era temprana. El resto puede corresponder a w a continuación −1, aunque la energía cinética del propio campo sigue siendo ordinaria: parte del efecto surge de la separación aceptada de los componentes que interactúan. [63]

Un mecanismo geométrico aquí vincula la expansión y las propiedades de la materia oscura. Esta es una hipótesis comprobable, pero la existencia de una dimensión adicional aún no se ha

establecido. Para predecir el crecimiento de las estructuras, se necesitan ecuaciones del sector interactivo; las fórmulas para la materia conservada por separado no son aplicables a él.

Cambio de medida durante veinte años

Una historia de campo dada tiene otra consecuencia observable. En el capítulo 3 discutimos cómo volver a medir el corrimiento al rojo de un absorbedor. Ahora podemos calcular su deriva y compararla con un modelo donde la energía oscura es constante. Tomemos el mismo perfil gaussiano, H_0=70 km/s/Mpc, la fracción actual de materia 0.3 El intervalo entre las observaciones de veinte años. Veinte años aquí establece la escala de cálculo; La duración del experimento real aún no se ha justificado.

Al corrimiento al rojo z=0.5, la constante cosmológica da un desplazamiento espectral equivalente a +5.48 cm/s y el campo seleccionado es +4.00 cm/s. La mayor diferencia es acerca de 1.82 cm/s en z≈0.78. En z=3 ambos modelos dan un cambio negativo, y la diferencia disminuye a aproximadamente 0.37 cm/s. El signo se refiere al cambio en el corrimiento al rojo convertido a unidades de velocidad; la fórmula y otros valores se dan en el apéndice.

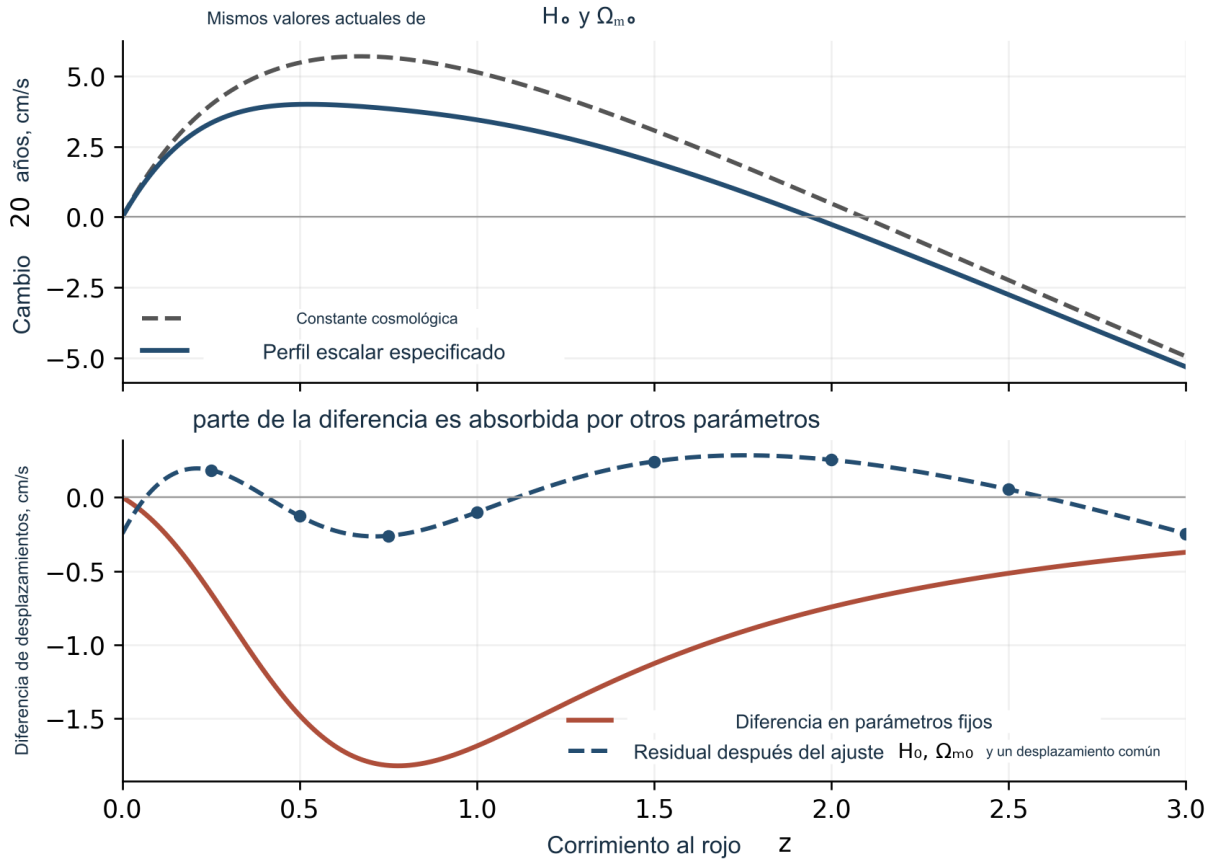


Figura 4. Desplazamiento al rojo para un perfil escalar dado y constante cosmológica durante veinte años. Desde arriba, H_0=70 km/s/Mpc y Ω_{m0}=0.3 Son lo mismo. A continuación se muestran la diferencia inicial y el resto después del ajuste H_0, Ω_{m0} y el cambio de calibración total en el modelo con una constante. Los puntos representan los ocho desplazamientos al rojo arbitrarios para el ajuste. Este es un cálculo de dos modelos; No hay datos de observación o predicciones de la precisión de un dispositivo específico en la figura.

Sin embargo, la comparación con parámetros fijos sobreestima la capacidad discriminativa independiente de este canal. Dejemos que el modelo con la constante cosmológica cambie H_0 y la

fracción de materia. A ocho desplazamientos al rojo convencionales, su curva se aproxima a la escalar de modo que cada resto se vuelve menor que 0.3 cm/s. Para hacer esto, se requiere H_0 alrededor de 57.1 km/s/Mpc. No pretendemos que este valor sea consistente con el cosmos real: no se incluyeron observaciones independientes en este ajuste. El ejemplo muestra qué parámetros necesitarán restringirse por otras mediciones antes de evaluar la discriminabilidad de dos mecanismos.

También deben tenerse en cuenta las líneas espectrales disponibles. La mayor diferencia en nuestros modelos fijos se produce en un corrimiento al rojo relativamente pequeño. Las observaciones ópticas terrestres del bosque Lyman-α están diseñadas para absorbedores más distantes, donde la línea ultravioleta ya se ha desplazado al rango accesible. Por lo tanto, la cuadrícula propuesta no describe las capacidades de un solo espectrógrafo. Es necesario calcular por separado la sensibilidad de las observaciones ópticas y de radio y comprobar lo que su combinación da después de tener en cuenta calibraciones generales e individuales. [14] [13]

El siguiente paso está determinado por el propio cálculo: reemplazar los errores condicionales con un modelo observacional real y agregar restricciones independientes sobre los parámetros cosmológicos. Aquí comparamos diferentes historias de expansión en el pasado disponible. En el capítulo 20 aparecerá una dificultad más rigurosa: diferentes continuaciones futuras, cuyo pasado coincide exactamente en una aproximación dada; este ejemplo de deriva por sí mismo no lo elimina.

Cómo comprobarlo

Comencemos con un modelo de campo específico: definir su acción, conexiones y área de aplicabilidad, y calcular la expansión y las perturbaciones espaciales. Las supernovas y la escala acústica limitan las distancias. La caída de las galaxias en concentraciones de materia agrega sus propias velocidades y distorsiona su distribución en el espacio de desplazamiento al rojo; este efecto, junto con lentes débiles, prueba el crecimiento de la estructura. La amplitud inicial se limita a observaciones tempranas, y la continuación del modelo es consistente con ellas. Luego se usan las mismas perturbaciones iniciales y parámetros de sustancia en todos los canales tardíos, sin nueva normalización para cada uno.

Teniendo en cuenta estas restricciones iniciales en las mediciones geométricas, obtenemos un rango aceptable de parámetros y predecimos el crecimiento para una muestra predeterminada. Tomemos en cuenta los errores de corrimiento al rojo, las orientaciones adecuadas de las galaxias, la influencia de la materia ordinaria y la masa de neutrinos. Si la región que se ajusta a las distancias no reproduce el crecimiento bajo las incertidumbres probadas, el modelo es rechazado. Agregar un cambio libre en la gravedad significaría una nueva hipótesis.

La precisión requerida será determinada por catálogos artificiales para la constante cosmológica y el campo seleccionado. Reproducen la selección de características, el ruido y los sesgos sistemáticos generales, y luego aplican el procesamiento de datos real. Dada una tasa de descubrimiento falso aceptable preseleccionada, se calcula qué parámetros de campo pueden distinguirse de una constante. El resultado es un mapa de sensibilidad que incluye versiones aún indistinguibles.

Los relojes atómicos agregan un canal independiente cuando el campo está relacionado con parámetros electromagnéticos. Se comparan varias transiciones con diferentes sensibilidades, se controlan los campos externos y se compara el resultado con experimentos sobre la universalidad de la caída libre. El cambio de frecuencia cero limita la combinación de velocidad de campo y

acoplamiento de campo. Se excluye la versión que predice exceder el límite alcanzado; un campo casi no relacionado con la materia ordinaria puede permanecer accesible solo para pruebas cosmológicas.

Para una dimensión adicional, el radio global, el espectro y los acoplamientos deben determinar simultáneamente la cosmología, la fuerza de laboratorio a distancias cortas y la transferencia de energía astrofísica. El primer paso es reproducir independientemente una implementación completa junto con sus perturbaciones. La ausencia de una región general permisible, teniendo en cuenta los errores teóricos y de medición, excluirá esta implementación particular.

El siguiente resultado de la investigación debe combinar la dinámica calculada con las observaciones y mostrar qué parámetros se prueban simultáneamente mediante distancias, crecimiento y mediciones de laboratorio disponibles. La reconstrucción completa es la fuente de dicho trabajo; su viabilidad observacional aún no se ha establecido.

Capítulo 9

¿Cuánto pesa el vacío?

Imaginemos un laboratorio del que se eliminan secuencialmente el aire, la luz, la radiación térmica y las partículas residuales. Los dispositivos se enfrían, la presión baja, pero la pregunta es "¿qué queda?" no se reduce a la respuesta "nada". La descripción física permanece de los campos, sus interacciones y estados permisibles. El vacío es el nombre del estado del sistema, y no la ausencia de leyes y del sistema mismo. Por lo tanto, la cuestión de su gravedad surge antes de cualquier especulación sobre el origen del mundo de la nada absoluta.

El título de este capítulo es deliberadamente una reminiscencia del peso diario. Sin embargo, el cosmólogo no pone el vacío en la escala. Se pregunta qué contribución hace el estado de los campos a las ecuaciones de la geometría y si la magnitud de esta contribución se puede explicar preservando el resto de los éxitos de la física. La aceleración tardía de la expansión hace que el problema sea observacional. Pero incluso una reconstrucción ideal de la expansión aún no dirá qué parte del efecto medido está asociada con el vacío, y qué parte se debe a un nuevo campo o un cambio en la ley de gravedad.

Hay dos dificultades diferentes escondidas aquí. Primero: ¿por qué la contribución constante permitida por las ecuaciones es tan pequeña en comparación con muchas escalas en física de partículas? Segundo: ¿por qué debería permanecer su pequeñez cuando se refina el cálculo? El número se puede seleccionar una vez. La explicación debe soportar nuevas enmiendas. Es entre la selección exitosa de números y un mecanismo estable que se encuentra una parte significativa de la vanguardia de este problema.

¿Por qué la marca cero se vuelve física?

En la mecánica ordinaria, puede agregar una constante a la energía potencial. La fuerza depende de su cambio con la posición, por lo que la trayectoria de la partícula seguirá siendo la misma. También puede cambiar la marca de altura cero sin cambiar la diferencia entre pisos. Esta libertad a menudo sugiere la respuesta equivocada: es suficiente declarar que la energía del vacío es cero, y la pregunta desaparecerá. En teoría gravitacional, añadir una constante a la densidad de energía requiere una mirada más cercana a la acción.

También es necesario aclarar a qué tipo de vacío se refiere. En una geometría cambiante, la elección del estado de campo puede requerir condiciones adicionales, y su tensor de energía-momento no tiene que consistir solo en un término constante. Por lo tanto, a continuación destacamos primero la parte constante de la acción. Esto nos permite plantear un problema claro sin declarar toda la energía de los campos cuánticos como una constante cosmológica. Las excitaciones dinámicas, las contribuciones térmicas y la polarización dependiente de geometría requieren sus propios cálculos.

Tomemos la firma métrica −+++ y unidades en las que la velocidad de la luz es igual a uno. El término constante en la acción de la materia se escribe como menos la densidad de energía multiplicada por el elemento de volumen de cuatro dimensiones. El elemento de volumen depende de la métrica. En consecuencia, incluso un aditivo espacialmente homogéneo participa en la variación de la acción según la geometría. De esto obtenemos directamente el tensor de energía-momento y la ecuación de estado:

$$T_{\mu\nu}^{\mathrm{vac}} = -\rho_{\mathrm{vac}} g_{\mu\nu}, \qquad p_{\mathrm{vac}} = -\rho_{\mathrm{vac}}.$$

La presión negativa aquí no significa que el espacio vacío esté lleno de gas invisible con moléculas inusuales. Esta es una característica de la respuesta energética a un cambio en el volumen. Si la densidad uniforme permanece constante, la energía del volumen comóvil en expansión seleccionado aumenta en proporción al volumen mismo. En la ley de conservación local, este comportamiento es consistente con el trabajo de presión. Es imposible transferir la ley de conservación de energía de una caja de laboratorio estacionaria a todo el Universo en expansión sin especificar las condiciones.

Consideremos un caso extremadamente simple: no hay otras fuentes, la gravedad se describe por la relatividad general, todas las contribuciones constantes ya se recogen en una densidad física. $\rho\Lambda$. Denominemos la masa de Planck reducida por M_{Pl}, de modo que $M_{Pl}^2=1/(8\pi G)$. Al tomar la traza de la ecuación de Einstein se obtiene:

$$M_{\mathrm{Pl}}^2 G_{\mu\nu} = -\rho_\Lambda g_{\mu\nu} \quad \Longrightarrow \quad R = \frac{4\rho_\Lambda}{M_{\mathrm{Pl}}^2}.$$

Esta es una pequeña conclusión, no una nueva fórmula para la gravedad. Muestra dónde se rompe la analogía mecánica con la altura cero: la densidad constante determina la curvatura. En presencia de materia e inhomogeneidades, el número R solo ya no es suficiente para describir el espacio-tiempo, pero la fuente constante no desaparece de las ecuaciones. Puedes moverlo desde el lado derecho hacia la izquierda, llamándolo la constante cosmológica. Este movimiento cambia la grabación, no el contenido físico.

Supongamos ahora que uno quiere reemplazar esta constante con una función arbitraria del tiempo para mejorar la concordancia con las observaciones. Entonces surge una condición adicional. La parte geométrica de las ecuaciones satisface la identidad Bianchi, por lo que la fuente total debe ser covariantemente conservada. Si una sustancia ordinaria se mantiene separada, la simple sustitución de una variable "constante" rompería la consistencia. Se necesitará un campo, intercambio de energía u otro cambio en la teoría explícitamente especificado. Una curva flexible en un gráfico por sí misma no causa tal cambio.

¿Qué se suma exactamente a la cantidad medida?

El cálculo cuántico requiere separar cantidades intermedias del resultado observado. En las integrales, pueden aparecer infinitos o una fuerte dependencia de la limitación de energía introducida. Esto no es permiso para conectar cualquier número resultante en la cosmología. Los parámetros de acción y las contribuciones de campo se determinan en un procedimiento de renormalización consistente. Las observaciones se refieren a su suma final, no a cada término individualmente.

Una notación esquemática es conveniente, donde μ denota la escala de renormalización:

$$\rho_{\Lambda,\mathrm{phys}} = \rho_{\Lambda,\mathrm{ren}}(\mu) + \rho_{\mathrm{fields}}(\mu), \qquad \frac{d\rho_{\Lambda,\mathrm{phys}}}{d\ln\mu} = 0.$$

La última igualdad se refiere a la solución acordada; cuando la serie se trunca, una dependencia de orden superior permanece. Cambiando μ, cambiamos la forma en que se distribuye el resultado entre los términos. Esto no es un cambio físico en la densidad del vacío a lo largo del tiempo. El parámetro de funcionamiento no se puede identificar con la evolución predicha automáticamente de la energía oscura: tal evolución requiere una justificación dinámica separada.

Veamos una contribución cuántica específica. Para un campo escalar real con masa cuadrada positiva m^2, en un fondo plano y un esquema de sustracción mínima modificado, el término de un bucle del potencial efectivo es el siguiente. Esta fórmula estándar se deriva de un cálculo cuántico; su presentación generalizada se da, por ejemplo, en el trabajo de Stephen Martin. [64]

$$\Delta V_1 = \frac{m^4}{64\pi^2}\left[\ln\left(\frac{m^2}{\mu^2}\right) - \frac{3}{2}\right].$$

Lo que es importante aquí es la escala m^4 y la necesidad de coordinar la corrección con los parámetros de acción. Los coeficientes para otros campos y esquemas pueden diferir, las contribuciones de fermiones tienen su propia estructura y aparecen términos geométricos adicionales en el espacio curvo. Por lo tanto, esta línea no es una predicción numérica de toda la energía del vacío del Universo. Muestra por qué agregar un sector pesado puede cambiar las condiciones bajo las cuales persiste un pequeño valor finito.

A menudo, el problema se ilustra con un número de desajuste gigante. Depende de qué escala y método de evaluación se elijan. Lo que es más importante para el argumento es que una vez que la teoría ha sido acordada en un nivel, la siguiente contribución físicamente permisible no debería obligarnos a reorganizar la compensación extremadamente precisa. Incluso si descartamos la estimación aproximada con el límite máximo posible, la cuestión de la sensibilidad a los umbrales de masa conocidos sigue siendo significativa.

Puedes ver la lógica en el ejemplo aritmético inventado. Dejemos que dos contribuciones de alrededor de un millón de dólares den una diferencia del orden de la unidad. Es fácil encontrarlos. Pero si el refinamiento independiente cambia una contribución a mil, el resultado ya no es pequeño. La explicación de la pequeñez debe explicar por qué la otra contribución cambiará o por qué la nueva adición no caerá en la cantidad medida en absoluto. Por sí mismo, el reajuste de los números no contiene tal mensaje.

Esto conduce a una regla útil para comparar modelos. Debe preguntar no solo cuántos parámetros libres le permitieron obtener un buen resultado, sino también qué conexiones entre los parámetros se requieren. Si la compensación se deriva de la simetría o la restricción, el refinamiento debe preservar esta relación en la región especificada. Si dos números son independientes, el requisito de que coincidan con alta precisión sigue siendo una condición adicional. La presencia de un parámetro pequeño no significa la presencia de un mecanismo por su pequeñez.

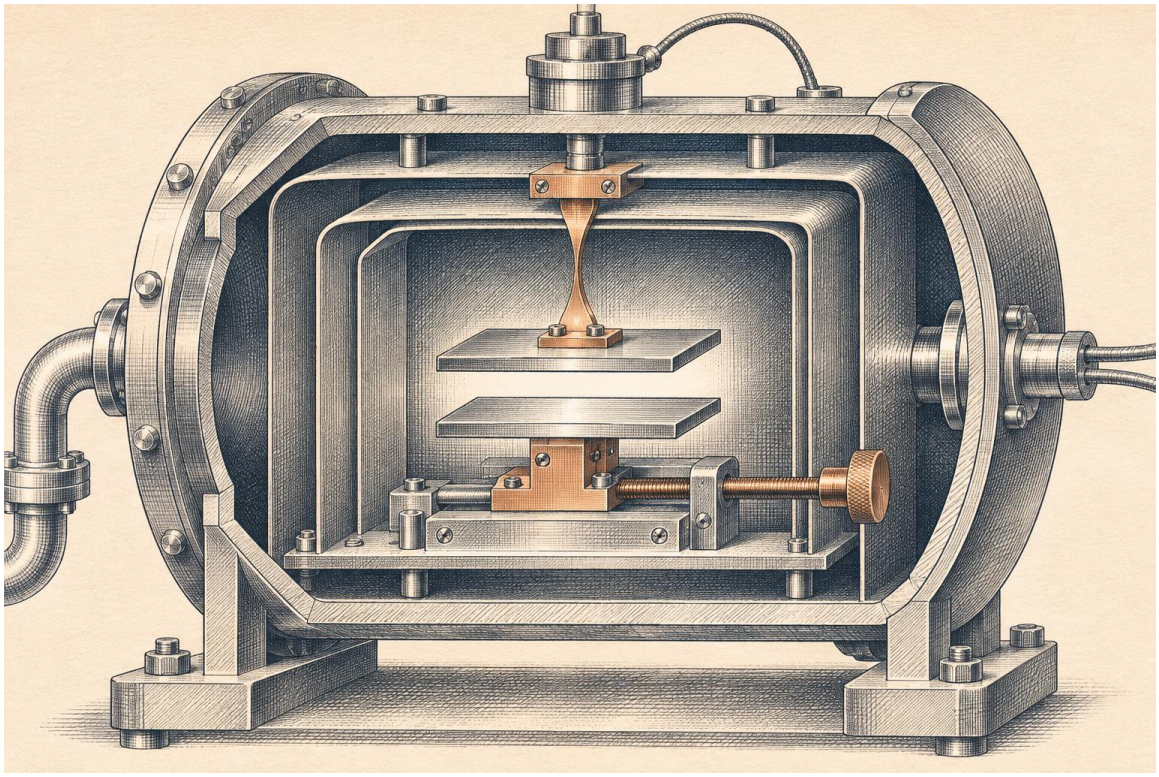
También hay una pregunta separada sobre el tiempo: ¿por qué las densidades del componente permanente y las densidades de la sustancia diluyente son comparables en alguna época? Incluso una explicación de una constante pequeña estable no tiene que responderla automáticamente. Por el contrario, un modelo que vincule la transición a la aceleración con un cambio en la composición del

Universo aún debe explicar su propia sensibilidad a las correcciones de vacío. La separación de preocupaciones permite evaluar la contribución de una teoría sin exigir que todo se resuelva inmediatamente y sin apropiarse discretamente de éxitos innecesarios.

¿Qué dice el vacío del laboratorio?

El vacío tiene manifestaciones medibles, pero cada experimento tiene su propia cantidad observable. La fuerza entre las superficies del material depende de sus propiedades y distancia. En su análisis del efecto Casimir, Robert Jaffe mostró la posibilidad de descripción a través de las interacciones de cargas y corrientes sin recurrir a la suma absoluta de energías de punto cero. Por lo tanto, la fuerza medida por sí misma no determina el efecto gravitacional de un vacío cosmológico homogéneo. [65]

Es útil formular la diferencia como una tarea para el experimentador. Si una instalación mide el cambio de fuerza al mover las placas, su resultado debe compararse con la derivada de la energía de toda la instalación con respecto a este movimiento. Si se pretende medir el cambio en su masa gravitacional, es necesario tener en cuenta las placas, tensiones, sujeciones, condiciones térmicas y la fuente del trabajo realizado. Es imposible restar partes inconvenientes del sistema en palabras. De lo contrario, compararemos diferentes objetos físicos y llamaremos a la diferencia “el peso del vacío”.



Grabado 12. Vacío dentro de una instalación completa. Al variar la distancia entre las superficies, se mide la respuesta de toda la instalación física. Para la cuestión de su masa gravitatoria, las fijaciones, las tensiones, el calor y el trabajo realizado también son significativos. Las placas y la cámara se muestran condicionalmente. La fuerza medida entre superficies no determina por sí misma la contribución gravitacional de un vacío cosmológico homogéneo.

Esto no hace que las pruebas de laboratorio sean inútiles. Pueden probar una predicción específica sobre cómo la energía total de un sistema limitado contribuye a la gravedad. Pero el camino de tal

resultado a la constante cosmológica debe pasar a través de una teoría explícita. Un cambio local en las condiciones límite y una adición homogénea a la acción a lo largo del espacio-tiempo son operaciones diferentes. Distinguir entre ellos protege el programa de investigación de la falsa promesa de un experimento decisivo.

El mecanismo debe sobrevivir al refinamiento

Supongamos que en lugar de una constante introdujimos un campo escalar que varía lentamente. Su potencial se puede ajustar para obtener una extensión adecuada. Sin embargo, todavía se puede agregar una constante al potencial, y las interacciones de campo generan correcciones. Esto significa que explicar la dinámica de la energía oscura y explicar la estabilidad de su nivel absoluto son dos problemas relacionados. La solución de la primera no debe considerarse automáticamente la solución de la segunda.

La simetría aproximada puede restringir las correcciones permitidas. Por ejemplo, si el cambio de un campo deja la acción casi sin cambios, algunas formas potenciales están mejor protegidas que las arbitrarias. Pero la palabra "simetría" no completa el cálculo. Se deben especificar las interacciones de ruptura de simetría, los tamaños de sus parámetros y las correcciones introducidas por la materia y la gravedad. Un asistente computacional puede ayudar a buscar operadores permitidos pasados por alto. Un mecanismo puede declararse estable solo después de que se hayan comprobado sus efectos.

Una ruta de investigación específica fue propuesta por Nemanja Kaloper y Antonio Padilla. En el diseño de secuestro global original, las variables adicionales introducen restricciones que hacen que las contribuciones constantes de vacío de los bucles de materia se cancelen en las ecuaciones gravitacionales. El alcance de la declaración es importante: estamos hablando de un sector protegido de la materia, sin una solución completa al problema de los bucles gravitones. El diseño inicial tiene condiciones globales, incluyendo un volumen finito de cuatro dimensiones. Este es un cambio fuerte en la estructura de la teoría, y no una nueva designación de la vieja constante. [66]

En la versión local posterior, Kaloper, Padilla y sus coautores utilizaron campos adicionales y cuatro campos de fuerza. La constancia de algunas cantidades se convierte en una consecuencia de ecuaciones locales. El requisito de un volumen finito de cuatro dimensiones se elimina en esta versión, y la contribución constante residual incluye constantes de integración. Los autores obtienen estabilidad bajo las correcciones de vacío consideradas, pero es necesario medir el valor del residuo final. La predicción de estabilidad y la predicción de una cantidad observable específica deben distinguirse aquí. [67]

Estos ejemplos son útiles incluso para el lector que no está listo para considerar el mecanismo correcto. Hacen una pregunta rigurosa: ¿qué se necesita cambiar exactamente en las ecuaciones para que un cambio de energía uniforme no destruya la geometría observada, mientras mantiene la gravedad de las excitaciones ordinarias? Si eliminas toda la energía del lado derecho, la explicación para el movimiento de los planetas desaparecerá. Si compensas solo una constante preseleccionada, la pregunta de la siguiente corrección permanece. Un diseño exitoso debe moverse entre estos extremos.

Cómo comprobarlo

Se propone comenzar con una tarea computacional abierta que se puede completar antes de que el nuevo telescopio esté disponible. Se selecciona una acción completamente especificada, un sector de

la materia, un procedimiento de renormalización y un conjunto de condiciones límite o globales. Luego se calculan dos casos consistentes: el caso original y el caso con una contribución constante adicional al lagrangiano de la materia. La regla de coincidencia de parámetros se fija por adelantado. De lo contrario, la resintonización manual del término cosmológico reproducirá la respuesta deseada bajo cualquier mecanismo.

En el ejemplo de vacío simple de la relatividad general discutido anteriormente, con otros parámetros fijos, el cambio en la curvatura es igual a $4\Delta\rho/M_{Pl}^2$. Para un diseño alternativo, debe derivar independientemente la respuesta correspondiente, incluidas las restricciones. Si la contribución constante se cancela, el siguiente paso es agregar interacciones permitidas y realizar al menos la primera corrección cuántica no trivial. La prueba debe mostrar una reducción en el valor medible, no solo la desaparición del carácter seleccionado de una línea de acción.

Este cambio sirve como un diagnóstico de la teoría, no como una instrucción para cambiar instantáneamente el vacío del laboratorio. Una transición de fase real es mucho más compleja: el estado de la sustancia, la distribución de energía, la temperatura y, posiblemente, el número de grados efectivos de cambio de libertad. Para la verificación cosmológica, la transición debe incluirse en una sola historia, preservando las leyes del intercambio de energía. No se puede simplemente cambiar la constante en la ecuación de Friedman e ignorar dónde fue la diferencia de energía.

El siguiente paso es asociar el fondo con las perturbaciones. El modelo debe predecir no solo H(z), sino también el crecimiento de las inhomogeneidades, la propagación de la luz y las propiedades de las perturbaciones gravitacionales donde las cambia. Se comprueba la existencia de una solución, la ausencia de inestabilidades rápidas inaceptables y el intervalo de aplicabilidad de la aproximación. La coincidencia de una curva de expansión no compensa el signo incorrecto de la energía cinética del grado adicional de libertad.

Solo después de esto tiene sentido construir un pronóstico observacional. Las distancias predichas y el crecimiento de la estructura se comparan entre sí, con parámetros comunes y errores sistemáticos. Si el mecanismo cambia apreciablemente la expansión temprana, se agregan restricciones de la historia caliente, incluida la nucleosíntesis primordial. Si actúa solo sobre una contribución constante y deja la dinámica habitual, es necesario indicar directamente qué datos son generalmente capaces de distinguirlo de la relatividad general con una constante cosmológica elegida.

Puede resultar que en la región accesible las dos construcciones sean observacionalmente equivalentes. Este es un negativo significativo: prohíbe que las mediciones existentes se vendan como evidencia de un mecanismo interno. El programa luego se divide entre verificar la consistencia matemática y encontrar un nuevo efecto que realmente diferencie los modelos. Tal efecto debe derivarse de un diseño ya dado. Agregar una señal arbitraria específicamente para un dispositivo conveniente no probará la idea original.

Un formato específico es adecuado para trabajar con IA aquí. El investigador define la acción y el enfoque controlado, y el sistema obtiene automáticamente ecuaciones, verifica dimensiones, compara métodos de cálculo independientes y construye un mapa de fallas. La persona verifica la elección de observable, las condiciones de reducción, y la admisibilidad de aproximaciones. El resultado útil es un conjunto reproducible de casos en los que el mecanismo sobrevive a la perturbación y casos en los que se rompe. Generar cientos de potenciales similares sin esta verificación no acerca mucho la respuesta.

En la práctica, un conjunto de este tipo se puede iniciar pequeño. Un campo masivo libre, una regularización elegida y una familia de soluciones cosmológicas son suficientes. Luego se agrega una interacción, seguida de un segundo umbral de masa. En cada etapa, se almacenan expresiones intermedias y una comparación con una salida independiente. La expansión constante evita que un error de implementación se confunda con un fallo del mecanismo físico. La discrepancia encontrada debe ir acompañada de un ejemplo mínimo que pueda ser reproducido por otro grupo.

Los casos más difíciles serán aquellos en los que el mecanismo depende de las condiciones a lo largo de la historia del espacio-tiempo. Para ellos, no es suficiente presentar una solución local en un intervalo corto. Es necesario verificar si admite una continuación que satisfaga la restricción original y cuán sensible es la salida a esta continuación. Si diferentes continuaciones admisibles producen los mismos observables hoy en día, tal ambigüedad debe entrar en el resultado. Conecta el problema del vacío con la cuestión de los límites de inferencia de una región observable finita.

El criterio de refutación debe escribirse por adelantado. Para el mecanismo reivindicado, esto podría ser una contribución cuántica permitida de no cancelación, inestabilidad rápida inevitable en la región deseada o incompatibilidad de observables relacionados bajo un conjunto de parámetros. Cada resultado refuta una cierta construcción y su área de afirmaciones. No prueba que cualquier teoría futura del vacío sea imposible. Este capítulo sugiere un orden de investigación; el nuevo modelo de secuestro y su ajuste a los datos no se calculan aquí.

El problema del peso del vacío conecta la cosmología con la estructura de la teoría cuántica de una manera particularmente ajustada. No es suficiente explicar por qué el Universo se está acelerando hoy. Lo que necesitamos entender es por qué su geometría a gran escala sigue siendo consistente con lo que aprendemos sobre el mundo microscópico. Esto hace que la pequeña contribución constante no sea el último número ajustado en la tabla, sino el lugar donde se puede buscar la regla faltante de conexión entre la energía y el espacio-tiempo.

Capítulo 10

Donde las medidas divergen

La contradicción entre las mediciones llama más la atención que su acuerdo. Esto es comprensible: es la discrepancia que puede indicar que la física aún no está en nuestras ecuaciones. Sin embargo, las observaciones no argumentan directamente. Entre la luz registrada y el parámetro cosmológico hay una cadena de calibraciones, correcciones y conexiones de modelos. Para entender el significado de la divergencia, es necesario averiguar en qué enlace divergen las dos rutas.

Imaginemos dos grupos de topógrafos que miden un área. Uno determina la longitud por comparación directa con una regla, el otro lo calcula a partir de los ángulos del triángulo. Una discrepancia puede indicar una regla incorrecta, un error angular o un fallo de la suposición de superficie plana. En cosmología, el papel de la superficie es desempeñado por la historia de la expansión y el crecimiento de la estructura. La misma presencia de varias rutas hace posible probar estas suposiciones.

De acuerdo con el estado de la investigación discutida en este libro, es imposible reducir todas las tensiones cosmológicas a una ruptura universal. La constante de Hubble, las amplitudes de irregularidad y las galaxias tempranas tienen diferentes valores observados y grandes incertidumbres. Vincularlos en una nueva teoría sería valioso, pero cada enlace primero debe convertirse en una predicción cuantitativa.

Dos caminos hacia la expansión de hoy

El parámetro H_0 describe la velocidad de expansión relativa actual. Para una galaxia cercana, la distancia se compara con el corrimiento al rojo, teniendo en cuenta su propio movimiento en relación con el flujo general. La distancia se construye usando una cadena de métodos superpuestos. Los objetos cercanos medidos geométricamente definen la escala absoluta; las estrellas de tipos conocidos la transfieren a otras galaxias, y las fuentes más brillantes continúan las mediciones.

Para Cefeidas, el período de pulsación está relacionado con la luminosidad. Una vez calibrada, esta relación permite saber a partir del período cuánta luz está emitiendo la estrella, y a partir del brillo observado para determinar la distancia. Otros métodos estelares utilizan diferentes propiedades físicas. Sin embargo, los soportes comunes, las galaxias y los estándares de brillo vinculan sus errores. Diez evaluaciones con una calibración común no proporcionan diez pruebas independientes de esa calibración; tales relaciones son tenidas en cuenta por la matriz de covarianza.

La red de distancia local conjunta recibió $H_0=73.50\pm0.81$ km/s/Mpc. Aquí. 0.81 es el error estándar obtenido de la matriz de covarianza general en la aproximación gaussiana adoptada. Los autores probaron la robustez de la eliminación de indicadores individuales y tuvieron en cuenta las calibraciones generales. Pero la palabra "consenso" en el título del artículo describe el resultado de la colaboración participante, y no el acuerdo final de todos los grupos de investigación. [68]

Otra ruta comienza con la radiación cósmica de fondo de microondas. Se mide el patrón angular de las irregularidades tempranas; el modelo físico lo relaciona con la escala de sonido y la distancia posterior a la época correspondiente. En el piso básico ΛCDM, el análisis de Planck da el valor actual $H_0=67.4\pm0.5$ km/s/Mpc en el 68 porcentaje de confianza. Esta no es una medida directa de la

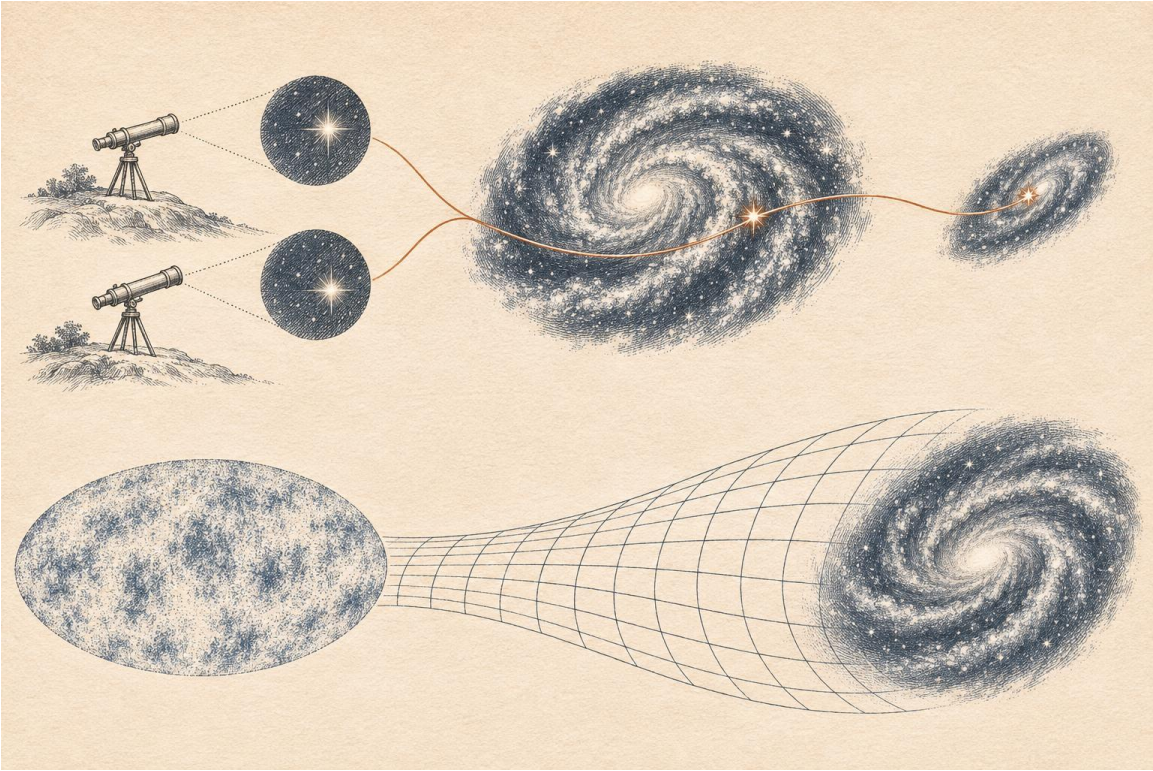
expansión actual en el Universo temprano. El significado se obtiene después de ejecutar el modelo a través de su historia. [6]

La punta del método de la rama gigante roja utiliza el borde afilado de la distribución de luminosidad de las estrellas viejas antes del inicio de la quema de helio en sus núcleos. Después de calibrar la luminosidad absoluta, la posición del límite da la distancia. JAGB utiliza las propiedades de otra población estelar seleccionada. Diferentes etapas de la evolución estelar son diferentes sensibles a la edad, la composición química y el medio ambiente. Por lo tanto, el acuerdo de métodos es valioso precisamente como un control físico, aunque los soportes geométricos comunes pueden preservar la correlación de sus errores.

La posición entre los dos números está ocupada por varias otras rutas. CCHP, que utiliza la punta de la rama gigante roja, o TRGB, y selecciona la rama gigante asintótica, o JAGB, estrellas, informa estimaciones centrales más bajas que la red local y mayores incertidumbres. Su estimación reducida más precisa según TRGB es 70.39 km / s / Mpc. Los autores comparten errores: ±1.22 de las estadísticas, ±1.33 sistemática, y una contribución adicional de ±0.70 para incertidumbres residuales de supernovas, incluyendo su calibración fotométrica y los movimientos apropiados de las galaxias. La parte estadística corresponde al intervalo del 68 por ciento central de la distribución marginal; las otras dos contribuciones se dan por separado. Esta es una razón suficiente para considerar la estructura de escala local con más detalle. [69]

Una lente fuerte produce múltiples imágenes de una sola fuente. Si una fuente cambia de brillo, el mismo patrón de cambios llega a lo largo de diferentes trayectorias de luz con un retraso. Depende de la geometría y el potencial gravitacional de la lente y nos permite determinar la escala cosmológica. En el TDCOSMO 2026 análisis, los autores informan H_0=71.1 km/s/Mpc con estimaciones de incertidumbre asimétrica +2.4 y −2.3. Este resultado se obtuvo con un plano ΛCDM con una restricción externa sobre la densidad de materia de la muestra de supernova DES-Dovekie. La distribución de masa de la lente está aún más limitada, en particular, por la cinemática estelar. La precisión resultante aún no selecciona claramente entre las rutas principales. [70]

Aquí es donde surge la degeneración: diferentes distribuciones de masa de lente y posición de fuente son capaces de preservar la geometría de imagen observada pero predecir diferentes retardos de tiempo. Por lo tanto, incluso las posiciones de imagen medidas con precisión no determinan la distancia sin ambigüedad. El movimiento de las estrellas en la lente y la información sobre la materia a lo largo de la línea de visión reducen esta libertad. Las incertidumbres de estos modelos adicionales contribuyen al error resultante a escala cosmológica.



Grabado 13. Dos rutas para escalar la expansión. La escala local conecta soportes geométricos, propiedades de estrellas y fuentes más distantes. Otra ruta vincula el patrón CMB con la expansión actual a través de un modelo cosmológico. Este es un mapeo condicional de métodos de inferencia, no un mapa de distancia. Las calibraciones comunes pueden relacionar los errores de incluso diferentes métodos de observación.

Cuando una pequeña corrección se convierte en cosmología

Los modelos de la nueva física temprana pueden cambiar la escala sónica mediante la cual se calibra la regla cosmológica. Entonces, el mismo patrón angular observado corresponderá a una combinación diferente de distancias tardías y H_0. Pero los cambios deben preservar el resto del espectro de la radiación cósmica de fondo de microondas, la formación de núcleos ligeros y el posterior crecimiento de la estructura. Por lo general, es imposible reemplazar libremente la longitud de la regla, dejando todas las demás consecuencias iguales.

Las explicaciones posteriores cambian otra parte de la cadena: expansión después de la formación de la escala primaria, interacciones del sector oscuro o propagación de la luz. Se prueban mediante una combinación de mediciones acústicas, supernovas y crecimiento. Por lo tanto, ajustar con éxito un número H_0 es solo un filtro inicial. El modelo debe sobrevivir a los datos que no participaron en la selección de sus parámetros.

La taxonomía puede ser de escala comparable. En la controversia sobre los análisis de supernovas, un cambio relativo de 0.04 Se ha discutido la magnitud entre las submuestras. A través de la definición de la escala de grises, esto corresponde a aproximadamente 1.86 porcentaje en la distancia. Con la precisión moderna, este efecto es significativo. Sin embargo, el hecho de un cambio no determina qué directorio requiere corrección y cómo se debe cambiar exactamente. [71]

La respuesta del equipo DES mostró que las diferencias estaban relacionadas con patrones de dispersión y funciones de selección, entre otras cosas. Las mismas supernovas, después de varias

correcciones razonables, no están obligadas a tener distancias idénticas publicadas. Para probar la fuente de la diferencia, debemos volver a las curvas de luz, los estándares de brillo y el modelado de qué objetos podrían haberse incluido en cada vista. Simplemente restar un paso conveniente del catálogo final no reemplaza este trabajo. [72]

La diferencia entre el error aleatorio y general es claramente visible en un ejemplo simple. Agreguemos nuevas supernovas, cada una con su propia variación aleatoria en el brillo. Promediarlas mejorará el puntaje. Pero si todos se miden en relación con un estándar ligeramente incorrecto, el cambio general se mantendrá para cualquier número de objetos. Incluso un telescopio diferente no creará una verificación completamente independiente si su calibración está vinculada al mismo estándar. Por lo tanto, es útil aumentar no solo la muestra, sino también el número de formas físicamente independientes para relacionar las mediciones con una escala absoluta.

Para un experimento mental, dividamos los datos no según el resultado, sino según las circunstancias físicas del registro: instrumento, rango de longitud de onda, tipo de galaxia anfitriona, condiciones de selección. El cambio cosmológico está organizado principalmente por el corrimiento al rojo y la geometría. El efecto de calibración puede seguir al aparato o a la población de origen. Estas dependencias a veces se superponen, pero es su comparación la que sugiere qué observaciones adicionales pueden separar las explicaciones.

¿Qué tan heterogéneo es el universo?

La siguiente pregunta es qué tan fuertemente se recoge la sustancia en estructuras heterogéneas. Para comparar, use S_8: esta cantidad es conveniente medir por lente gravitacional, y conecta la fracción promedio de materia con la amplitud de sus inhomogeneidades lineales:

$$S_8 = \sigma_8 \sqrt{\frac{\Omega_m}{0.3}}.$$

Imaginemos el campo de densidad calculado suavizado por esferas idénticas. El valor σ_8 caracteriza la dispersión relativa media cuadrática de las densidades de tales regiones alrededor del promedio en el modelo lineal extendido hasta la época actual. El radio de las esferas es 8 h^{-1} megaparsecs; h H_0 en unidades de 100 km/s/Mpc. La lente débil a menudo restringe mejor la combinación de σ_8 con la fracción de materia Ω_m que cada cantidad por separado, por lo que S_8 se utiliza. La coincidencia de este número aún no garantiza la coincidencia de la estructura en todas las escalas y en todas las épocas.

La lente débil se mide estadísticamente. Una galaxia individual tiene su propia forma, que no conocemos de antemano. Por lo tanto, se analizan las correlaciones de múltiples imágenes distribuidas por direcciones y distancias. Es necesario restaurar el desenfoque óptico y atmosférico, calibrar la medición de la forma y tener en cuenta que las galaxias cercanas pueden orientarse de manera similar incluso antes de la lente.

El análisis completo de seis años del DES da $S_8=0.789\pm0.012$ en un piso ΛCDM en 68 porcentaje de confianza. La diferencia con la combinación considerada de datos CMB es 2.6 desviación estándar en la proyección sobre S_8, pero 1.8 en el espacio de parámetros completo. La comparación univariada prueba la diferencia de una cantidad; la unión tiene en cuenta todo el conjunto de parámetros y las correlaciones de sus errores. Estas son preguntas estadísticas diferentes, por lo que las respuestas expresadas en desviaciones estándar no tienen que ser las mismas. [73]

El análisis final KiDS-Legacy obtuvo S_8=0.815 con errores asimétricos de +0.016 y −0.021. Esta notación indica la posición del máximo de la distribución posterior unidimensional y su intervalo de máxima densidad del 68 por ciento. El resultado es compatible con Planck en la comparación utilizada. Los autores atribuyen el cambio de la estimación respecto de análisis anteriores, principalmente, a las mejoras en las estimaciones del corrimiento al rojo, la calibración, el área y el procesamiento de imágenes. Por eso, la idea de una única e invariable «crisis de S_8» no describe adecuadamente el estado actual de las mediciones. [74]

La condensación de observaciones complejas en un solo número es útil para la primera comparación. Sin embargo, dos modelos con el mismo S_8 pueden producir diferentes fuerzas relativas de heterogeneidades a escala grande y pequeña o diferentes crecimientos entre épocas. Coincidir solo con los valores centrales perderá esta información. La prueba completa vuelve a las correlaciones entre las imágenes y las posiciones de las galaxias, su dependencia del ángulo y el corrimiento al rojo. Es allí donde se pueden preservar los signos de una nueva física que desapareció después de la compresión estadística.

A pequeña escala, la astrofísica se agrega a los problemas instrumentales. El gas se enfría, forma estrellas y es expulsado de las galaxias, cambiando la distribución de la masa. Los neutrinos también afectan la dependencia de escala del crecimiento. Las pruebas robustas primero usan áreas donde la descripción está suficientemente controlada, luego verifican la robustez cuando se incluyen modos más complejos. Descartar algunos de los datos puede reducir la precisión, pero ayuda a comprender qué física está causando realmente la discrepancia.

Las primeras galaxias y el costo de la luminosidad

El Telescopio James Webb observa fuentes distantes en el infrarrojo. Algunos de ellos resultaron ser más brillantes o más masivos de lo esperado por ciertos modelos de formación temprana de galaxias. En este punto es fácil mezclar varias afirmaciones: el objeto es brillante, tiene muchas estrellas, su halo oscuro es masivo y la cosmología no permite un número suficiente de tales halos. Entre declaraciones vecinas hay diferentes medidas y modelos físicos.

Las estrellas masivas jóvenes pueden producir una mayor luminosidad por unidad de masa estelar. El espectro está influenciado por la edad, la historia de formación estelar, la composición química, el polvo y un posible núcleo activo. El corrimiento al rojo estimado usando varios filtros anchos requiere verificación con líneas espectrales. La distancia obtenida después de la espectroscopia ayuda, pero no elimina automáticamente todas las incertidumbres de masa.

El artículo de Krishnan y Abazajian 2026 examinó cómo los errores sistemáticos en las masas estelares y la dispersión cambian las conclusiones sobre la eficiencia de la formación de galaxias. En el extremo masivo raro de la distribución, los objetos moderados más numerosos pueden caer en la categoría superior con más frecuencia que los verdaderos gigantes raros caen de ella. Tal asimetría debe ser incluida en comparación con la teoría. [75]

Otro análisis de 2026 varió conjuntamente la cosmología y la eficiencia de conversión de bariones a estrellas de objetos CEERS y FRESCO seleccionados. La liberación del parámetro de energía oscura y la curvatura espacial no eliminaron el requisito de alta eficiencia para la muestra espectroscópica estudiada. Este resultado apunta a la necesidad de estudiar la astrofísica de la formación de galaxias con más detalle, pero es específico de los datos y extensiones de la cosmología considerada. [76]

El tamaño de la vista también es parte del problema de la física. Un pequeño campo puede cruzar al azar un área de alta densidad de galaxias y dar la apariencia de una sobreabundancia de objetos raros. Por otro lado, la observación extremadamente profunda permite ver sistemas débiles que no son accesibles a una amplia vista. Para comprobar la abundancia, se necesitan ambos modos: la profundidad especifica la composición de la población, el área limita su dispersión espacial. Las fuentes artificiales con propiedades conocidas añadidas a las imágenes ayudan a medir la probabilidad de detección de cada clase.

La nueva física temprana sigue estando sujeta a pruebas. Su característica esencial sería un cambio constante en el número de halos, su agrupamiento y otras cantidades observables, que no pueden ser reproducidas por cambios permisibles en la formación y selección estelar. Una imagen impresionante por sí sola no es suficiente para llegar a esta conclusión. E incluso una revisión del modelo estándar de formación de estructuras no cancelaría automáticamente la evidencia de una etapa temprana: estos son diferentes niveles de descripción cosmológica.

Cómo comprobar la ley de la gravedad en sí

Hasta ahora hemos comparado maneras de determinar parámetros cosmológicos. Se puede plantear una pregunta más fuerte: ¿la teoría elegida describe la expansión, el movimiento de la materia y la propagación de las ondas gravitacionales de la misma manera? Para comprobar esto, necesitamos observaciones que respondan a diferentes aspectos de la misma ley. Las distancias limitan principalmente la geometría. Las velocidades galácticas y las lentes agregan información sobre las perturbaciones del campo gravitacional. La señal de fusión también nos permite comprobar la transferencia de ondas de la fuente a nosotros.

Para dos teorías, uno puede seleccionar una historia similar de H(z) y luego comparar sus perturbaciones. La coincidencia de la función de fondo no requiere la coincidencia de las ecuaciones para el crecimiento de la estructura. En términos de modificaciones de la gravedad, la atenuación de la amplitud de la onda gravitacional a distancias cosmológicas también cambia. Este efecto es posible incluso a una velocidad de propagación igual a la velocidad de la luz. En este caso, la distancia habitual derivada de la amplitud bajo el supuesto de la relatividad general debe ser reconsiderada. [77]

Un valor conveniente para la verificación observacional es la relación de las distancias de ondas gravitacionales y luminosidad electromagnética en un corrimiento al rojo:

$$\Xi(z) = \frac{d_L^{\mathrm{GW}}(z)}{d_L^{\mathrm{EM}}(z)}.$$

En la relatividad general, con la propagación estándar de fotones y ondas, un modelo de fuente correcto y la misma consideración de lente, esta relación es igual a la unidad. Ambas estimaciones tienen la dimensión de longitud, pero se obtienen por diferentes métodos físicos. La potencia emitida y el brillo observado determinan la trayectoria electromagnética. Cambiar la frecuencia y la forma de la señal gravitacional limita las propiedades del sistema binario; junto con la orientación y la respuesta del detector, permiten reconstruir la escala de amplitud. La designación d_L en sí no hace que estos procedimientos sean independientes de la teoría.

El registro conjunto de GW170817 y un estallido de rayos gamma en el año 2017 permitieron limitar estrictamente la diferencia en las velocidades de la luz y la señal gravitacional en el régimen estudiado, teniendo en cuenta los supuestos sobre el tiempo de emisión. Pero la evolución de la

velocidad y la amplitud son diferentes propiedades de la ecuación. El éxito de la primera prueba no reemplaza a la segunda. Y las pruebas a bajo corrimiento al rojo no miden automáticamente el efecto acumulado a distancias cosmológicas. [78]

Para entender el mecanismo, considere un ejemplo limitado con dos polarizaciones de tensor, velocidad c y una escala de Planck efectiva positiva. $M_*(t)$. La materia ordinaria está mínimamente relacionada con la métrica por la cual se determinan las horas y las distancias. Sobre un fondo uniforme en unidades de c=1, cada modo libre obedece a la ecuación:

$$\ddot{h} + (3 + \alpha_M) H \dot{h} + \frac{k^2}{a^2} h = 0, \qquad \alpha_M = \frac{d \ln M_*^2}{d \ln a}.$$

Los puntos aquí significan derivados con respecto al tiempo cósmico, k es el número de onda comovible. Si la longitud de onda es pequeña con respecto a la escala del cambio de fondo, su envolvente cambia aproximadamente como $1/(aM_*)$. En un modelo de transporte homogéneo, esto da un multiplicador adicional en la distancia. El cambio en M_* puede confundirse con la estimación H_0: una amplitud registrada más pequeña puede indicar una distancia diferente o una transferencia diferente. Tales degeneraciones se estudiaron, en particular, en el trabajo de Lagos et al. [79]

Un ejemplo corto con un $\alpha_M(a)$ dado se da en el apéndice matemático. Calcula el efecto de paso bajo los supuestos establecidos. Para obtener una teoría completa, aún debe seleccionar una acción, hacer coincidir su fondo con las perturbaciones, verificar la estabilidad y calcular las condiciones alrededor de la fuente y el observador. Arbitrariamente asignados H(z), crecimiento y función $\Xi(z)$ puede no pertenecer al mismo modelo físico en absoluto.

De la fuente al detector

El cálculo homogéneo tiene un límite significativo. El sistema binario real se encuentra en un entorno denso, y el detector está dentro de la galaxia. Algunas teorías usan blindaje: un campo adicional actúa en el espacio, pero su influencia se suprime en regiones densas. La investigación de Dalang y Lombriser muestra que en la clase de modelos que examinaron, el blindaje consistente en ambos extremos del camino puede restaurar la distancia normal. Por lo tanto, es imposible dejar el efecto de la transferencia cosmológica y al mismo tiempo declarar todos los estándares físicos locales sin cálculo. [80]

En la óptica geométrica para una cierta clase de teorías de Horndesky, con el abandono especificado de radiación escalar adicional y conversión del modo, el efecto de amplitud observado se asocia con valores locales de la escala de Planck eficaz en los lugares de emisión y recepción. Esto conduce a un requisito específico para el programa: rastrear el campo a través de transiciones entre el fondo cosmológico y el entorno de la fuente. La coincidencia de velocidad con c en sí misma no resuelve este problema. [81]

Incluso con la gravedad estándar, la distancia a lo largo de una sola fusión es incierta. La inclinación orbital cambia la amplitud aparente y se mezcla con la distancia. La lente mejora o debilita la señal. Los eventos vívidos y bien orientados se incluyen en la muestra con más frecuencia. Si la teoría de la generación de ondas cambia, la forma de onda también debe ser recalculada. Para la ruta electromagnética, permanecen sus calibraciones, posible absorción y modelo de fuente estándar. El conjunto de correcciones debe describir el mismo catálogo seleccionado, no un universo promedio arbitrario.

El siguiente experimento mental es útil. Deje que dos modelos le den las mismas distancias a las supernovas en el intervalo seleccionado. Si el primero predice Ξ=1, y el segundo predice una cierta desviación, los eventos de onda pueden distinguirlos. Sin embargo, permitir la libertad de cambiar las orientaciones, la calibración fotométrica o los parámetros de propagación reducirá la diferencia. Por lo tanto, primero debemos establecer qué parte del segundo pronóstico es obligatorio y cuál desaparece cuando se permite la reconfiguración. Ya hemos encontrado esta lógica en el cálculo de la deriva del corrimiento al rojo.

Parámetros compartidos para tres canales

La tarea propuesta comienza con dos acciones explícitamente escritas y reglas generales para manejar la sustancia. Para cada acción, se calculan soluciones de fondo factibles, perturbaciones lineales y transporte de ondas. Luego se seleccionan pares de soluciones con H(z) cercano. Esta proximidad está determinada por el rango de mediciones y su covarianza, y no por la coincidencia de las curvas dibujadas a simple vista. El siguiente paso es verificar si el rango general de parámetros se mantiene después de agregar crecimiento, lentes y sirenas estándar.

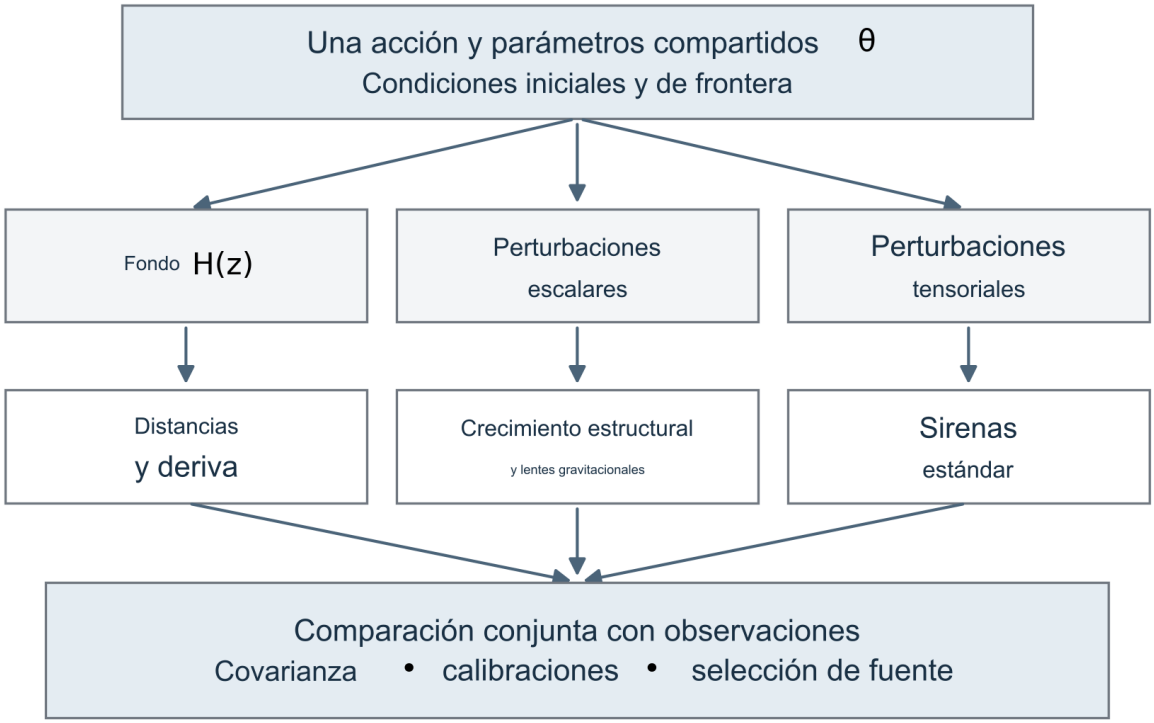


Figura 5. Tres rutas de observación conectadas por un modelo físico. Los parámetros generales y las condiciones iniciales establecen el fondo y las perturbaciones; cada canal pasa por su propio modelo de medición. El esquema no supone que cualquier arbitrariamente dado triple de funciones se puede obtener de una acción coordinada.

Un resultado fuerte será un área donde la misma teoría pase las tres pruebas, pero el competidor elegido no lo haga. Un resultado negativo igualmente significativo: el blindaje o la libertad de parámetros pueden hacer que los canales en cuestión sean casi idénticos. A continuación, el mapa de degeneración mostrará si se necesita un rango de desplazamiento al rojo diferente, más precisamente

una orientación conocida de las fuentes, una prueba de laboratorio del campo o un nuevo canal físico. Es imposible prometer de antemano que las sirenas resolverán el problema de la energía oscura.

La desviación de Ξ de la unidad tampoco es el nombre de la teoría descubierta. Indica que la descripción conjunta seleccionada no está de acuerdo con la observación. La razón puede ser el transporte de ondas, el modelo fuente, la ruta de fotones o la calibración general. Para favorecer un cambio en la ley de gravedad, uno necesitaría reproducir la dependencia particular del corrimiento al rojo del efecto y probarlo con observables independientes. Dos ajustes consistentes no reemplazan una predicción general.

Cómo comprobarlo

Comencemos con la escala local: mida las distancias a galaxias comunes utilizando Cefeidas y TRGB con los mismos soportes geométricos. Los grupos independientes procesarán las imágenes con una selección prefijada. Las estrellas artificiales añadidas a los marcos nos permitirán medir los desplazamientos de las fuentes de mezcla. Vamos a comprobar la diferencia en las estimaciones de dependencia de la densidad de las estrellas, el color y la posición de la región en la galaxia. Su cambio predecible a medida que mejora la resolución indicará un error de medición específico. El error general de los soportes en sí debe comprobarse de otra manera, físicamente independiente.

Este método es proporcionado por sirenas estándar - ondas gravitacionales de fusiones. La forma y amplitud de la señal permite deducir la distancia en una teoría dada de la gravedad, y el seguimiento electromagnético ayuda a encontrar la galaxia anfitriona y medir su desplazamiento al rojo. La viabilidad de esta combinación se demostró en GW170817. Necesitamos controlar la inclinación orbital, la calibración de amplitud de los interferómetros, la selección de eventos detectados y las velocidades naturales de las galaxias cercanas. [82]

Para un evento sin un anfitrión identificado, se utiliza un conjunto probabilístico de galaxias, teniendo en cuenta la integridad del catálogo. El siguiente cálculo crearía muestras de fusión artificiales para las historias de expansión que se comparan, las ejecutaría a través del modelo de ruido y selección de la red específica y reconstruiría las distancias utilizando el mismo método que en los datos reales. La repetición del experimento mostrará con qué frecuencia se puede reconocer la diferencia y con qué frecuencia la interferencia crea una falsa discrepancia. Esto determina el número requerido de eventos y la precisión de calibración; un porcentaje predeterminado de precisión no reemplaza este cálculo.

La geometría también se comprueba mediante la prueba de Clarkson, Bassett y Lu. A partir de las distancias y tasas de expansión reconstruidas independientemente a diferentes desplazamientos al rojo, se calcula el valor actual del parámetro de curvatura espacial. En un modelo isotrópico homogéneo, cada uno de estos cálculos debe dar el mismo parámetro, independientemente de la forma de energía oscura. La curvatura física de un corte espacial cambia con la expansión; La prueba compara los valores reducidos a uno, la normalización de hoy. Uno no puede derivar una relación observable de otra usando la relación comprobable en sí misma. Los derivados, las calibraciones comunes y los errores correlacionados requieren control. Si persiste la inconsistencia después de estas comprobaciones, la base del modelo geométrico aceptado requerirá revisión. [3]

Para las primeras galaxias, el siguiente paso físico es diferente: espectroscopia, ampliación del rango de longitud de onda y área de visión, restricciones independientes sobre las masas estelares y medición de la agrupación espacial. Los modelos deben predecir las imágenes y los espectros

registrados después de la selección completa, no solo las masas ideales. Como resultado, el resultado científico toma la forma de un mapa: qué parámetros físicos generales son soportados por diferentes rutas, cuáles están excluidas y cuáles aún son indistinguibles. Es un mapa que puede mostrar dónde termina la falta de precisión y comienza la necesidad de una nueva imagen del mundo.

Para probar la gravedad en conjunto, primero crean catálogos de fusiones artificiales de cada teoría seleccionada y los ejecutan a través de la misma red de detección de detectores. La lente y el crecimiento se calculan usando los mismos parámetros. Parte del catálogo se guarda para verificar el pronóstico; las calibraciones comunes y los modos a gran escala se cuentan como dependencias en lugar de réplicas independientes. Si la relación requerida entre canales no se reproduce bajo ningún parámetro aceptable, esta versión del modelo es rechazada. Este análisis conjunto se plantea aquí como una tarea de investigación; un nuevo límite para Ξ basado en datos observacionales no se declara.

III Antes del comienzo habitual

Capítulo 11

¿De dónde viene la estructura?

Un mapa galáctico tiene algo que es fácil de dar por sentado: tiene un patrón. La sustancia se reúne en hilos extendidos, nodos y grupos, entre los cuales permanecen áreas dispersas. La gravedad ayuda a entender cómo una pequeña heterogeneidad inicial se convierte en una estructura notable. El área más densa atrae sustancia adicional, la diferencia se intensifica. Pero esta explicación tiene un comienzo: el sitio ya debería ser ligeramente diferente de sus vecinos. Si especifica un sistema clásico estrictamente homogéneo y ecuaciones que preservan su simetría, las palabras sobre la atracción por sí solas no son suficientes para la apariencia de la imagen original.

La cuestión de las primeras inhomogeneidades conecta la cosmología con la física cuántica. Nos permite acercarnos a épocas de las que no recibimos imágenes directas. Para ello, es necesario trazar una larga cadena causal: el estado temprano de los campos, la aparición de perturbaciones, su desarrollo en un plasma caliente, la formación de átomos y el posterior crecimiento de la estructura. El cielo observado está al final de esta cadena. El camino de regreso a su comienzo requiere revisar cada enlace.

Pequeñas diferencias, grandes consecuencias

Es conveniente analizar las perturbaciones tempranas en ondas de diferentes tamaños. Esta es una representación matemática de un patrón espacial, similar a la descomposición del sonido en frecuencias. Una onda aquí puede significar una ligera desviación en la densidad o curvatura del espacio de un fondo uniforme. Su longitud determina la escala, la amplitud determina la magnitud de la desviación y la fase determina la ubicación de las crestas y valles. Tal componente de onda con una longitud y dirección dadas se denomina modo. Sirve como un elemento de descripción del campo general, y no como un sujeto separado.

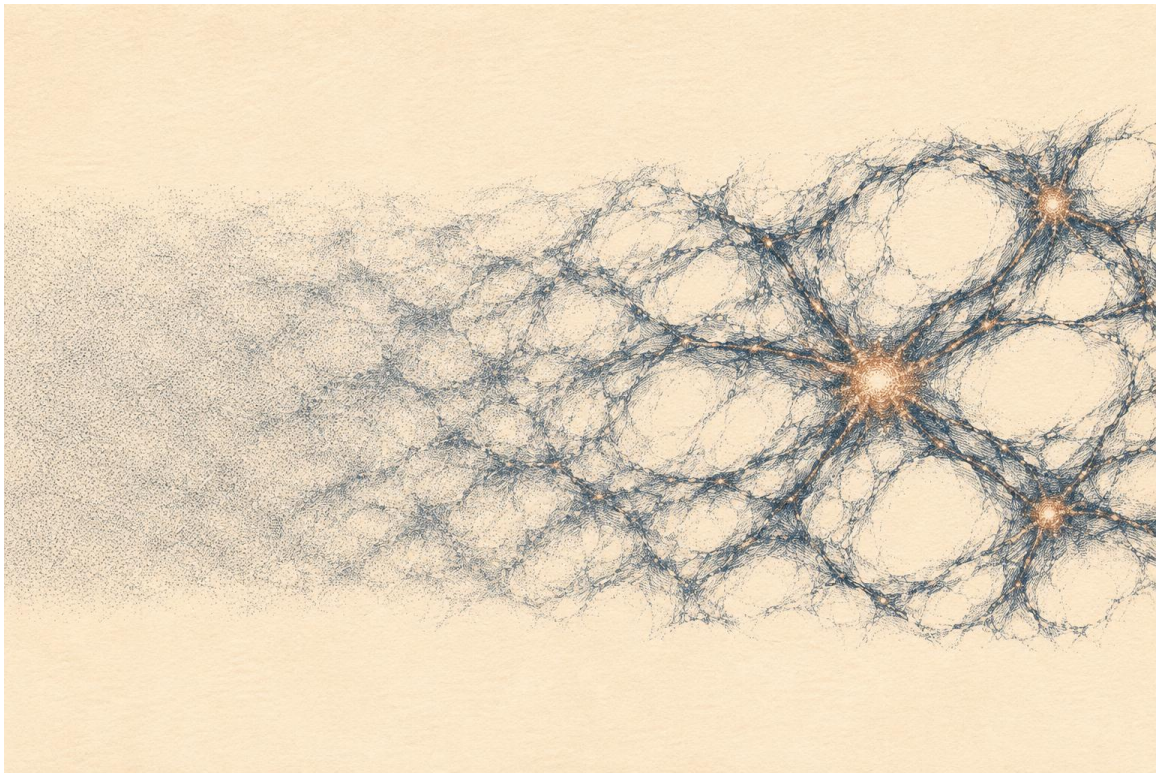
El espectro de potencia muestra cuán fuertes son las perturbaciones de diferentes escalas en un sentido estadístico. No reporta las coordenadas de cada galaxia futura. Un espectro corresponde a muchos patrones espaciales posibles. Esta es una diferencia importante entre predecir una distribución y predecir un solo resultado. Una teoría cosmológica puede describir correctamente las estadísticas del cielo sin especificar de antemano qué dirección será un punto frío en particular.

En una aproximación simple, el poder primario adimensional se escribe como una ley de poder:

$$\mathcal{P}_\zeta(k) = A_s \left(\frac{k}{k_*}\right)^{n_s - 1}.$$

La letra k denota el número de onda: cuanto mayor es, menor es la escala espacial. El índice ζ indica que se está describiendo una perturbación de curvatura. El valor A_s especifica la amplitud en la escala de referencia seleccionada k_*, y n_s especifica la pendiente. Para n_s igual a uno, los intervalos logarítmicos iguales contribuyen con la misma potencia: lo que es importante es la misma proporción entre los límites de los intervalos, no la misma diferencia. Esta distribución se llama escala invariante.

En el camino hacia el observador, algunas perturbaciones logran oscilar en el plasma, otras crecen bajo la influencia de la gravedad y otras se suavizan parcialmente. Por lo tanto, los picos en el espectro de temperatura de la radiación cósmica de fondo de microondas no pueden leerse como picos directos en el potencial inflacionario. El patrón medido contiene tanto las condiciones iniciales como la historia del entorno. Del mismo modo, la distribución de las galaxias depende de cómo se recolectó la materia en el halo y dónde se formaron los objetos luminosos. La restauración del principio siempre se basa en el modelo de esta transferencia.



Grabado 14. De las pequeñas inhomogeneidades a la red cósmica. Las pequeñas diferencias iniciales pasan por la evolución del medio ambiente y el crecimiento gravitacional antes de convertirse en una red cósmica. Una transición condicional de un patrón granuloso débil a hilos y nudos transmite esta cadena. El grabado no es el resultado de una simulación numérica y no muestra el único resultado posible de un espectro de potencia dado.

Cómo la inflación conecta lo cuántico y lo cósmico

La inflación es el nombre dado a la expansión acelerada del Universo temprano. Lo que es importante aquí es la naturaleza del cambio en el factor de escala, y no solo el gran valor numérico de la tasa de expansión. Con la inflación, la longitud comovida de Hubble disminuye: la longitud física c / H se divide por un factor de escala a para compararla con las distancias en una cuadrícula de coordenadas estirada. Por lo tanto, la longitud de onda puede llegar a ser mucho mayor que c/H, incluso si originalmente era más pequeña. Esta transición es importante para la evolución de las perturbaciones; la propia esfera del Hubble no puede identificarse con todos los horizontes causales.

Una fase inflacionaria suficiente permite que la región observada se vincule a una región más pequeña dentro de la cual puede haber ocurrido previamente una interacción causal. También reduce la relevancia relativa de la curvatura espacial. Fueron los problemas de homogeneidad y proximidad a la geometría plana los que motivaron la obra clásica de Alan Guth. Sin embargo, el mecanismo

específico para completar el modelo original resultó problemático; El nombre de un programa no hace que todas sus implementaciones sean igualmente exitosas. [83]

Como en la descripción de la aceleración tardía, la dinámica inflacionaria a menudo se asocia con un campo escalar y su energía potencial. Es una herramienta matemática general; no establece que las aceleraciones tempranas y tardías son causadas por el mismo campo. Cuando la parte potencial predomina y el campo cambia lo suficientemente lentamente, la densidad de energía disminuye mucho menos que la densidad de un gas en expansión ordinario. La energía debe convertirse en partículas y radiación, a partir de la cual se desarrolla la etapa caliente. Esta transición, llamada recalentamiento, vincula el modelo inflacionario con la posterior historia cósmica.

Contra tal fondo, las perturbaciones del campo cuántico pueden extenderse a enormes longitudes de onda físicas. En regímenes adiabáticos simples, donde no hay perturbaciones independientes de la composición relativa del medio, la perturbación de curvatura de longitud de onda larga conserva la información estadística para la época caliente. Los cálculos clásicos han demostrado cómo este mecanismo es capaz de crear perturbaciones de densidad casi invariables en escala. En este caso, la amplitud depende de la dinámica del campo: la idea general debe ser llevada a una predicción cuantitativa. [84]

La frase “galaxias crecidas a partir de fluctuaciones cuánticas” comprime varias transiciones físicas. Requiere un estado cuántico elegido, ecuaciones de evolución y una explicación de la aplicabilidad de la estadística clásica. El estiramiento de la longitud de onda en sí no significa que la partícula se mueva a través del espacio más rápido que la luz. Y el aumento de la escala cósmica no elimina la cuestión del origen del estado inicial. La inflación puede explicar las propiedades del área observada, dejando abierta la pregunta de por qué comenzó esta etapa en particular.

También hay incertidumbre práctica: una escala actual se asocia con un cierto momento de inflación a lo largo de la historia posterior de expansión. Al cambiar la duración del recalentamiento o las propiedades de la sustancia durante el mismo, cambiamos esta correspondencia. Por lo tanto, comparar la forma potencial con los datos requiere tener en cuenta épocas intermedias. La cifra potencial en sí misma aún no proporciona una fecha de origen lista para cada heterogeneidad observada.

¿Qué es exactamente la prueba del cielo?

En el Planck 2018 los datos de análisis, temperatura, polarización y lente dieron $n_s = 0.9649 \pm 0.0042$ en el 68 nivel porcentual en el modelo adoptado. Esta es una referencia histórica publicada: el espectro está cerca de la escala invariante, pero tiene una ligera pendiente. Este resultado ayuda a limitar los escenarios inflacionarios. Su significado depende de la cosmología de fondo y el conjunto elegido de parámetros; el número no es una medición directa de la forma del campo fundamental. [85]

La temperatura y la polarización proporcionan diferentes tipos de información. La polarización ocurre cuando la radiación con una cierta inhomogeneidad angular se dispersa y, por lo tanto, a su manera refleja el estado temprano del plasma. La teoría general debe describir simultáneamente las correlaciones de temperatura, las correlaciones de polarización y la conexión entre ellas. Los espectros de ACT DR6 proporcionan otro conjunto de mediciones de temperatura y polarización con descripciones estadísticas publicadas. Trabajar con ellos requiere tener en cuenta la radiación en primer plano y las incertidumbres instrumentales. [86]

Una pregunta adicional se refiere a las ondas gravitacionales primordiales. Podrían dejar un componente especial de polarización: los modos B. Este patrón también se crea mediante lentes gravitacionales y radiación polarizada de nuestra galaxia. En el BICEP publicado/El análisis de Keck de las observaciones anteriores a la 2018 temporada, un modelo acoplado de estas contribuciones produjo un límite de r < 0.036 en el 95 nivel porcentual y el número de onda inverso de referencia megaparsec 0.05. Aquí r es la relación entre la potencia del tensor primario relacionada con las ondas gravitacionales y la potencia escalar de las perturbaciones de curvatura. Este es el resultado de un trabajo específico, y no un registro de sensibilidad actual establecido. [87]

Si el modelo requiere una señal de tensor por encima del límite superior confiable, se enfrenta a una contradicción observacional. Sin embargo, diferentes modelos de inflación permiten diferentes valores de r. Mejorar el límite reduce constantemente el espacio de posibilidades sin convertirse automáticamente en una refutación de todo el programa. Si se detecta, también habrá que comprobar la forma del espectro y las fuentes alternativas, ya que un tipo de patrón observado puede surgir de diferentes maneras.

Las estadísticas pueden ser exploradas más profundamente que a través del poder. El biespectro describe las correlaciones entre los trillizos de los modos de onda. Con homogeneidad estadística, sus vectores de onda se acercan a un triángulo; estamos hablando de la relación entre las escalas y direcciones de las ondas, y no de un triángulo en un mapa del cielo. La dependencia del biespectro de su forma es sensible a las interacciones de los campos tempranos. Tales correlaciones hacen posible buscar desviaciones de las estadísticas gaussianas, que están completamente especificadas por la correlación media y de dos puntos. En el análisis de Planck de la no gaussia primaria, no se encontró ninguna señal significativa entre los patrones estudiados. Los resultados están limitados precisamente por las formas de correlaciones probadas. [88]

Un evento y varios rastros

Imaginemos un breve cambio en las condiciones para la propagación de perturbaciones durante la inflación. Por ejemplo, su velocidad efectiva de sonido disminuye ligeramente y vuelve a su valor anterior. Estamos hablando de la velocidad de propagación de un determinado modo de campo, y no del sonido en el aire. Para algunas descripciones efectivas, tal episodio crea características asociadas del espectro de potencia y el biespectro. La conexión ya se ha establecido en la literatura científica y proporciona una prueba significativa del mecanismo. [89]

Un evento tiene parámetros generales: posición en el tiempo, duración y fuerza. Están conectados por acción, una sola expresión matemática de la que se derivan las ecuaciones de los campos y sus interacciones. Una vez seleccionado, un episodio determina varias consecuencias observables. Por lo tanto, la característica de potencia y el patrón de correlación no pueden desplazarse independientemente. En este caso, las funciones de transferencia de temperatura y polarización difieren. Una escala física común no requiere que los picos visibles de dos gráficos estén en las mismas ubicaciones. [90]

Esto se puede considerar como la reconstrucción de una breve exposición utilizando múltiples sensores con diferentes tiempos de respuesta. Un verdadero acuerdo significa que después de tener en cuenta las propiedades de los sensores, se obtiene un historial de fuentes. Si cada dispositivo requiere su propio tiempo de evento, la explicación pierde su contenido principal. En cosmología, el papel de

los sensores es desempeñado por varias estadísticas y campos observados, y su respuesta tiene que ser calculada a través de la evolución del Universo.

Una explicación competitiva cambia el estado cuántico inicial: en algunos modos se permiten excitaciones adicionales con respecto a una referencia de campo de vacío elegida. Este estado también es capaz de crear características y mejorar las correlaciones de tres puntos, en particular para configuraciones cercanas a alargadas. Por lo tanto, la oscilación de potencia por sí misma no establece un mecanismo temprano. Incluso la preferencia por el estado excitado no está probada por el rebote anterior: se necesita un modelo físico separado que realmente prepare este estado. [91]

La verificación conjunta tiene la ventaja de limitar la libertad de explicación. Cada nueva medición debe probar una consecuencia necesaria del modelo ya elegido. Si los parámetros se expanden cada vez lo suficiente como para acomodar la siguiente desviación, el número de coincidencias aumenta y el poder discriminador desaparece. Un resultado significativo comienza cuando está claro de antemano qué combinación de observaciones será difícil para el mecanismo.

¿Qué aprende la onda en el camino?

El espectro de tensor primario depende del mecanismo de generación de perturbaciones, pero el fondo de ondas gravitacionales observado hoy también tiene un rastro de expansión posterior. Una onda de cierta escala comóvil atraviesa diferentes regímenes en relación con el radio de Hubble. Después de regresar a una región donde su longitud es significativamente menor que este radio, oscila y su amplitud cambia con la expansión. Por lo tanto, el espectro es capaz de almacenar información tanto sobre la fuente como sobre la época de reentrada.

En la teoría general de la relatividad para el modo tensor lineal, podemos escribir la ecuación en tiempo conforme en c = 1:

$$h_k'' + 2\mathcal{H}h_k' + k^2 h_k = 16\pi G a^2 \Pi_k^{\mathrm{TT}}.$$

Aquí h_k es la amplitud de una polarización, los signos de prima denotan derivadas con respecto al tiempo conforme, la H caligráfica es igual a a'/a, y Π_k^{TT} es la parte sin traza transversal correspondiente de la tensión anisotrópica en la normalización aceptada. Incluso después de que cesa la generación de ondas, el medio influye en el transporte a través de la expansión y las tensiones. Boyle y Steinhardt investigaron cómo tales efectos entran en la función de transferencia del fondo primario. [92]

Un ejemplo extremo útil ilustra el significado de esta relación. Deje que las ondas vuelvan a entrar en la época con una relación constante de presión a densidad de energía w, con $w > -1/3$. Para ondas de propagación libre sub-Hubble, la amplitud disminuye como 1/a. Si la potencia tensorial adimensional inicial es proporcional a la potencia k con exponente n_t, entonces lejos de los límites de la época obtenemos una conocida dependencia de la ley de poder:

$$\Omega_{\mathrm{GW}}(f) \propto f^{\,n_t + 2(3w-1)/(3w+1)}.$$

Aquí. Ω_{GW} es la fracción de la densidad de energía crítica moderna por intervalo de frecuencia logarítmica. Se deriva un indicador adicional de la condición de entrada k. = aH: a constante w, el factor de escala de entrada es proporcional a $k^{-2/(1+3w)}$. La sustitución en el espectro de energía, proporcional a k^2, la potencia primaria y el cuadrado de este factor, da la potencia escrita. Esta conclusión supone el promedio de las oscilaciones, la ausencia de una fuente adicional y la tensión

anisotrópica notable, así como un número constante de grados efectivos de libertad en el intervalo considerado.

En el valor radiativo w = 1/3 el grado adicional es cero; para w = 0 es igual a −2. Por lo tanto, incluso un espectro primario suave puede adquirir una torcedura si se incluyen diferentes frecuencias en diferentes épocas. Sin embargo, la misma pendiente en una banda limitada puede surgir debido a la forma de la fuente. Una sola torcedura observada no establece ni la temperatura de calentamiento ni la existencia de una nueva partícula.

La función de transferencia básica real ya contiene singularidades. El número de grados relativistas de la libertad cambia; la propagación libre de neutrinos afecta perturbaciones del tensor. Watanabe y Komatsu calcularon tales cambios dentro del marco de la física estándar. Antes de buscar una época inusual, es necesario reproducir este fondo y evaluar la precisión de su cálculo. De lo contrario, una transición estándar puede ser erróneamente declarada como evidencia de una historia no estándar. [93]

La combinación de la radiación cósmica de fondo de microondas con el espectro de ondas gravitacionales como una forma de limitar las épocas tempranas y la producción de entropía adicional fue estudiada por Kuroyanagi, Rengeval y Takahashi. Esta idea ya existe en la literatura. Nuestra adición es hacer una comparación limitada: ¿qué dos historias preseleccionadas permanecen distinguibles después de un cambio permitido en la fuente, la transferencia estándar y la respuesta real de la medición futura? [94]

En la primera versión, el recalentamiento seleccionado es seguido por un historial de radiación estándar. El segundo añade una época finita con una w fija que termina lo suficientemente temprano como para acomodar la nucleosíntesis. La temperatura de terminación, la duración y la posible producción de entropía están vinculadas por un modelo del componente y su desaparición. No se puede asignar independientemente un descanso conveniente y mantener por separado las densidades estándar sin verificar el balance de energía.

Para ambas historias, se calcula primero una clase restringida de espectros de tensor primario consistente con los datos de perturbación a gran escala seleccionados. Luego se resuelve la ecuación de transporte y se obtiene el espectro moderno. Algunos parámetros pueden seleccionarse de modo que las versiones casi coincidan en la misma banda de frecuencia. La pregunta comprobable es si la divergencia obligatoria permanecerá en la otra banda disponible o en las restricciones cosmológicas asociadas.

Es especialmente importante no confundir la frecuencia de observación con la temperatura de la fuente. Para convertir la posición de la torcedura en la temperatura de transición, debe conocer la relación del factor de escala con la temperatura y el cambio en la entropía entre la transición y el día actual. El deterioro adicional puede cambiar esta relación. Por lo tanto, la inferencia de temperatura siempre es relativa al modelo completo, incluso si la frecuencia se mide con mucha precisión. Como primer paso, es más seguro estimar las amplitudes, pendientes y posiciones observadas de las características, y obtener los parámetros físicos del transporte conjunto.

Un producto intermedio práctico es una biblioteca de funciones de transferencia para una malla resuelta de duraciones y ecuaciones de estado. Se prueba a nivel analítico lejos de las transiciones y se refina numéricamente en las propias regiones de transición. Solo entonces se puede entrenar una computadora rápida y aproximada. El error de una computadora de este tipo se compara con la

diferencia entre dos historias: un pequeño error promedio en toda la cuadrícula es inútil si suaviza sistemáticamente con precisión la torcedura distintiva.

La libertad de la fuente debe ser declarada antes de la comparación. Si se permite que tanto su forma como la historia de transferencia cambien arbitrariamente, una función observable no restaurará ambas. Por el contrario, una clase física fija de fuentes puede hacer que algunas relaciones espectrales sean predictivas. El resultado negativo de tal estudio también es específico: muestra cuánto conocimiento previo sobre la fuente se requiere antes de que el espectro comience a medir la historia de la expansión.

Cómo comprobarlo

Puede comenzar con dos modelos limitados: uno con un breve cambio en la velocidad del sonido y el otro con un estado excitado dado contra un fondo inflacionario general. Para cada uno, la acción, las condiciones iniciales y el rango aceptable de parámetros son fijos. En el primer modelo, las interacciones con tres factores de perturbación se derivan de la misma acción que determina la potencia; en el segundo, también se especifican las correlaciones iniciales de tres puntos. A continuación, se comprueban la positividad de los coeficientes cinéticos, la aplicabilidad de las aproximaciones y el hecho de que la energía de excitación no destruye el fondo aceptado.

El primer cálculo debe dar la potencia primaria y el biespectro para diferentes tamaños y formas de triángulos. Lo siguiente los transfiere a observables de temperatura y polarización. Los datos publicados de Planck y los espectros de temperatura y polarización de ACT en los intervalos para los que se han preparado modelos estadísticos son adecuados para pruebas piloto. Las encuestas galácticas pueden agregar información, pero requerirán cálculos separados del crecimiento no lineal, la conexión de las galaxias con la materia y la geometría del volumen estudiado.

Un aparato físico no mide directamente una correlación primordial ya hecha. Los polarímetros reciben radiación en varias bandas de frecuencia, lo que ayuda a separar el polvo y el sincrotrón en primer plano. La forma del haz, el ángulo de polarización, la calibración y el ruido deben ser controlados. Los mapas artificiales con estas propiedades se generan en un ordenador, se inyectan con una señal conocida y se pasan a través de toda la cadena de procesamiento. Esto establece la probabilidad de detección para un modelo específico, incluidos los casos en que los contaminantes ocultan su firma.

Los parámetros se estiman en parte de los datos, y se construye una previsión condicional para la información restante. Por ejemplo, una característica que se encuentra en la temperatura debe predecir un cierto patrón de polarización. Ambas cantidades están relacionadas por las perturbaciones iniciales, por lo que se tiene en cuenta su covarianza conjunta: la relación estadística entre fluctuaciones y errores. Al mismo tiempo, la cosmología de fondo y los parámetros de interferencia se varían. El rango de búsqueda de frecuencia para la función se establece por adelantado, y el umbral de detección se calibra en datos artificiales, teniendo en cuenta toda la búsqueda. Esto protege contra la elección de una espectacular fluctuación aleatoria entre muchos intentos.

Una versión particular no nula de un mecanismo falla si los parámetros que explican la potencia requieren un biespectro medible que sea inconsistente con los datos. Si la señal adicional esperada es demasiado débil, su ausencia deja las versiones indistinguibles con una precisión dada. El siguiente resultado es un mapa de probabilidad de detección dependiendo de la intensidad, duración y tiempo del episodio con una tasa de falsa detección aceptable preseleccionada. Todavía no se ha construido

para el par seleccionado después de tener en cuenta la interferencia y los cambios permitidos en otros parámetros. Tal mapa mostrará qué dimensión extra separa realmente los modelos.

La rama del tensor requiere primero calcular la amplitud absoluta, luego seleccionar el rango y el instrumento apropiados. La presencia de una ruptura teórica no promete la detección del fondo inflacionario habitual por un interferómetro cósmico. El modelo de medición incluye ruido instrumental y fondo astrofísico, y cuando se compara con las contribuciones de polarización, primeros planos y lentes. Se excluye una época no estándar particular si todos sus parámetros permitidos por otras pruebas predicen una relación espectral medible que es inconsistente con los datos. El resultado inmediato es el cálculo del área donde tal proporción conserva su capacidad discriminativa después de ajustar la fuente y la interferencia; donde no existe, se debe indicar la razón de la degeneración, y no se debe declarar la historia temprana completa restaurada.

Capítulo 12

¿Fue cuántico el origen de la estructura cósmica?

Las galaxias crecieron a partir de pequeñas irregularidades. En los modelos inflacionarios, su origen se describe a menudo por las fluctuaciones cuánticas de los campos. Las palabras son tan familiares que es fácil pasar por alto la siguiente pregunta: ¿qué observación establecerá la naturaleza cuántica de este origen? Un cálculo cuántico exitoso y una exclusión experimental de la explicación clásica son resultados diferentes. Una diferencia comprobable en las predicciones debe aparecer entre ellos.

Vemos rastros tardíos de un proceso al principio del cual no podemos regresar con equipos de laboratorio. Es imposible repetir el nacimiento del mismo Universo, elegir el momento de preparación de su estado y cambiar la interacción a la orden. Pero puede comparar características estadísticas relacionadas, transferirlas a través de dinámicas conocidas y verificar si un modelo competidor aún tiene la capacidad de reproducirlas. Es precisamente esta formulación la que hace que la cuestión sea científica.

El propósito del capítulo es separar varios niveles de afirmación. La teoría cuántica proporciona un mecanismo natural para la formación de perturbaciones. Un cierto modelo estadístico clásico puede reproducir parte de sus resultados. Las interacciones pueden destruir esta coincidencia. Pero detectar una diferencia en el cielo solo se puede hacer después de calcular la transmisión de señales, los errores de observación y la libertad de una explicación alternativa. Cada transición es importante aquí: un eslabón perdido convierte un programa de medición en una hermosa historia.

Un patrón y varias formas de obtenerlo

Dejemos que los dos valores medidos correspondan a las desviaciones x_1 y x_2. Podemos estimar sus varianzas y correlaciones recogiendo una matriz de covarianza C. Si es definida positiva, hay una distribución Gaussiana positiva ordinaria que reproduce estos segundos momentos. En el caso bidimensional se escribe de la siguiente manera:

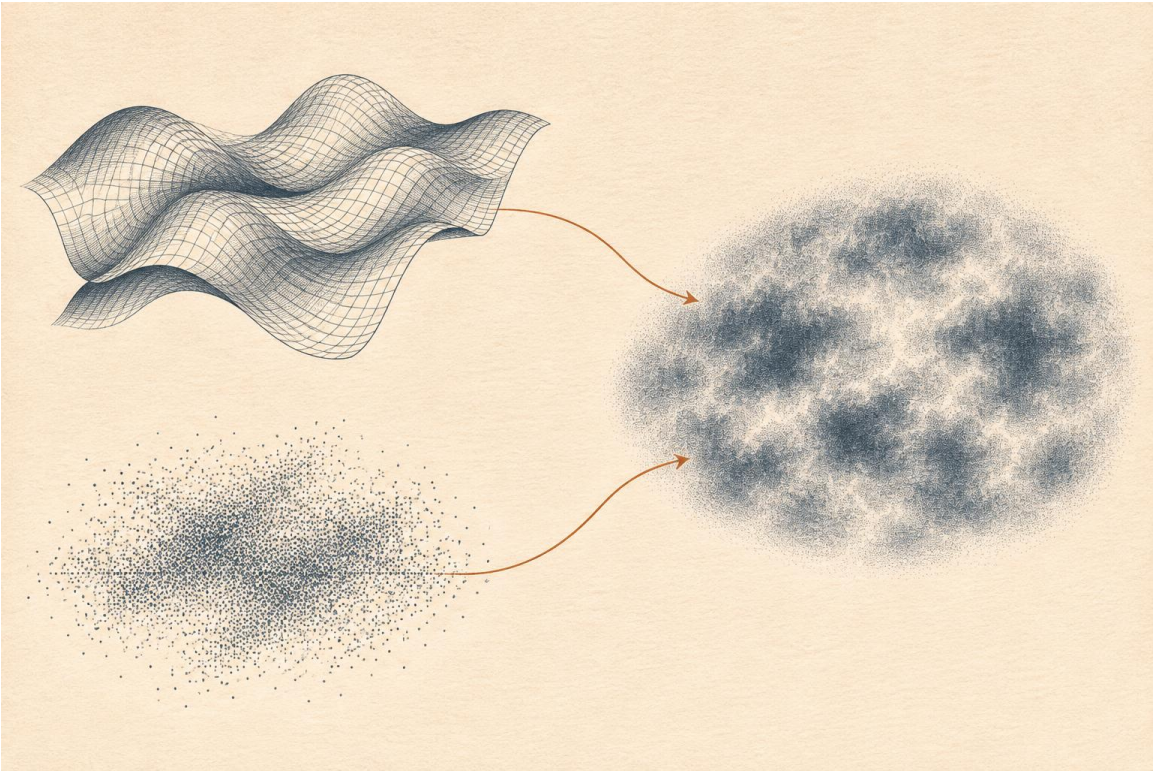
$$P(\mathbf{x}) = \frac{\exp[-\mathbf{x}^{\mathsf{T}} C^{-1} \mathbf{x}/2]}{2\pi\sqrt{\det C}}.$$

Esta fórmula no describe toda la cosmología. Establece un hecho lógico estrecho: el conjunto medido de segundos momentos gaussianos por sí solo no obliga a uno a elegir la interpretación cuántica. Es posible construir variables aleatorias clásicas con la misma matriz. Para una matriz singular, la distribución se especifica en un subespacio más pequeño; la conclusión esencial sobre el estado incompleto de la información sigue siendo la misma.

En cosmología, el papel de un conjunto de tales cantidades es desempeñado por las amplitudes de los modos espaciales de perturbaciones. El espectro de potencia describe sus correlaciones de dos puntos. Su éxito es extremadamente importante para probar el modelo de expansión y dar forma a la estructura. Sin embargo, la pregunta “¿de dónde viene la distribución?” contiene más información que preguntar “¿cuál es su covarianza?” Un solo segmento estadístico puede ser compatible con diferentes mecanismos de preparación de estados.

La descripción cuántica también difiere en el álgebra de los observables. La coordenada y el momento se representan mediante operadores que no conmutan. Sus productos simetrizados pueden compararse con los momentos estadísticos ordinarios, pero el intercambio de operadores no puede sustituirse sin más por el intercambio de números. Si un cálculo utiliza solo un conjunto de magnitudes para las que la diferencia queda oculta, una buena concordancia con los datos no comprueba la parte del álgebra que no es accesible.

Es importante nombrar a tu oponente clásico por adelantado. Esto podría ser un campo libre con condiciones iniciales gaussianas, un campo que interactúa con una distribución dada, o un modelo mucho más libre con correlaciones no locales especialmente seleccionadas. Excluir el primero no excluye automáticamente el tercero. Cuanta más libertad se permita a una alternativa, más fuertes deben ser los supuestos o se requieren observaciones más independientes.



Grabado 15. Un rastro estadístico y diferentes explicaciones. Diferentes métodos de preparación de estado pueden coincidir con las correlaciones de dos puntos disponibles. Por lo tanto, una descripción exitosa del espectro de potencia no excluye a todos los competidores clásicos. El grabado sirve como analogía para la ambigüedad del problema inverso: la distinguibilidad debe buscarse en observables adicionales y verificarse después de tener en cuenta la transferencia de señales y la libertad de cada alternativa.

Cómo un estado cuántico se convierte en un campo aleatorio

Durante la expansión, la relación entre la amplitud del modo y su variable conjugada canónica cambia. En una descripción adecuada, surge una fuerte compresión: la incertidumbre se distribuye entre las direcciones del espacio de fase de manera extremadamente desigual. La gran incertidumbre de una cantidad y la pequeña incertidumbre de otra no significa que la ley cuántica haya dejado de aplicarse. Significan que las observaciones disponibles pueden ver preferentemente una cierta parte del estado.

Polarski y Starobinsky investigaron cómo descuidar el modo fuertemente amortiguado permite obtener una descripción estocástica clásica de las perturbaciones cosmológicas en el régimen bajo consideración. Marten y Vennan más tarde calcularon qué correlaciones y propiedades cuánticas se perdieron con varias sustituciones clásicas. En particular, la reproducción de ciertas funciones de dos puntos no reproduce todo el estado cuántico. Estos resultados requieren preservar las condiciones de aproximación y no proporcionan una prohibición general de buscar otros observables. [95] [96]

Imaginemos una nube larga y estrecha de puntos en el plano de fase. Si el instrumento es sensible solo a su dirección larga, dos modelos diferentes de espesor de nube pueden verse iguales. Esta es una analogía geométrica útil para limitar las mediciones. Pero la forma de la nube no indica en sí misma que cada punto sea simultáneamente los valores determinados de todos los observables cuánticos. Es aquí donde una imagen estadística puede reemplazar imperceptiblemente el significado físico.

Otra parte de la transición está relacionada con el entorno. Para describir los modos de onda larga seleccionados, los demás grados de libertad pueden excluirse de la consideración explícita tomando la traza parcial sobre ellos. La matriz de densidad reducida resultante ya no contiene todas las correlaciones del sistema completo. Si se suprimen los términos de interferencia accesibles, la parte observada empieza a comportarse como una mezcla estadística. Esta operación no requiere un observador consciente.

Elliot Nelson mostró un mecanismo específico para tal decoherencia durante la inflación, que surge de no linealidades gravitacionales y la conexión de los modos en cuestión con otros modos. La importancia del trabajo radica en la interacción explícita y la dinámica reducida calculada. Este resultado no debe traducirse en una declaración de que cada modelo cosmológico se decohere al mismo ritmo o que todos los problemas de medición se resuelvan de ese modo. [97]

La supresión de la interferencia visible no borra la diferencia entre las leyes del movimiento. Incluso si la descripción inicial asume una distribución clásica positiva, la evolución no lineal posterior puede cambiar sus momentos de manera diferente. Probemos esta idea en un sistema lo suficientemente pequeño para cálculos independientes. Tal ejemplo no reemplazará la observación del Universo, pero ayudará a no confundir la coincidencia inicial con la equivalencia eterna.

Cálculo del control de la dinámica no lineal

Tomemos una coordenada q y el impulso p con el Hamiltoniano $H=p^2/(2m)+\lambda q^4/4$. Elegimos el estado cuántico inicial para que sea coherente con respecto al oscilador armónico auxiliar. Su función Wigner es positiva y gaussiana. Estableceremos la misma distribución positiva que las condiciones iniciales del conjunto clásico. Luego, en el momento inicial, los momentos simétricos coinciden, incluidos los necesarios a continuación. El Hamiltoniano mismo, por el cual comienza el movimiento, es el mismo en ambos cálculos.

El formalismo de Moyal escribe la dinámica cuántica en el espacio de fases. Para un potencial dado, la ecuación clásica de Liouville se complementa con un término con la tercera derivada con respecto al momento; las derivadas más altas del potencial se desvanecen aquí. Esta es una consecuencia bien conocida de la mecánica cuántica. [98]

$$\partial_t W = -\frac{p}{m}\partial_q W + V'(q)\partial_p W - \frac{\hbar^2}{24}V^{(3)}(q)\partial_p^3 W, \qquad V = \frac{\lambda q^4}{4}.$$

Ahora multipliquemos la ecuación por p^3 e integremos el espacio de fase. Para el estado gaussiano inicial, los términos límite desaparecen. Tres integraciones por partes dan un signo positivo para la corrección cuántica. Con la misma distribución inicial, obtenemos:

$$\left.\frac{d\langle p^3\rangle_Q}{dt}\right|_0 - \left.\frac{d\langle p^3\rangle_C}{dt}\right|_0 = \frac{\hbar^2}{4}\langle V^{(3)}\rangle_0 = \frac{3}{2}\hbar^2\lambda\langle q\rangle_0.$$

El libro ha sido sometido a una verificación numérica independiente. En unidades convencionales $\hbar$=m=1 nosotros tomamos λ=0.2, promedios q_0=0.7 y p_0=0.2, Ambas varianzas son iguales 1/2. La derivada clásica se calcula por cuadratura Gaussian-Hermite, la derivada cuántica se calcula a través del conmutador de matriz $(i/\hbar)\langle[H,p^3]\rangle$. −0.451332 y −0.241332 fueron obtenidos, respectivamente. Su diferencia +0.21 coincide con la expresión derivada.

Durante la verificación numérica, el tamaño de la base oscilatoria aumentó de 24 a 48 y 96 estados. La diferencia absoluta máxima con la fórmula fue 1.67 × 10−16; control con un potencial cuadrático dio la diferencia 2.22 × 10−16. El código fuente, los parámetros y los resultados se dan en el kit computacional. Esta es una prueba de la derivada inicial de un momento, y no de toda la evolución posterior.

El ejemplo muestra exactamente lo que se incluye en él: la coincidencia de los momentos simetrizados iniciales no garantiza la coincidencia de la dinámica no lineal para esta comparación clásica. No establece la magnitud de la señal cosmológica, ni descarta todos los modelos clásicos concebibles con diferentes condiciones o leyes iniciales. Una dirección útil para el trabajo futuro es encontrar una diferencia controlada similar en el modelo de perturbación primaria y rastrearla a un valor observable.

Donde las interacciones dejan una marca

Para un campo gaussiano libre, muchas propiedades estadísticas están determinadas por la función de dos puntos. Las interacciones enlazan los modos, y luego las correlaciones de orden superior se vuelven informativas. El biespectro se refiere a tres modos cuyos vectores de onda forman un triángulo cerrado. Su dependencia de los lados y ángulos de este triángulo ayuda a distinguir los mecanismos. Sin embargo, la palabra “no gaussiano” no significa en sí misma “cuántico probado”: la dinámica clásica no lineal también crea distribuciones no gaussianas.

Es necesario comparar dos evoluciones completamente definidas. Vamos a denotar la diferencia entre los biespectros predichos por ΔB. Esta es nuestra designación de una cantidad diagnóstica, y no una nueva ley de la naturaleza:

$$\Delta B_\zeta(k_1,k_2,k_3;\tau_0) = B_\zeta^Q(k_1,k_2,k_3;\tau_0) - B_\zeta^C(k_1,k_2,k_3;\tau_0).$$

En ambas partes, la acción, los parámetros, el tiempo de comparación inicial τ_0 y se registra la regla para establecer las estadísticas iniciales. De lo contrario, se puede obtener una diferencia simplemente porque se comparan diferentes preparaciones del sistema. Si a la descripción clásica se le permite volver a seleccionar el biespectro inicial para cada resultado, esta es una tarea de investigación diferente. Requiere evaluar qué suposiciones adicionales hacen que esa libertad sea físicamente permisible.

Daniel Green y Rafael Porto propusieron buscar firmas de orígenes cuánticos a través de un marco analítico de correlaciones, incluyendo características en configuraciones de pulsos apilados, bajo ciertas suposiciones sobre la localidad y las alternativas clásicas. Esta formulación es importante porque conecta una pregunta filosófica con la forma de la función que se calcula. Las condiciones del argumento se incluyen en la declaración misma y no pueden descartarse cuando se pasa a las observaciones. [99]

En el artículo "Evolución clásica y cuántica de las fluctuaciones inflacionarias" de Guillermo Ballesteros, Jesús Gambin Ejea y Alejandro Pérez Rodríguez, versión v2 del 4 de noviembre de 2026, la comparación se realiza en un tiempo inicial finito. Los autores exploran las diferencias en el biespectro escalar del árbol y el espectro de tensor de un bucle. Una advertencia esencial: la evolución clásica en esta formulación no está obligada a producir polos doblados. El resultado depende de las interacciones y el momento de la comparación de las condiciones iniciales. El trabajo no es una predicción de la observabilidad garantizada del efecto. [100]

Este es un buen ejemplo de cómo avanza la frontera del conocimiento. Una afirmación fuerte sobre un indicio del carácter cuántico se vuelve más precisa cuando cambia el planteamiento del problema inicial. Por eso, el proyecto del libro no debe fijar una forma de señal como universal. Hay que construir un conjunto de comparaciones con premisas explícitas y averiguar qué diferencias sobreviven a los cambios admisibles en la descripción. Incluso la ausencia de un indicio universal acota la búsqueda posterior.

¿Por qué no basta con mencionar a Bell?

Las pruebas de laboratorio de las desigualdades de Bell comparan las correlaciones de los resultados en diferentes configuraciones de medición. Para la cosmología, surge una dificultad particular: las condiciones tempranas no se pueden cambiar de la misma manera que las direcciones de los analizadores en el laboratorio. Una sola imagen del cielo tardío no contiene automáticamente todas las mediciones alternativas requeridas para la prueba seleccionada. Antes de escribir una desigualdad, es necesario determinar el significado físico de sus variables de entrada y supuestos.

Maldacena construyó un modelo inflacionario especial en el que las correlaciones cosmológicas permiten una formulación asociada con las desigualdades de Bell. Esta es una prueba de la posibilidad de principio en un diseño dado. No se puede transferir a un mapa CMB arbitrario como un procedimiento de medición listo para usar. [101]

Además, una prueba de las propiedades cuánticas de los fotones modernos responde a la pregunta sobre el estado de estos fotones y el experimento elegido. Para conectarlo con las perturbaciones primarias, es necesario rastrear la preparación, las interacciones, la transferencia de correlaciones y la disponibilidad de los observables necesarios. La última etapa cuántica de una cadena larga no establece automáticamente la naturaleza cuántica del primer eslabón. Esta transición debe ser probada por separado.

En el programa propuesto, es más útil buscar primero una predicción distinguible específica en una clase limitada de modelos. La exclusión universal de todas las explicaciones clásicas es un objetivo más fuerte. Si el primer artículo refuta honestamente solo ciertas dinámicas clásicas con ciertas condiciones iniciales, aún puede ser importante. El tamaño del resultado está determinado por la integridad de la salida, no por el volumen del título.

Del caso de prueba al programa de investigación

La primera etapa del trabajo propuesto es un límite libre reproducible. Para la acción inflacionaria elegida, se calculan los correladores simetrizados cuánticos y la evolución clásica del conjunto gaussiano consistente. Donde la teoría predice una coincidencia, el programa debe mostrarla. Sin tales controles, la diferencia de interacción se puede confundir fácilmente con normalizaciones incompatibles, convenciones de transformada de Fourier o error de estado inicial.

En la segunda etapa, se incluye una interacción débil registrada explícitamente. Se calculan las contribuciones cuánticas y clásicas del mismo orden, con las mismas reglas de corte y renormalización cuando sea necesario. Los parámetros se seleccionan en la región en la que las correcciones descartadas son menores que la diferencia bajo estudio. Una gran divergencia fuera de esta área no es una señal fuerte: puede indicar una pérdida de control sobre ambos cálculos.

La tercera etapa es la dependencia del tiempo de la comparación inicial. Debe ser variado junto con la justificación física del estado inicial. Es necesario establecer qué resultado refleja la preparación elegida del sistema, y que permanece estable para la familia de preparaciones válidas. Si la diferencia desaparece cuando se cambia esta premisa, debe publicarse. De esta manera queda claro qué es exactamente lo que un futuro experimento puede medir.

A continuación, se construye un mapeo de la señal primaria en observables. Las perturbaciones cosmológicas ocurren a través del plasma caliente, la formación de estructuras y la propagación de la luz. Estos procesos pueden mezclar las formas de correlaciones y crear su propia no gaussianidad. Por tanto, la comparación con el campo primario ΔB Los datos no suelen ser suficientes. Es necesario calcular las funciones de transferencia y las contribuciones tardías en el mismo conjunto de convenciones.

Para la IA, hay un trabajo aquí con un criterio claro para el éxito. Puede comparar implementaciones independientes de integrales, buscar configuraciones triangulares no contabilizadas, probar casos limitantes e identificar combinaciones de observables que son menos sensibles a los parámetros interferentes. No se le puede confiar la elección de la “imagen más cuántica” sin una comparación predeterminada. La optimización encontrará la característica del simulador o conjunto de datos, en lugar de la evidencia física.

Un primer resultado útil sería un paquete abierto con varios modelos restringidos, soluciones de referencia y una lista de regiones indistinguibles. Tal paquete no pretende ser una nueva teoría fundamental. Su valor es la capacidad de comprobar qué parte de la supuesta característica cosmológica sobrevive al cálculo independiente. El ejemplo oscilatorio de este capítulo muestra el formato de control; aún no se ha creado un paquete de inflación completo aquí.

Cómo comprobarlo

Las pruebas físicas deben comenzar con la selección de un observable y una familia de alternativas. Por ejemplo, un investigador puede especificar la forma del biespectro primario, los estados iniciales permitidos y un conjunto limitado de interacciones. Después de la transferencia a observables, se hacen predicciones para la temperatura y polarización de la radiación cósmica de fondo de microondas o para la distribución de la materia. La elección del canal depende de la forma de onda calculada, y no de la lista habitual de futuros telescopios.

A continuación, se modela el rendimiento de una medición en particular: área del cielo disponible, resolución, ruido, máscaras, interferencia astrofísica y errores de calibración. Estas condiciones pueden borrar la parte interesante de las configuraciones triangulares o hacerla degenerar con un efecto tardío. Hasta que se realice tal cálculo, la detectabilidad no puede afirmarse incluso con una diferencia teórica distinta de cero. Una señal distinta de cero y una señal medible son dos criterios diferentes.

El análisis propuesto debe probarse en datos artificiales donde se conoce el modelo verdadero. La señal clásica, la señal cuántica del modelo seleccionado y la interferencia prevista se añaden por separado a los datos. Si un procedimiento declara sistemáticamente que una contribución no lineal ordinaria es cuántica, debe corregirse antes de trabajar con el cielo real. Los parámetros de entrenamiento y prueba se separan para que el algoritmo no reconozca el simulador en función de características extrañas.

Al utilizar múltiples encuestas juntas, se deben tener en cuenta los modos de espacio común y las fuentes comunes de error. Dos estudios de un área del cielo no proporcionan dos copias independientes del Universo. La coincidencia del resultado en diferentes observables es útil cuando se calcula de antemano qué tipo de relación entre ellos predice el modelo. La capacidad de seleccionar una amplitud independiente para cada canal debilita esta comprobación.

Las condiciones de falla deben registrarse antes de que se pueda evaluar la importancia. Un programa teórico falla su propio control si la diferencia resulta ser un error numérico, depende de condiciones iniciales incompatibles o es menor que un orden siguiente incontrolable. Se rechaza una hipótesis observacional si el conjunto predicho de correlaciones es inconsistente con los datos bajo los supuestos establecidos. La ausencia de una señal puede limitar la interacción o el estado inicial, pero no prueba la naturaleza clásica de todo el mundo primitivo.

Y el resultado opuesto requiere una formulación precisa. Si la forma detectada contradice el modelo clásico elegido, la conclusión se aplica a ese modelo y a las alternativas probadas. Para hacer una declaración sobre el carácter cuántico primario, es necesario mostrar qué explicaciones clásicas adicionales se excluyen y sobre qué bases físicas. Tal cuidado no debilita la perspectiva de descubrimiento. Esto permite entender exactamente lo que se ha descubierto.

La cuestión del origen cuántico del patrón cósmico encaja particularmente bien con la intención del libro. Conduce desde una coincidencia comprensible de estadísticas a un pequeño cálculo realizado realmente, luego a campos interactivos y un proyecto para mediciones futuras. En cada paso se puede obtener un cierto resultado, incluyendo uno negativo. De esta cadena surge una dirección de investigación que puede ser continuada por la colaboración de teóricos, observadores y sistemas informáticos.

Capítulo 13

Antes del comienzo caliente

Habiendo establecido que el Universo ha pasado la etapa densa y caliente, podemos hacer preguntas anteriores. ¿Debido a qué proceso surgió esta condición? ¿Fue precedido por la inflación? ¿Podría la expansión haber sido precedida por la contracción? ¿Surge el tiempo habitual junto con la historia que estamos restaurando? Estas preguntas se refieren a diferentes niveles de descripción. La respuesta a uno de ellos no se transfiere automáticamente a los demás.

Es especialmente fácil confundir el comienzo de la etapa caliente con el comienzo absoluto de la existencia. El primero está asociado con un cierto régimen físico. El segundo requiere declaraciones sobre todos los regímenes posibles, incluidos aquellos para los que la descripción actual aún no se ha construido. Para explorar el fondo, es útil reemplazar primero la palabra general "principio" con una pregunta precisa: ¿qué cantidad, geometría o relación causal deja de continuar en el modelo elegido?

El límite del modelo y el comienzo del mundo

Al rastrear la expansión, la materia ordinaria se vuelve más densa y la temperatura aumenta. En algunas soluciones clásicas, este camino conduce a una singularidad. La descripción matemática aquí es más sutil que la imagen de una bola infinitesimal. Una geodésica, la trayectoria de una partícula o luz que se mueve libremente en una geometría dada, puede no ser extensible más allá de un tiempo apropiado finito de la partícula o un parámetro afín finito a lo largo del rayo de luz. El parámetro afín es consistente con la ecuación de movimiento libre; no es el propio tiempo de la luz, que la luz no tiene. Incompleto significa que el modelo deja de responder dónde continuar el camino.

Esta no es todavía una descripción del evento físico en el cual el mundo fue creado. Una trayectoria interrumpida puede indicar el estado incompleto de la región seleccionada del espacio-tiempo, la importancia de otras dinámicas o el límite del concepto clásico de la geometría en sí. Para distinguir entre las opciones, debe construir una continuación y verificar su consistencia. Declarar el límite final no reemplaza tal trabajo; su eliminación arbitraria con las palabras “había otro mundo allí” tampoco define la física.

El teorema de Bordet-Guth-Vilenkin limita ciertos intentos de continuar la inflación indefinidamente en el pasado. Cuando se satisface la condición de expansión promediada positiva a lo largo de una geodésica adecuada, la descripción correspondiente resulta estar incompleta en el pasado. La expansión de hoy en sí misma no proporciona esta condición: la historia a lo largo del camino en cuestión es esencial. El argumento es cinemático y no requiere la condición habitual de energía positiva. Su resultado se relaciona con las trayectorias y supuestos del modelo; no selecciona un mecanismo en el límite pasado y no prueba la emergencia de la nada absoluta. [102]

Por lo tanto, el modelo con compresión previa debe verificarse para cumplir con las condiciones del teorema a lo largo de la continuación propuesta. El nombre “cíclico” por sí solo no es suficiente para considerar resuelto el problema. Del mismo modo, la presencia de una palabra cuántica en una descripción no garantiza que el límite clásico haya sido eliminado. Debe haber ciertas variables, una ley de su variación y una región en la que la cosmología observable se obtenga nuevamente de la nueva descripción.

Es útil distinguir entre la continuación local de la historia y la explicación de toda la cadena de estados resultante. El primero elimina un obstáculo en una ubicación específica; el segundo también debe justificar las condiciones de la fase anterior. El valor científico de la continuación viene dado por la conexión de estas condiciones con las consecuencias observadas. Si una nueva época cambia las estadísticas iniciales de perturbaciones, aparece un sujeto de comparación con el cielo. Si solo recibe un nombre, la explicación aún no ha avanzado.

El rebote debe soportar perturbaciones

En el modelo de rebote, la contracción da paso a la expansión cuando el factor de escala alcanza un mínimo distinto de cero. El espacio puede permanecer infinito. La tasa de expansión H es inicialmente negativa, pasa a través de cero y se vuelve positiva. Esta simple secuencia ya impone una limitación a la dinámica. En un modelo homogéneo espacialmente plano de relatividad general, si se considera que la velocidad de la luz es unidad, se aplica la siguiente relación:

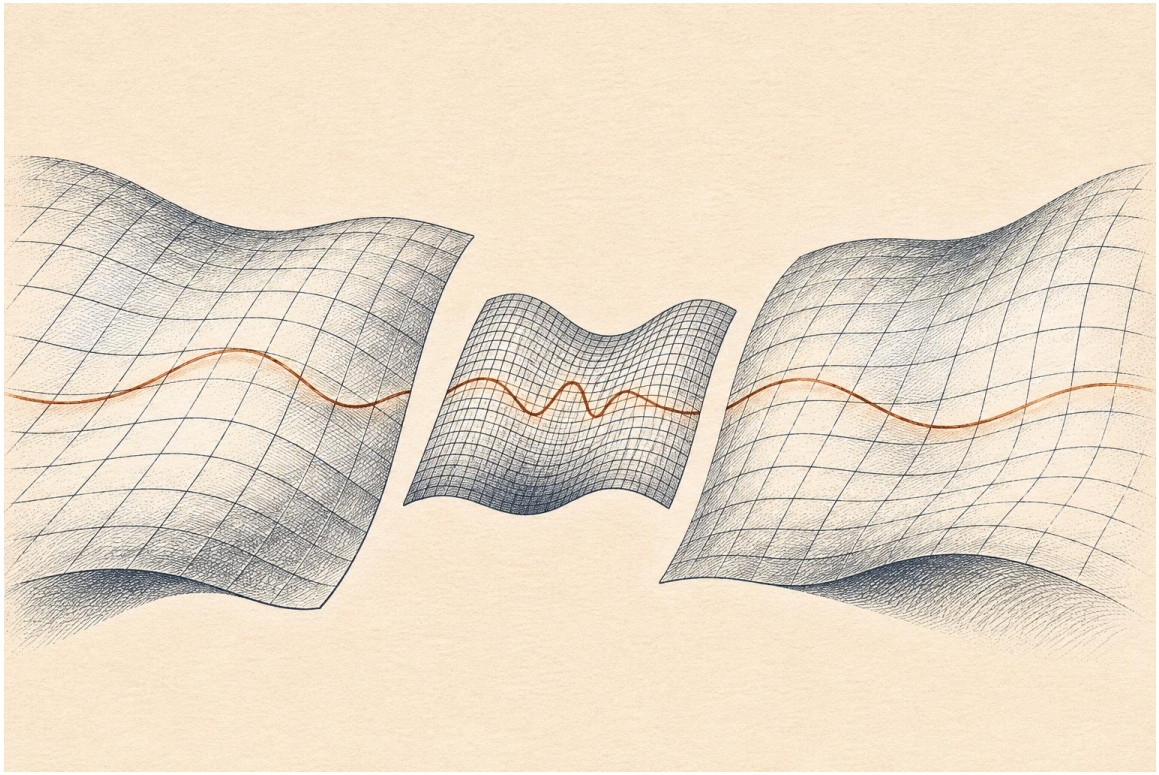
$$\dot{H} = -\frac{\rho + p}{2M_{\mathrm{Pl}}^2}.$$

Aquí. ρ es la densidad de energía total, p es la presión, y M_{Pl} es la masa de Planck reducida. Si la suma de densidad y presión no es negativa, H no puede aumentar hasta cero. En consecuencia, un rebote en una formulación de este tipo requiere cambiar al menos un requisito previo esencial. Una geometría diferente, una composición diferente de la materia o una dinámica gravitacional alterada son posibles. Cada opción tiene su propio precio y sus propias condiciones de aplicación.

En el bucle de cosmología cuántica de Ashtekar, Pavlovsky y Singh, la singularidad fue reemplazada por rebote cuántico para un modelo isotrópico espacialmente plano con un campo escalar sin masa. El campo se usó como tiempo interno: su valor cambiante se usa para numerar estados sin introducir un reloj externo. La evolución se estudió analítica y numéricamente. Este es un resultado concreto de un modelo cuántico con un conjunto muy reducido de grados de libertad; transferir la conclusión al universo real no homogéneo requiere un trabajo separado. [103]

El siguiente paso es especialmente importante: pequeñas desviaciones de la uniformidad ideal deben pasar a través del rebote. Una buena gráfica de factor de escala puede ocultar la inestabilidad. Algunos disturbios pueden crecer rápidamente, mientras que otros pueden dejar de obedecer la aproximación utilizada. Es necesario verificar el signo de la energía cinética, la distribución de las inhomogeneidades espaciales y la influencia de las perturbaciones en el fondo. Si se vuelven comparables al fondo, el cálculo lineal ya no confirma la suavidad de la transición.

No puedes tomar una curva de fondo conveniente de una teoría cuántica y agregar perturbaciones de otra solo porque son más fáciles de calcular. Deben seguir una descripción compatible. La consistencia también es necesaria cuando se mueve a la etapa caliente: la forma en que se forman las partículas y la energía transferida a ellas puede cambiar las escalas predichas. Es aquí donde la idea de un mundo anterior se convierte en un conjunto de problemas físicos difíciles pero concretos.



Grabado 16. La hipótesis del rebote y el destino de las perturbaciones. En el escenario de rebote, la compresión da paso a la expansión a un factor de escala mínimo distinto de cero. Las imágenes representan áreas convencionales del espacio, y no el tamaño externo de todo el Universo. La línea delgada y no homogénea nos recuerda la condición principal: las perturbaciones deben experimentar una transición en el marco de una dinámica consistente. La existencia de tal etapa en nuestra historia no ha sido establecida.

Hay un ejemplo significativo de una restricción conjunta. En la clase considerada de rebotes de un solo campo después de la compresión similar al polvo, un intento de reducir la relación de tensor a potencia escalar aumentando las perturbaciones escalares fue acompañado por un aumento en la no gaussianidad. La corrección de una dificultad observacional creó otra. El resultado depende del vacío inicial, la materia elegida y la dinámica; no prohíbe todos los rebotes. Pero muestra por qué la potencia, los tensores y las correlaciones de tres puntos deben verificarse juntos. [104]

Rebotar tampoco es necesariamente parte de un bucle infinito. Una transición de la compresión a la expansión no dice nada sobre el próximo giro de la historia. Para la repetición, se necesitan condiciones adicionales, y la transferencia de energía y entropía a través de fases sucesivas requiere un cálculo separado. La capacidad de continuar el factor de escala a través de un mínimo resuelve un problema de varios.

El estado límite y la cuestión del tiempo

Hay enfoques en los que la búsqueda de la época previa habitual no es suficiente. En la cosmología cuántica, la geometría misma se convierte en parte de la descripción cuántica. Entonces, el tiempo habitual puede aparecer solo en una región donde es aceptable una historia aproximadamente clásica. La cuestión de un estado más fundamental sigue siendo significativa, pero ya no es posible traducirla en una secuencia de eventos en un reloj externo sin justificación adicional.

La propuesta Hartle-Hawking define la función de onda del Universo a través de la suma sobre geometrías compactas adecuadas. La función de onda determina las amplitudes cuánticas de posibles geometrías y estados de campo; a partir de ellas, dadas las reglas, se obtienen las probabilidades. En su formulación original, este es un método para elegir un estado cuántico, estudiado utilizando modelos simplificados. Las geometrías involucradas en el cálculo no tienen que ser marcos secuenciales del proceso real. Por lo tanto, la ausencia del límite pasado habitual en tal construcción no es equivalente a una transición registrada de la inexistencia a la existencia. [105]

Un pronóstico observacional surge cuando se seleccionan una teoría dinámica, configuraciones admisibles, un método para calcular amplitudes y una regla para la transición a probabilidades de observación. Entonces tenemos que averiguar en qué condiciones aparece el espacio-tiempo aproximadamente clásico. Luego puedes comparar, por ejemplo, los pesos de las historias con diferentes perturbaciones. Una proposición límite se vuelve comprobable en la medida en que limita estos pesos y, a través de ellos, las estadísticas disponibles para nosotros.

Aquí es donde surge una disciplina útil del lenguaje. La expresión "tiempo emergente" puede denotar la aparición de una variable conveniente en algún régimen, en lugar de un evento que ocurre antes de todos los demás eventos. Una relación matemática entre cantidades más fundamentales no necesita ser una relación de causa y efecto temporal. Para preservar el significado de la palabra "antes", primero necesitamos establecer si hay un orden general en el modelo que vincula los estados que se comparan.

Incluso una propuesta de frontera exitosa no necesita producir una sola historia clásica. Puede especificar una distribución de probabilidad. La prueba entonces se refiere a esta distribución y sus consecuencias observadas. Elegir el resultado más atractivo después de mirar el cielo debilitaría la prueba: la teoría también debe explicar cuán natural es obtener exactamente los datos dadas las reglas predeterminadas.

Cuánto del pasado queda en el presente

La perturbación que surgió antes de la etapa caliente pasa por la evolución posterior y aparece en el rango de escalas accesibles para nosotros solo en condiciones adecuadas. Una inflación suficientemente larga puede extender el rastro de interés más allá de la región observable. Algunas características se suavizan durante la transferencia, otras se mezclan con procesos posteriores. Por lo tanto, la ausencia de un rastro es una propiedad de la historia en sí, y no un defecto del detector.

Para la contribución lineal escalar a los espectros de temperatura y E-polarización, antes de las correcciones de lente, la relación con la potencia primaria es:

$$C_\ell^{XY} = 4\pi \int d\ln k\, \mathcal{P}_\zeta(k)\, \Delta_\ell^X(k) \Delta_\ell^Y(k), \qquad X, Y \in \{T, E\}.$$

Aquí T significa temperatura, E es la componente de polarización, y ℓ Números de las escalas angulares: más grande ℓ Corresponden a detalles más pequeños. Los espectros en el lado izquierdo describen el poder de estos patrones y su relación mutua. Los Δ transferir las perturbaciones iniciales a la imagen observada. La integral recoge en un número medible las contribuciones de muchas escalas originales. Por lo tanto, el conjunto final de mediciones limita el espectro sin procesar, pero no revela todos los detalles: algunos cambios se cancelan después de la integración. La admisibilidad

física de dos espectros de compensación requiere una prueba separada: la posibilidad matemática de compensación por sí sola no es suficiente.

En los ángulos más grandes, se agrega la varianza cósmica. Tenemos un número limitado de mods de un solo cielo disponibles; la eliminación perfecta del ruido no crea realizaciones adicionales del mismo Universo. La polarización añade información, pero la ganancia depende del parámetro y su correlación con la temperatura. Por lo tanto, un aumento en el número de cantidades medidas no significa una mejora igual en el conocimiento de toda la prehistoria. [7]

Las conexiones entre diferentes estadísticas ayudan a la recuperación, pero ellos mismos necesitan ser comparados con los competidores. En el capítulo sobre el origen de la estructura, ya encontramos características correlacionadas de poder y biespectro causadas por cambios en la velocidad del sonido durante la inflación. No requieren un rebote. Tal combinación indicaría primero un cierto tipo de dinámica temprana; una conclusión sobre una prehistoria que se encoge requeriría distinciones adicionales. [89]

El límite del conocimiento aquí se puede formular con precisión. Si dos modelos producen la misma distribución de todos los observables disponibles para nosotros, el procesamiento de los mismos datos no elegirá entre ellos. La salida puede ser un nuevo observable que predicen de manera diferente, o una restricción justificada independientemente en una clase de modelos. Un relato más detallado de la era oculta no agrega en sí mismo información.

Cómo comprobarlo

Para un programa práctico, se debe seleccionar un modelo de rebote completamente especificado y un competidor específico sin rebote. Es necesario fijar la ley de la gravedad, los campos, el estado inicial de las perturbaciones y la transición a la etapa caliente. Si el rebote precede a la inflación, el cálculo general incluye la dinámica de ambas etapas y la duración de la inflación posterior: determina qué rastros de la historia permanecen en el rango accesible de escalas. Son estos modelos los que se comparan, y no las familias vagas “todos los comienzos” y “todos los ciclos”.

Primero, la dinámica de fondo y las perturbaciones se integran a través de la transición. La potencia escalar, la potencia del tensor y el biespectro se calculan a partir de la acción coincidente. La solución numérica se comprueba en modos de limitación conocidos, cuando se cambia el paso y la precisión; la influencia de las perturbaciones sobre el fondo se evalúa por separado. Si el cálculo pierde el control precisamente en la región de rebote, no puede ser reemplazado por una combinación arbitraria de dos soluciones convenientes. El siguiente resultado debería ser una dinámica de transición probada.

La etapa observacional utiliza mapas de múltiples frecuencias de temperatura y polarización del CMB. Las trazas escalares se comprueban junto con las restricciones de componente tensor disponibles. Al conectar la distribución de galaxias, se calculan las propiedades del biespectro gravitacional tardío y la selección de objetos. Los principales competidores de la característica temprana son la radiación galáctica, los errores de calibración, las fluctuaciones aleatorias y la dinámica temprana alternativa. Sus parámetros se evalúan junto con los parámetros de la historia, y no se fijan en los valores más convenientes.

Antes de analizar el cielo real, se crean datos artificiales para ambos modelos y el escenario base suave. Toda la búsqueda se repite con las mismas máscaras, ruidos y rangos de parámetros, midiendo la frecuencia de la falsa preferencia de rebote y la probabilidad de detectar su rastro. Si los

parámetros de adaptación de potencia requieren inevitablemente una señal detectable de tres puntos, la ausencia de esta señal impide la implementación correspondiente. Debe verificar todo el rango válido restante, no solo un punto conveniente. Si la diferencia es más débil que la incertidumbre general, ambas historias se conservan con la precisión lograda.

Una instalación futura debe diseñarse para la diferencia específica que queda: el rango angular deseado, la pureza de frecuencia, la precisión de polarización o el número de modos espaciales disponibles. Si el rastro está más allá del límite causal o se pierde por completo en la distribución disponible, reducir el ruido instrumental no resolverá el problema. El siguiente cálculo es un mapa de distinguibilidad dependiendo de los parámetros de rebote y la duración de la inflación posterior, con una reevaluación de los parámetros restantes y la interferencia. Mostrará dónde se ha conservado el rastro, pero aún es demasiado débil, y dónde el canal de observación seleccionado ya no contiene información discriminante.

Capítulo 14

¿Por qué el tiempo tiene una dirección?

Una barra de metal calentada se enfría en una habitación más fría. El gas liberado de la mitad del recipiente llena todo el volumen disponible. La luz absorbida por el detector deja un registro que luego se puede leer. Estos procesos permiten distinguir el pasado del futuro por sus huellas físicas. Mientras tanto, las ecuaciones de muchos modelos mecánicos también permiten una secuencia invertida de movimientos. ¿Por qué los procesos inversos son tan inusuales en el mundo macroscópico?

Para plantear la pregunta, no es necesario considerar todas las interacciones fundamentales como estrictamente simétricas al invertir el tiempo. La dificultad ya surge en aquellos sistemas cuya dinámica es reversible y cuyo comportamiento tiene una dirección clara. La cosmología le añade otro problema: ¿por qué el estado temprano del mundo permitió un enorme margen de cambios irreversibles posteriores? La respuesta depende de qué tipo de entropía estamos discutiendo.

Diferentes estados con las mismas propiedades macroscópicas

La descripción de un gas por temperatura, volumen y presión deja las posiciones y velocidades de un gran número de moléculas sin especificar. Uno de esos macroestados, un estado definido por propiedades colectivas medibles, es compatible con muchos microestados diferentes. En la descripción estadística, la entropía está relacionada con el tamaño de este conjunto. En la notación más simple de Boltzmann:

$$S_{\mathrm{B}} = k_{\mathrm{B}} \ln \Omega.$$

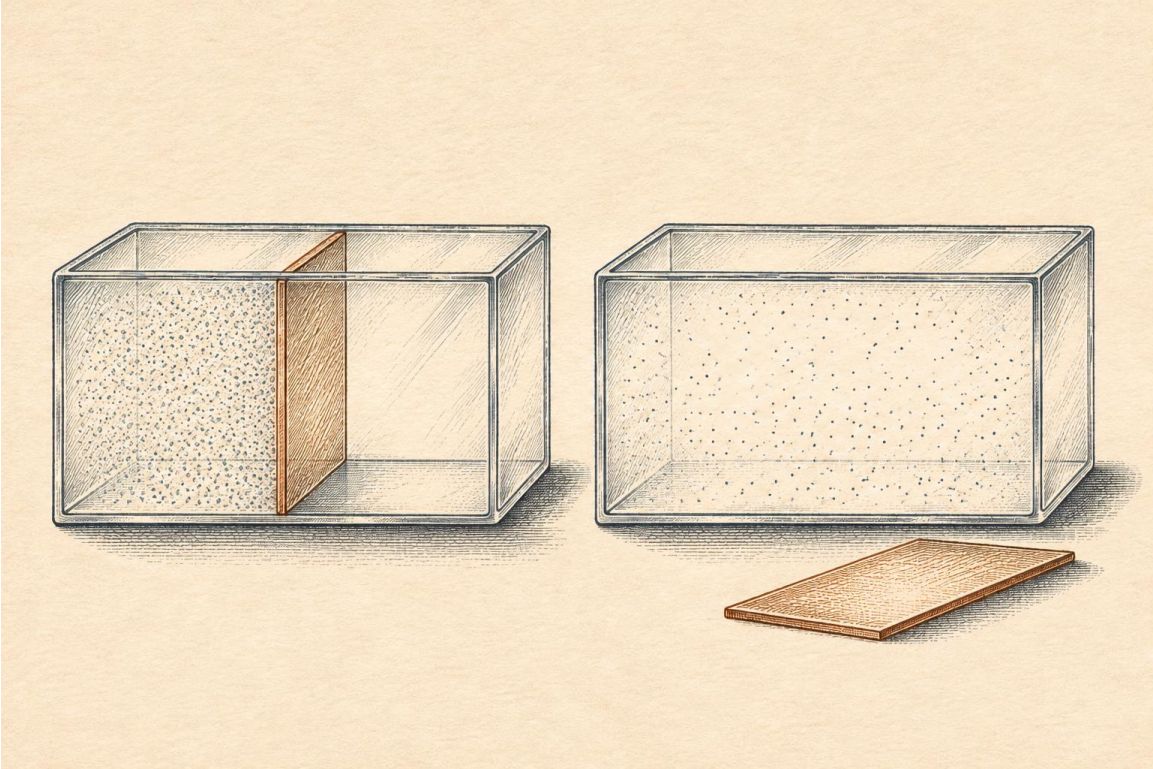
La cantidad Ω denota el número de microestados compatibles con el macroestado seleccionado, o el volumen correspondiente adecuadamente normalizado en el espacio de estado. La constante de Boltzmann convierte los logaritmos en unidades físicas. Es importante qué propiedades son fijas: la energía, el volumen, el número de partículas y otras restricciones determinan qué se compara exactamente. La palabra "desorden" puede servir como una pista doméstica, pero no reemplaza esta definición.

Deje que un gas ideal sea primero contenido por una partición en la mitad de un recipiente aislado. Después de su eliminación, el volumen disponible para cada molécula se duplica. Para N partículas, el número de variantes espaciales aumenta en dos a la potencia de N veces, y el cambio correspondiente en la entropía de equilibrio es igual a N constantes de Boltzmann veces el logaritmo de dos. El efecto está asociado con la eliminación específica de la restricción. Los gases no tienen que parecer más caóticos para que este cálculo tenga sentido.

En este caso, el movimiento microscópico reversible no tiene que destruir la información sobre la mitad original del recipiente. Se pueden almacenar en correlaciones complejas de coordenadas y momentos que las mediciones de presión convencionales no pueden distinguir. Si todos los movimientos y conexiones necesarios se invierten con una precisión increíble, el proceso inverso es permisible en el modelo bajo consideración. Las preparaciones macroscópicas típicas no proporcionan tal coordinación. Por lo tanto, la irreversibilidad práctica es compatible con la invertibilidad de las ecuaciones subyacentes.

Sin embargo, el argumento estadístico tiene una condición inicial: el gas estaba inicialmente confinado a la mitad del contenedor. Si elige el estado de equilibrio habitual sin una preparación especial, no obtendrá una historia en la que la entropía aumente notablemente todo el tiempo. Se esperan fluctuaciones de equilibrio alrededor de los valores típicos. Por lo tanto, explicar la tendencia a moverse hacia macroestados más probables y explicar el origen de un macroestado inicial especial son dos problemas relacionados pero separados.

Esta combinación de microestados, que no se distinguen por las cantidades macroscópicas seleccionadas, se denomina engrosamiento de la descripción. La partición se elige de acuerdo con las interacciones y el tiempo de observación. La temperatura es útil porque muchos procesos rápidos permiten una descripción colectiva estable. Cuando las condiciones cambian, es necesario verificar si su aplicabilidad permanece. Se debe tener especial cuidado en la transferencia de palabras termodinámicas de un gas en un recipiente al Universo en su conjunto.



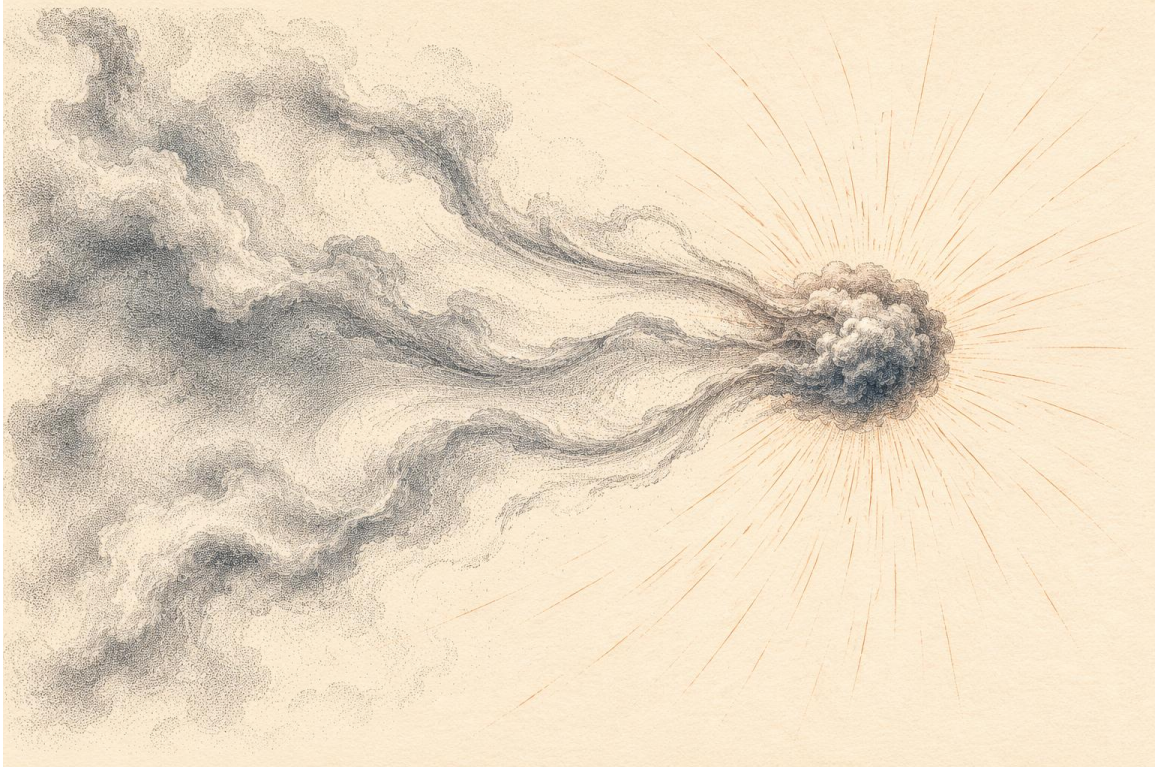
Grabado 17. Entropía y la restricción eliminada. La partición limita los estados espaciales disponibles del gas. Después de su eliminación, el número de opciones válidas aumenta, aunque la microdinámica reversible no está obligada a destruir la información sobre la preparación. Las moléculas se muestran como puntos. La ilustración se refiere a un gas en un contenedor; transferir la misma imagen al Universo requiere una definición separada del sistema y las restricciones.

Por qué un comienzo caliente puede ser especial

El plasma temprano estaba cerca del equilibrio térmico en muchos procesos locales. Esto puede crear la impresión de que ya tenía la entropía más alta posible. Pero el equilibrio local de un cierto conjunto de partículas no es equivalente al equilibrio de todo el sistema gravitatorio. Lo que importa es la distribución espacial de la materia, la geometría y los grados de libertad, que no se tienen en cuenta al describir un área pequeña con un solo termómetro.

La gravedad tiene una peculiaridad: un sistema suficientemente grande, casi homogéneo, puede evolucionar hacia condensaciones, liberando energía. A medida que la nube se contrae, la entropía de la materia misma puede disminuir, mientras que la radiación arrastrada asegura un aumento en la entropía general. Por lo tanto, un objeto geométricamente más ensamblado no es necesariamente un resultado de baja entropía para el sistema junto con su entorno. Es fundamentalmente importante distinguir entre la influencia de la gravedad en las estadísticas de la materia y los grados intrínsecos de libertad del campo gravitatorio. [106]

Cuando hablan de la baja entropía inicial del Universo, se refieren a la especialidad del estado temprano en relación con un conjunto más amplio de estados permisibles y procesos posteriores. La materia caliente y casi homogénea aún podría formar estructuras, liberar energía y mantener grandes diferencias de temperatura. El número para la “entropía de todo” requiere una definición del sistema y una medida de comparación. No hay una fórmula universal generalmente aceptada que asigne inmediatamente una sola entropía gravitacional a cualquier espacio-tiempo cosmológico.



Grabado 18. Condensación de materia y energía saliente. Durante la compresión gravitacional, la materia puede ser recogida en una estructura más compacta, mientras que simultáneamente libera energía al medio ambiente. Por lo tanto, el orden aparente de un objeto no determina la entropía de todo el sistema. El grabado muestra sólo este significado cualitativo; una medida universal de la entropía gravitacional para un espacio-tiempo cosmológico arbitrario no se asume aquí.

La expansión en sí misma tampoco es la definición de una flecha termodinámica. Durante la expansión reversible sin intercambio de calor, se puede mantener la entropía del volumen comóvil seleccionado, aunque su densidad y temperatura disminuyan. En el modelo de compresión, los procesos irreversibles pueden continuar en la misma dirección de la historia física. Cambiar el signo de H no devuelve automáticamente los flujos de calor. Depende de la teoría específica de estados y transiciones reconciliar la flecha con el rebote o ciclo.

El suavizado inflacionario es útil para explicar las propiedades de un área en particular, pero no establece por sí mismo la probabilidad de su estado inicial. En la dinámica reversible, la convergencia de trayectorias en una figura de varias variables puede ir acompañada de la preservación de diferencias en otros grados de libertad. Carroll y Tam exploraron este problema a través de una medida de historias cosmológicas. Su razonamiento enfatiza la dependencia de las conclusiones sobre el espacio de estado y la forma en que se mide; las probabilidades específicas enormes o pequeñas de tal análisis no pueden tomarse como la probabilidad generalmente aceptada del nacimiento de nuestro Universo. [107]

Una teoría significativa de las condiciones iniciales debe decir qué estados están permitidos, cómo se comparan y por qué la historia observada recibe el peso elegido. Si la baja entropía simplemente se escribe en la condición límite, esto puede ser una parte justa y útil del modelo. Pero la explicación de su crecimiento posterior no se convierte en una explicación de la condición límite misma. La promoción es posible cuando este último recibe motivación física adicional y consecuencias distintas.

La decoherencia y la dirección de los registros

La descripción cuántica añade otra diferencia. La entropía de un estado cerrado completo y la entropía de un subsistema seleccionado se refieren a diferentes objetos. La matriz de densidad ρ es una representación matemática de un estado cuántico del cual se derivan las probabilidades de los resultados de medición. Le permite describir tanto el sistema completo como la parte seleccionada. La entropía de von Neumann se escribe a través de ella de la siguiente manera:

$$S_{\mathrm{vN}}(\rho) = -k_{\mathrm{B}}\,\mathrm{Tr}(\rho \ln \rho).$$

El símbolo Tr significa la suma de los elementos diagonales de la expresión matricial entre paréntesis. La evolución habitual de un sistema cuántico cerrado es reversible; se llama unitaria. Conserva los valores propios de la matriz de densidad y, por lo tanto, la entropía total en esta fórmula. El estado del subsistema se obtiene excluyendo las variables de entorno de la descripción. Su entropía puede aumentar cuando se enreda con su entorno, aunque la entropía del todo sigue siendo la misma. Para un sistema arbitrario y un estado inicial arbitrario, tal crecimiento no tiene que ser monótono.

Un estado cuántico puro puede describirse mediante una función de onda única; el estado mixto del sistema seleccionado no puede reducirse a una función de onda única. Por otra parte, la pureza no significa baja energía: un estado puro puede ser muy excitado. La medición de la potencia de las perturbaciones no reconstruye toda la matriz de densidad. Por lo tanto, el exceso de potencia a pequeña escala no puede llamarse automáticamente una medición del exceso de entropía inicial. Para llegar a tal conclusión, la teoría debe relacionar las correlaciones medidas con una definición específica de entropía.

La decoherencia es la supresión de la interferencia observada entre alternativas cuando están conectadas con el entorno. Diferentes estados dejan diferentes huellas en los grados no observados de libertad. Para un subsistema accesible, esto puede hacer que la descripción probabilística clásica sea una buena aproximación. En el trabajo de Zurek, la interacción del dispositivo con el entorno determina qué estados de grabación son estables. Aquí el registro significa una correlación física, tal como el estado de un dispositivo de medición, en lugar de la presencia de cualquier observador especial. [108]

Para las perturbaciones tempranas, la decoherencia ayuda a explicar por qué la estadística cuántica se puede utilizar como entrada a una historia aproximadamente clásica. La computación comienza con un estado dado y una interacción específica con el entorno. Muestra qué correlaciones se vuelven inaccesibles bajo la descripción elegida y, por lo tanto, explica parte de la transición a la imagen clásica. La especialidad del estado inicial sigue siendo una condición separada para este cálculo.

El estudio de Nayeri de 2026 examinó las ramas semiclásicas en expansión y contracción, aproximadamente versiones clásicas de la historia cosmológica. En el esquema inflacionario adoptado, se calcula cómo las diferencias en los estados ambientales asociados suprimen la interferencia entre las ramas. El autor separa este proceso de los pesos especificados por la condición de límite cuántico. La flecha resultante se refiere a una descripción engrosada dentro de la rama y se basa en un estado inicial especial. Esto es un resultado cuantitativo para condiciones dadas, más bien que una inferencia de la entropía inicial baja de un estado arbitrario. [109]

La verificación de la propuesta cosmológica requiere conectar estos niveles: la regla de las condiciones iniciales establece la estadística, la dinámica posterior la transfiere a las trazas observadas. La distinción entre dos reglas de frontera solo está disponible cuando esta transferencia preserva la diferencia de señales. Esta es la razón por la cual una discusión de la flecha del tiempo debe llevarnos de palabras generales sobre entropía a radiación específica que puede medirse.

Historial térmico y límites de acceso

Los horizontes desarrollan su propia estructura termodinámica. Gibbons y Hawking demostraron que en geometrías cosmológicas apropiadas con una constante cosmológica positiva, el horizonte se puede mapear a la temperatura y la entropía, y el detector tiene una respuesta térmica. Este es un resultado semiclásico bajo ciertas condiciones. No da el derecho de sumar la entropía del horizonte, la materia y el entrelazamiento como tres contribuciones obviamente independientes sin definir el sistema. [110]

El espectro de frecuencia del CMB, discutido en el capítulo sobre la historia caliente, proporciona acceso a procesos irreversibles en el plasma temprano. Las mediciones de FIRAS proporcionan una prueba de referencia para su forma cercana al equilibrio. Ahora la pregunta puede reducirse: ¿qué diferencias en los estados iniciales podrían dejar rastros discernibles en este espectro? La cantidad observada aquí es la distribución de frecuencia de la energía de radiación. [111]

La energía de las perturbaciones acústicas a pequeña escala puede disiparse en el plasma y convertirse en calor. Cuando los procesos de restauración del equilibrio térmico completo ya no son lo suficientemente efectivos, dicha liberación de energía deja distorsiones espectrales. Suelen describirse, en particular, por los componentes μ e y con diferentes formas de frecuencia. En una etapa anterior, una liberación similar de energía solo podía cambiar la temperatura general, dejando casi ningún resto distinguible. Por lo tanto, el espectro explora una ventana específica de la historia térmica. [112]

Tales mediciones prueban los procesos a través de los cuales el estado inicial seleccionado transfirió energía de las perturbaciones a la radiación. Aparecerá una conexión con la hipótesis del origen de la flecha si su regla límite predice las amplitudes y formas necesarias de las perturbaciones. Sin esto, estamos investigando la historia térmica, pero aún no estamos probando la explicación propuesta de las condiciones iniciales. La siguiente etapa es, por lo tanto, construir un ejemplo limitado con una traza espectral computable.

Un mapa de la impresión térmica

La distorsión espectral promedio indica cuánto calor se retuvo en una ventana de la historia en particular. Pero el mismo valor promedio no requiere la misma distribución de esta traza a través del cielo. Uno podría preguntar si las direcciones con un poco más grande μLa distorsión está relacionada con inhomogeneidades de temperatura a gran escala en el CMB. Esta conexión agrega información sobre la proporción de ondas primarias largas y cortas, que desaparecen con el promedio simple del espectro.

La razón es que el μLa distorsión de la atenuación acústica está relacionada con la energía de pequeñas perturbaciones, es decir, con un valor cuadrático en su amplitud. La anisotropía de la temperatura también traza ondas largas. Si la onda larga modula la potencia de las cortas, estos dos campos observados pueden correlacionarse. Payer y Zaldarriaga mostraron la relación entre μT y el biespectro primario en un límite muy alargado: una onda es larga, las otras dos son cortas. Esta es una propuesta teórica establecida, no un nuevo efecto introducido por nuestro libro. [113]

Denotando los armónicos esféricos del mapa de distorsión mediante μ_{lm}, y el mapa de temperatura por a_{lm}^{T}, obtenemos la definición habitual del espectro angular mutuo:

$$C_\ell^{\mu T} = \frac{1}{2\ell+1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} \left\langle \mu_{\ell m}\, a_{\ell m}^{T*} \right\rangle .$$

El índice angular l determina el tamaño del patrón en el cielo; el asterisco indica la conjugación compleja, y los corchetes, el promedio del conjunto estadístico. Un estimador real debe tener en cuenta además la máscara, el ruido y la mezcla de modos angulares. Un promedio μ distinto de cero no determina por sí solo $C_l^{\mu T}$: dos estados iniciales pueden disipar la misma energía total y relacionar de distinta manera su distribución espacial con las ondas largas.

Por lo tanto, el proyecto anterior se puede ampliar con un cierto par de estados. Para el primero, se especifican perturbaciones casi gaussianas; el segundo tiene un patrón débil preseleccionado de comunicación entre ondas largas y cortas. Su potencia de punto a punto y distorsión promedio se corresponden con una precisión especificada. La correlación μT esperada se deriva entonces del biespectro primario completo y de la transferencia. El acoplamiento debe tener un número finito de parámetros fijos y mantener la capacidad de control de la teoría de la perturbación. Dibujar aleatoriamente una correlación después de ver los datos no comprueba la regla inicial.

Un simple ejemplo artificial es útil para probar la cadena computacional. Tomemos independiente Gaussian campos largos y cortos. En un caso, dejamos el campo corto sin cambios; en el segundo, multiplicamos su amplitud por un valor que depende débilmente del campo largo, y de nuevo normalizamos su potencia promedio. Estas dos construcciones pueden retener la misma dispersión de ondas cortas, pero obtener diferentes correlaciones de su energía local con la onda larga. Esto explica por qué la igualdad de las distorsiones espectrales medias no cierra la cuestión de la conexión espacial.

Esta construcción sirve como una entrada controlada al programa, en lugar de un reemplazo para el modelo físico del estado inicial. En primer lugar, el código debe restaurar la conexión especificada en el caso ideal y no crearla cuando la modulación está deshabilitada. Luego se introducen la transferencia térmica, las limitaciones de resolución angular y el ruido del mundo real. Para la inferencia científica, la entrada artificial se sustituye por un biespectro obtenido de la dinámica

seleccionada y la regla inicial; la correspondencia entre el poder y el promedio μ se comprueba de nuevo con la misma precisión.

Esta propuesta especifica un problema computable, pero aún no selecciona un origen físico para la flecha de tiempo. Para obtener tal conexión, la regla de condición inicial de la hipótesis correspondiente debe producir realmente el patrón elegido. Si bien esta conclusión no está disponible, se investiga la distinguibilidad de los estados estadísticos. Un resultado positivo mostrará qué propiedades son accesibles a la radiación; no medirá la entropía total del Universo y no probará la unicidad de su condición límite.

El principal peligro experimental es la fuga de la anisotropía de temperatura ordinaria en el área reconstruida. μ mapa. Entonces su correlación con la temperatura contiene una contribución espuria de un campo de temperatura mucho más fuerte. Remazei y Hluba investigaron la separación de componentes con la supresión explícita de dicha fuga y mostraron el papel esencial de los primeros planos en las predicciones. Lo que se necesita es un mapa de múltiples frecuencias, no solo una medición precisa de un espectro promedio. [114]

También se puede calcular la correlación de μ con el componente E de polarización. Sus capacidades de diagnóstico fueron estudiadas por Remazei, Ravenni y Hluba. Sin embargo, la presencia de una segunda parcela no hace automáticamente que la prueba sea independiente: la fuga de temperatura en el μ El mapa se correlaciona con E a través del espectro TE normal, y la calibración de frecuencia y parte de los primeros planos pueden ser comunes. El beneficio del canal incremental debe evaluarse mediante covarianza conjunta y simulaciones realistas de todo el procesamiento. [115]

También hay alternativas físicas: la liberación de energía no uniforme puede generar su propio patrón espacial de distorsiones. Por lo tanto, las contribuciones tardías competidoras y los efectos de arrastre conocidos deben calcularse por separado para el modelo primario seleccionado. El simple requisito de que “la correlación debe ser cero” es demasiado crudo. La amplitud específica y la dependencia angular del componente adicional se comprueban después de encender la señal base requerida.

Cómo comprobarlo

Para un diseño limitado, podemos comparar dos estados iniciales especificados con la misma dinámica: uno básico, que proporciona un espectro suave y un estado con excitación adicional en una banda predeterminada a pequeña escala. Estas no son dos teorías ya hechas de la flecha del tiempo. Esta es una prueba de una consecuencia específica de las condiciones iniciales. La amplitud, la escala central y el ancho de banda deben seguir la regla de estado seleccionada o tener un rango predeterminado; el ajuste del modelo de anisotropía a gran escala se comprueba simultáneamente.

Primero, calculan cuándo y a qué velocidad se disipa la energía de estas perturbaciones, luego el espectro de frecuencia final, teniendo en cuenta los procesos térmicos. El pronóstico básico ya incluye fuentes estándar de distorsión: se comprueba la contribución adicional, y no la ausencia de desviación del cuerpo negro ideal. Diferentes historias de liberación de energía pueden dar un espectro final similar. Por lo tanto, antes de diseñar observaciones, es necesario calcular qué detalles de forma realmente distinguen entre los estados seleccionados y las fuentes de energía competidoras.

El circuito de medición con un espectrómetro absoluto y un patrón térmico se describe en el capítulo sobre la historia caliente. Para el problema actual, la diferencia en los estados iniciales se

traduce en la diferencia en las señales de cada canal de frecuencia. La temperatura de radiación, la calibración y los componentes astrofísicos se reacondicionan en ambos modelos. La diferencia restante se compara con la matriz de error conjunto de los canales, que tiene en cuenta sus errores totales. Esto determina la precisión requerida: estados primarios similares pueden llegar a ser casi idénticos para el dispositivo después de la transferencia térmica y el ajuste de ruido.

Los más peligrosos son los errores de referencia, la deriva de la temperatura, la inexactitud de la respuesta de frecuencia y la radiación astrofísica residual. En pruebas de laboratorio, es necesario comprobar la respuesta a pequeñas diferencias conocidas en los espectros e introducir señales modelo junto con ruido en los datos artificiales. Se hacen comparaciones con fuentes alternativas de liberación de energía, incluyendo la descomposición de partículas y el calentamiento de gas. El conjunto de frecuencias y la precisión se eligen de modo que la diferencia residual después de esta evaluación no sea absorbida por la calibración.

Si el estado inicial elegido produce inevitablemente distorsión disponible para el dispositivo, la ausencia fiable de tal contribución limita sus parámetros. La detección requiere probar la forma de frecuencia y los procesos competitivos; no determina la pureza cuántica completa del Universo temprano. El cálculo más cercano es un mapa de la probabilidad de detectar excitación adicional dependiendo de su amplitud, escala central y ancho, después de tener en cuenta la interferencia y el borrado térmico. El umbral de detección falsa se establece antes de la búsqueda. Tal mapa le permitirá seleccionar la sensibilidad del canal e indicar dónde la medición espectral requerirá otra traza observable independiente.

Para expandir el proyecto espacialmente, se necesita un segundo resultado separado: un mapa de la distinguibilidad de dos estados con distorsiones medias similares. Después de calcular μT, se crean mapas artificiales de múltiples frecuencias, se agregan fugas de temperatura, incertidumbre de calibración y primeros planos, luego la correlación se restaura utilizando el mismo algoritmo que se utilizará en los datos. Cambiar el conjunto de frecuencias y la máscara no debería crear el efecto deseado. Si la correlación observable requerida para una versión fija distinta de cero de un estado no está presente en la sensibilidad probada, esa versión falla la prueba. Si ambas versiones permanecen indistinguibles, el resultado establece el límite de un canal de observación dado y los requisitos para una medición adicional.

IV Estructura subyacente

Capítulo 15

¿De qué está hecho el “dónde”?

La habitación parece ser el ejemplo más fiable de espacio. Puedes apuntar a la puerta, medir la distancia a la ventana, caminar entre la mesa y la pared. En tal experiencia, los objetos cambian de posición, pero el "dónde" en sí sigue siendo un contenedor listo para usar. Incluso cuando imaginamos un espacio vacío, generalmente guardamos esta habitación, solo quitamos los muebles de ella. Pero una teoría física no tiene que partir de una habitación ya construida. Puede plantear una pregunta más difícil: ¿qué relaciones hacen posible determinar la proximidad, la distancia y la dirección en primer lugar?

En el capítulo anterior preguntamos por qué los eventos se convierten en historia con una cierta dirección en el tiempo. La geometría ya estaba incluida en la descripción. Ahora la pregunta cambia: ¿qué hace posible atribuir distancias y proximidad a los eventos? Las distancias medidas siguen siendo los datos originales; lo que queda por explicar es la estabilidad del propio lenguaje en el que están escritas.

De la dirección a la geometría

Tres dimensiones espaciales significan que la posición local de un evento en un momento seleccionado requiere tres coordenadas independientes. Las coordenadas se pueden cambiar: reemplazar la cuadrícula cartesiana con una esférica, seleccione un punto de referencia diferente. Esto no aumenta el número de direcciones independientes. En la teoría de la relatividad, las coordenadas temporales se agregan a las coordenadas espaciales, pero el tiempo tiene un papel especial en la estructura causal. El espacio-tiempo cuatridimensional no puede, sin explicación, ser representado como una habitación con una dirección más ordinaria de movimiento.

La dimensión del espacio de estado tiene un significado completamente diferente. Para indicar las posiciones de dos partículas en el espacio ordinario, se necesitan seis números. Si también necesitas conocer sus momentos, el número de parámetros se duplicará. Las doce direcciones disponibles para el hombre no surgen de esto. Ampliamos la descripción del sistema, en lugar de descubrir nuevos aspectos de la habitación. El espacio de Hilbert es un espacio matemático en el que se escriben los estados cuánticos. Su dimensión caracteriza las posibilidades de tal descripción y no dice nada en sí mismo sobre el número de direcciones espaciales.

Y las coordenadas no son suficientes para definir la geometría. La misma diferencia de números en dos partes del mapa puede corresponder a diferentes distancias físicas. Necesitamos reglas que traduzcan las diferencias de coordenadas en lecturas de reglas y relojes, una métrica. En la relatividad general, está involucrada en la dinámica: la distribución de la energía afecta a la geometría, y la geometría afecta al movimiento de la materia y la luz. Ya aquí el espacio deja de ser una decoración inmóvil. Pero las cantidades geométricas todavía están incluidas en el lenguaje original de la teoría.

La geometría emergente significa una posibilidad más fuerte. Las variables iniciales de una cierta teoría pueden no describir puntos en el espacio familiar, y la geometría suave aparece solo para ciertos estados y escalas. La analogía de la temperatura es útil. Una molécula no necesita su propia temperatura para que un conjunto de moléculas se describa termodinámicamente. La analogía

muestra la posibilidad lógica de cambiar el lenguaje, pero no establece de qué está hecho el espacio. Las variables microscópicas y la transición a la geometría aún no se han presentado.

Aquí la palabra "surgen" no significa necesariamente un evento en el tiempo. Si el lenguaje a gran escala se deriva de un lenguaje más profundo, puede tratarse de la relación entre las descripciones. No estamos obligados a imaginar una era anterior cuando los elementos originales ya estaban esperando y el espacio aún no se había unido. Para hablar de épocas sucesivas, primero debe determinar qué variable está midiendo la secuencia. Por lo tanto, la cuestión del origen del tiempo es más difícil que simplemente reemplazar una imagen tridimensional por una multidimensional.

Descripción del volumen en el límite

Un ejemplo concreto de tal cambio en el lenguaje es proporcionado por la dualidad holográfica. En la propuesta de Juan Maldacena, ciertas teorías de campo cuántico están asociadas con teorías que contienen gravedad en el espacio anti-de Sitter. El significado de la dualidad es la capacidad de traducir estados físicos y observables entre dos descripciones. Uno utiliza la geometría de masa y la gravedad, el otro está estructurado como una teoría sin gravedad dinámica en un límite de menor dimensión. [116]

El “límite” aquí es la parte matemática de una estructura dada. No es vidrio contra el que pueda descansar una nave espacial, y no requiere colocar todo el sistema dentro de otra habitación. La palabra "holografía" indica la relación de descripciones, pero el holograma óptico habitual sigue siendo solo una analogía. En él, la luz restaura la imagen de un objeto; en la dualidad, se discute la correspondencia de la dinámica física completa en un determinado modelo.

Para apreciar el poder de la idea, considere un problema que involucre interacciones cuánticas difíciles. En un idioma es casi intratable, mientras que en otro un régimen particular corresponde a una geometría relativamente simple. La traducción entre ellos hace que cantidades previamente inaccesibles sean calculables. El diccionario de dualidad especifica qué estado y medición en un lado corresponden a un estado y medición en el otro. Lo que se prueba es la consistencia de las predicciones; preguntar qué lenguaje es “real” no define, por sí mismo, un nuevo experimento.

La geometría anti-de Sitter es significativa. Tiene propiedades asintóticas especiales y se asocia con una constante cosmológica negativa. La historia observada de nuestro Universo incluye la expansión y la aceleración tardía; no puede simplemente renombrarse a la construcción AdS original. En su ensayo de investigación 2025, Tadashi Takayanagi identifica explícitamente la transferencia de la holografía a espacios cosmológicos realistas y la comprensión de la aparición del tiempo como problemas abiertos. Esta es una guía del programa, y no un anuncio de un modelo completo de nuestro cosmos. [117]

La transferencia a la cosmología requerirá determinar las variables iniciales, el estado y la dinámica, y luego reconstruir la expansión y las perturbaciones observadas. La similitud de las imágenes geométricas no es suficiente para esto. El siguiente paso es especialmente importante: obtener varias predicciones relacionadas de un diseño, de modo que sus parámetros no puedan reconfigurarse independientemente para cada observación.

Geometría en conexiones cuánticas

Uno de los puentes más precisos entre los dos idiomas conecta el entrelazamiento cuántico con el área geométrica. Un estado conjunto entrelazado no puede imaginarse ni siquiera como una mezcla estadística de productos de los estados de sus partes. Si el estado completo es puro, la entropía de la parte seleccionada caracteriza su entrelazamiento con el resto. Para un estado completo mixto, la misma entropía incluye otras fuentes de incertidumbre. Ryu y Takayanagi propusieron calcular la entropía de una región a través del área de superficie en una descripción gravitacional. En una formulación estática adecuada, el resultado principal tiene la forma: [118]

$$S(A) = \frac{\mathrm{Area}(\gamma_A)}{4G_N}$$

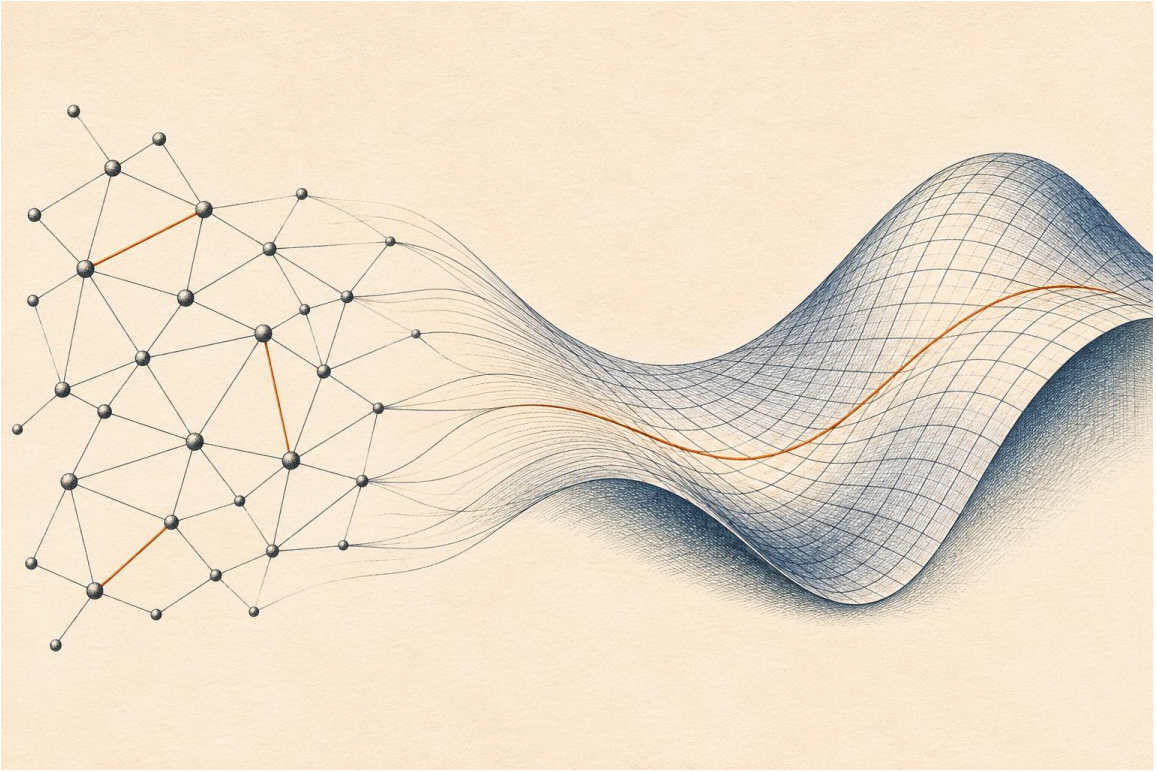
Aquí la velocidad de la luz, la constante de Planck y la constante de Boltzmann se consideran iguales a la unidad. A es el área del sistema de límites. La superficie γ_A se encuentra en el volumen, termina en el borde A y tiene el área mínima entre las superficies que satisfacen el límite requerido y las condiciones topológicas. G_N se refiere a la descripción gravitacional del volumen. Por lo tanto, el numerador no es el área de la región A en sí. Seleccionamos un subsistema en un lado de la correspondencia y buscamos un objeto geométrico en el otro. Las correcciones cuánticas y las formulaciones no estacionarias requieren una generalización de esta fórmula.

La conexión entre cantidades es notable: la característica de un estado cuántico se convierte en un objeto geométrico. El trabajo de Mark Van Raamsdonck explora cómo los cambios en el entrelazamiento entre partes del sistema correspondiente están asociados con cambios en la conectividad de la geometría volumétrica. En las estructuras bajo consideración, el debilitamiento de ciertas conexiones cuánticas está acompañado por la separación de regiones geométricas. Este es un argumento para la capacidad de recuperar relaciones espaciales de la estructura del estado. [119]

Sin embargo, la afirmación “más entrelazamiento – menos distancia” sería una regla demasiado dura. Los estados cuánticos tienen muchas correlaciones diferentes; la entropía por sí sola no determina toda la geometría, mucho menos toda la dinámica. Necesita saber qué subsistemas se identifican, a qué operadores corresponden y para qué familia de estados hay una descripción volumétrica suave. Una red arbitraria de cúbits conectados aún no se convierte en un pequeño universo espacial.

Es conveniente imaginar la reconstrucción de un mapa basado en un conjunto de mediciones. Múltiples distancias entre ciudades pueden permitir diferentes ubicaciones; mediciones adicionales eliminan algunas de las ambigüedades. En el problema holográfico, el papel de los datos iniciales es desempeñado por ciertas características cuánticas, pero el problema de compatibilidad permanece. La geometría resultante debe explicar varios observables a la vez. Si tienes que dibujar tu propio mapa para cada correlación, no hay una reconstrucción física unificada.

El programa de reconstrucción espacial debe explicar por qué ciertos estados cuánticos permiten distancias estables, mientras que otros pueden no tener un patrón geométrico liso en absoluto. La prueba es el acuerdo de diferentes métodos para reconstruir la misma geometría. Esta es una tarea mucho más específica que declarar cualquier estado cuántico como un "espacio de información".



Grabado 19. De las conexiones cuánticas a la descripción geométrica. En ciertos diseños holográficos, las características cuánticas del estado están asociadas con cantidades geométricas. La transición de una red de conexiones a una superficie lisa es una analogía artística para un cambio en la descripción. Una red arbitraria de cúbits no se convierte automáticamente en un espacio: dada la dinámica, se requiere un diccionario de correspondencia y el acuerdo de varias formas de reconstruir una geometría.

Evaporación y entropía del subsistema

Un agujero negro conecta la geometría con la información cuántica de una manera particularmente ajustada. El cálculo semiclásico de Hawking predice la emisión de campos cuánticos sobre el fondo de un agujero negro. Si el flujo transporta energía, los parámetros de la geometría deben cambiar. Al mismo tiempo, la termalidad de un flujo observado individual aún no determina todas las correlaciones del estado completo. Es la cuestión de tales correlaciones lo que hace que la evaporación sea una prueba de la consistencia de las descripciones cuánticas y geométricas. [120]

Comencemos con un hecho puramente cuántico. Si un sistema cerrado está en estado puro y se divide en dos partes, sus entropías de von Neumann son iguales. Cuando una parte se reduce, no puede almacenar arbitrariamente más entrelazamiento con la otra: sus capacidades están limitadas por la dimensión del espacio de estado. El trabajo de Don Page sobre estados puros típicos proporciona una base cuantitativa para esta evaluación. Esta es una discusión sobre subsistemas; no determina en sí misma la dinámica de un agujero negro real. [121]

También es necesario distinguir entre dos tipos de entropía. La entropía termodinámica describe una variedad de microestados consistentes con la descripción aproximada. La entropía exacta de un subsistema cuántico elegido depende de sus correlaciones con el resto. Por lo tanto, la reducción del segundo no requiere producción de calor negativo o violación de la ley habitual para el proceso macroscópico seleccionado. Antes de dibujar la "curva de Page", es necesario indicar qué sistema se ha identificado y qué entropía se está calculando.

El enfoque holográfico utiliza la entropía generalizada: la contribución gravitacional de la superficie más la entropía de los campos cuánticos en el lado correspondiente. Engelhardt y Wall propusieron buscar una superficie extrema cuántica que sea estacionaria para esta suma. En primer lugar, se encuentran extremos admisibles con las condiciones de homología requeridas; después se selecciona el extremo apropiado con la entropía generalizada más baja. Esto no es minimización sobre ninguna superficie dibujada arbitrariamente. [122]

Elijamos un modelo específico de Almheiri, Engelhardt, Marolf y Maxfield: la gravedad Jackiw-Teitelboim bidimensional con dilatón, asociada a un campo conforme en 1+1 dimensiones. El agujero negro bilateral inicial tiene dos sistemas cuánticos límite L y R; el baño auxiliar de no gravedad B está inicialmente en el estado fundamental. La conexión entre R y B está activada. Estudiamos la entropía de R con respecto al complemento L∪B. Esto es significativo: por definición, no es igual a la entropía del baño solo. [123]

Para la normalización de dilatón adoptada en este trabajo, el candidato X tiene la entropía generalizada:

$$S_{\text{gen}}(X) = \frac{\phi_0 + \phi(X)}{4G_2} + S_{\text{CFT}}(\Sigma_{RX}), \qquad \delta_X S_{\text{gen}} = 0.$$

Las unidades utilizadas aquí son $\hbar$=c=kB=1. La región ΣRX pasa entre X y el punto límite correspondiente. La constante φ_0 especifica la contribución topológica. La "zona" en esta descripción bidimensional está representada por el dilatón; no puede leerse como el área ordinaria de una superficie bidimensional. En el cálculo publicado, la transición entre ramas de superficies extremas cuánticas da un aumento, y más tarde una disminución en la entropía seleccionada después de los procesos transitorios iniciales. Los autores enfatizan por separado: esto no es una derivación de todas las correlaciones de radiación necesarias y no una solución completa al problema de información. [123]

El trabajo independiente de Penington también mostró el papel esencial de los cambios extremos cuánticos en la superficie en la descripción de un agujero negro que se evapora y la recuperación de información. La similitud de los resultados apoya el estudio de este instrumento geométrico. Sin embargo, el procedimiento geométrico y el mecanismo de recuperación de información microscópico siguen siendo diferentes niveles de descripción; el acuerdo entre ellos debe verificarse para un modelo dado. [124]

La definición de un subsistema implica una limitación importante de nuestra ilustración. No se puede reemplazar R por B en el medio del cálculo, manteniendo la misma curva por nombre. Con este reemplazo, la matriz de densidad reducida y el problema de la superficie cambian. También es imposible exigir que la entropía mostrada necesariamente tienda a cero: se deben tener en cuenta las correlaciones iniciales con el sistema izquierdo y la presencia de un sector residual. Esto se comprueba mediante la formulación, incluso antes de la solución numérica de las ecuaciones.

Para continuar con la investigación, proponemos una tarea computacional muy específica. En el modelo JT seleccionado, la temperatura del estado inicial, la carga central del campo, los parámetros de dilatón y el protocolo para activar la comunicación con el baño son fijos. Entonces se reproducen las soluciones para la geometría y el campo, y en cada memento en el tiempo se buscan independientemente todos los puntos estacionarios admisibles Sgen. El programa debe preservar las ramas dominantes y no dominantes. De lo contrario, una búsqueda iniciada desde un enfoque puede perder la transición en sí.

El siguiente control es la sensibilidad al recorte y el área de aplicabilidad. Las contribuciones de longitud de onda corta a la entropía de campo y los parámetros gravitacionales deben reconciliarse en un procedimiento. Se verifica que el cambio de la resolución computacional no mueve la transición más que el error indicado. La velocidad a la que se activa la conexión se varía: la transición física se desacopla del efecto de preparación de estado breve. Para cada gráfico, se almacena una lista de requisitos previos bajo los cuales la descripción semiclásica sigue siendo confiable.

Una validación más fuerte requeriría una caracterización microscópica independiente del mismo modelo o un análogo controlado. En él, la entropía de un subsistema seleccionado puede calcularse directamente a partir de la matriz de densidad y compararse con un pronóstico geométrico. La coincidencia de una curva dibujada no es suficiente: se necesitan las mismas condiciones iniciales, interacciones y una regla para seleccionar un subsistema. Una simulación experimental probaría esta relación particular de descripciones. No convierte por sí mismo el dispositivo en un agujero negro astrofísico.

Para la cosmología, el valor de un proyecto de este tipo radica en el método. El límite geométrico, el subsistema cuántico y la información disponible se pueden vincular con mayor precisión de lo que sugiere la imagen de la habitación terminada. Pero transferir el resultado al horizonte cosmológico requiere redefinir el estado, los límites y el observador; el baño externo no aparece allí automáticamente. Este libro contiene una declaración de los siguientes trabajos. Un cálculo independiente de la curva de Page o un experimento para medirlo no se realizó aquí.

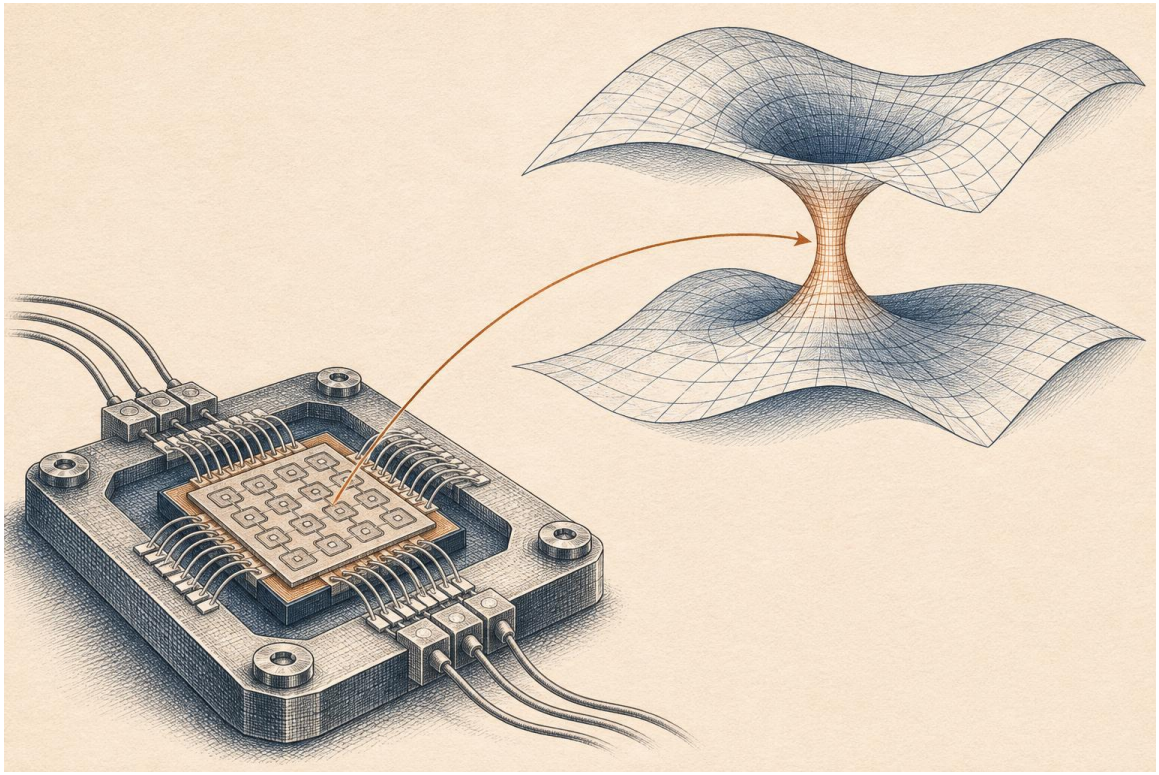
Agujero de gusano en la descripción del experimento

En 2022, el trabajo de Jafferis et al. se tituló “Dinámica de un agujero de gusano transitable en un procesador cuántico”. El experimento implementó un modelo cuántico especialmente elegido e investigó la transferencia de información en un protocolo para el cual se propuso una interpretación gravitacional. Los grados cuánticos de libertad se controlaron en el procesador. No se creó un túnel espacial entre las áreas remotas del laboratorio. [125]

La diferencia es significativa: el cálculo del flujo de fluido en un dispositivo electrónico no obliga al agua a fluir a través de transistores. Una simulación cuántica puede reproducir dinámicas que son difíciles de calcular clásicamente, pero moverse a una interpretación geométrica aún requiere un vocabulario de dualidad. Es este diccionario el que define lo que significa un resultado de laboratorio en una descripción gravitacional.

En julio de 2025, Nature publicó el trabajo crítico de Kobrin, Shuster y Yao y la respuesta de los autores del experimento. Se discutió qué características de la dinámica gravitacional se conservan realmente en un modelo pequeño, especialmente seleccionado y qué tan estables son cuando cambian los operadores que se están probando. Para el libro, el contenido mismo del desacuerdo es esencial: la coincidencia de la característica seleccionada no garantiza la reproducción de todo el mecanismo físico. [126] [127]

El simulador permite controlar el estado y las interacciones, seguido de cambios en las condiciones que no se utilizaron para ajustar el modelo. Esto crea una prueba significativa: ¿se mantendrá la conexión entre las dos descripciones para nuevas mediciones? Ajustar con éxito el proceso seleccionado se convierte en el punto de partida para ese experimento.



Grabado 20. Simulador cuántico e interpretación geométrica. El procesador cuántico le permite preparar el estado, controlar las interacciones y medir correlaciones. La imagen geométrica se refiere a la interpretación de la dinámica de un determinado modelo. El dispositivo y su representación matemática convencional se muestran por separado: el experimento no crea un túnel espacial en el laboratorio. La prueba se ve reforzada por nuevas mediciones no utilizadas en la configuración del modelo.

Cómo comprobarlo

Para la geometría emergente, debe comenzar con un problema en el que ambos lados de la correspondencia se especifican explícitamente. Necesitamos un Hamiltoniano, un operador de energía que determine la evolución cuántica, un método para preparar el estado y una regla para convertir observables. Las conexiones entre los resultados de medición en diferentes partes del sistema o en diferentes momentos se describen mediante funciones de correlación. Registran por adelantado cuáles de ellos se utilizan al seleccionar un modelo y cuáles seguirán siendo probados. De esta manera, el diccionario geométrico es capaz de predecir datos que aún no se han utilizado.

La configuración física puede ser un simulador cuántico con operaciones reproducibles y correlaciones de lectura. El pequeño sistema se compara primero con una solución numérica directa. Los grados de libertad, interacciones y perturbaciones locales son entonces variados, probando los tiempos de respuesta predichos y correlaciones. Si la entropía se reconstruye a partir de mediciones, los errores en esta reconstrucción también se incluyen en la comparación. La dependencia del tamaño es significativa: el patrón de varios cúbits puede cambiar antes de que aparezca un régimen de geometría suave. Por lo tanto, necesitamos calcular cómo debe cambiar el efecto de verificación a medida que aumenta el sistema. El conjunto de validación incluye nuevos tiempos de evolución, no solo nuevas mediciones en un solo momento seleccionado.

Los modelos de prueba sin una interpretación geométrica aceptada deben reproducir las características utilizadas en el ajuste y luego competir con los datos de validación. Esto nos permite

descubrir qué tan distintiva es la nueva característica. Los errores de preparación, lectura y control se incluyen en ambos modelos de la misma manera. La calibración independiente del dispositivo ayuda a separar la pérdida de la dinámica bajo estudio de la pérdida de sensibilidad a su manifestación.

Un resultado positivo apoyará la coincidencia específica en el modo verificado. Una negativa indicará un error en la implementación, reconstrucción o suposición de estabilidad elegida. En ambos casos, la conclusión se refiere al modelo cuántico examinado. Para hacer una declaración sobre la estructura de nuestro cosmos, se necesita un puente físico separado.

El cálculo necesario más cercano es la predicción de correladores de prueba con errores, dependencia del tamaño del sistema y competidores no holográficos preseleccionados. El siguiente paso hacia la cosmología requiere la derivación de un efecto cósmico medible a partir de la misma construcción: por ejemplo, una cierta forma de correlaciones primarias con conexiones de parámetros fijos. Hasta que se construya un puente de este tipo, estamos comprobando el diseño del modelo. Esto es suficiente para la física seria, si su resultado se nombra con precisión.

Capítulo 16

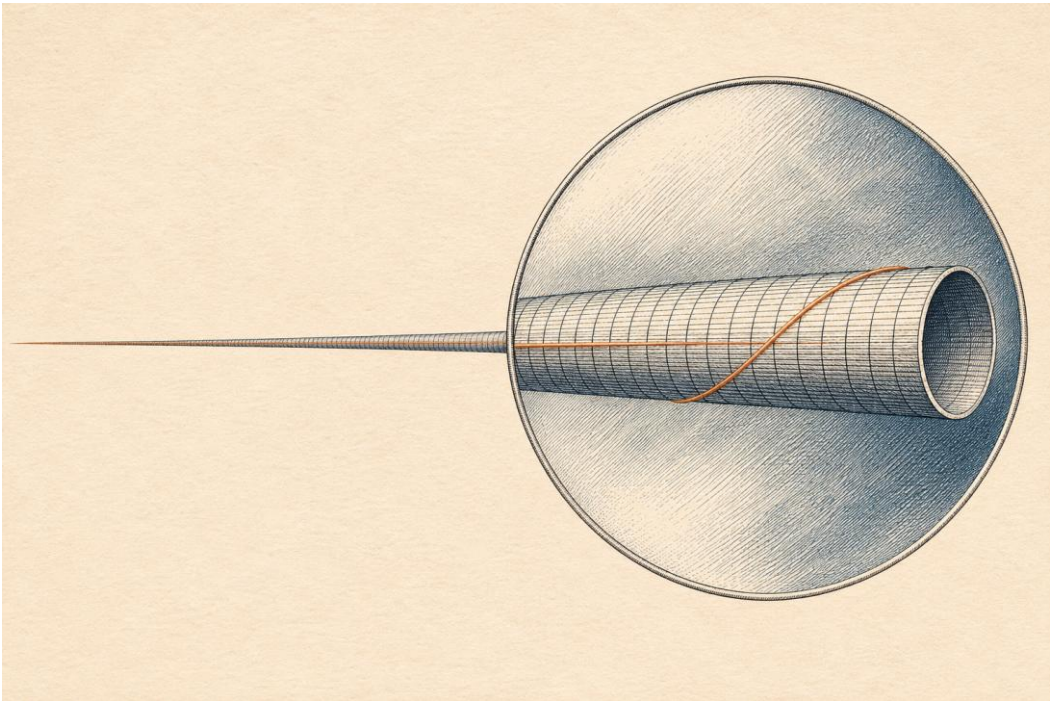
Dimensiones adicionales

Una dimensión adicional es difícil de imaginar precisamente porque habitualmente tratamos de colocarla junto a direcciones ya conocidas. Quiero volver la cabeza y ver otro lado del mundo. Pero la hipótesis física puede ser mucho menos espectacular. Una nueva dirección puede detectarse como un cambio sutil en la fuerza, una cierta secuencia de masas de partículas o una pérdida de energía en el núcleo estelar. La geometría deja huellas en la dinámica, incluso si no se puede dibujar directamente.

Después del capítulo sobre geometría emergente, es importante cambiar la configuración: ahora hablaremos de direcciones físicas adicionales, y no de la dimensión del espacio de los estados cuánticos. Elegiremos un ejemplo simple y rastrearemos sus consecuencias desde la geometría hasta el laboratorio, el acelerador y el núcleo estelar.

¿Hacia dónde ha ido otra dirección?

Imaginemos la superficie de un cilindro muy delgado. Para una criatura capaz de discernir su circunferencia, hay dos direcciones: a lo largo del cilindro y alrededor de él. Para un observador cuyas medidas son mucho más gruesas que el radio, la superficie aparece casi como una línea. La segunda dirección no ha desaparecido aquí. La sensibilidad al movimiento en él ha desaparecido. Este es un ejemplo mental de cómo el número de direcciones espaciales sobresalientes puede depender de la resolución del experimento.



Grabado 21. Dirección oculta por resolución. Un cilindro delgado sirve como analogía para una dirección oculta: con una resolución aproximada, el movimiento a lo largo de él es discernible, y con un examen más detallado, también a su alrededor. La figura explica la dependencia de la descripción disponible en la escala de medición. No representa una disposición probada de dimensiones adicionales y no requiere espacio externo para su existencia.

La dimensión compacta está diseñada de acuerdo con un principio matemático similar: el movimiento a lo largo de ella puede devolverte al punto de partida. En este caso, no es necesaria una imagen cilíndrica. Un espacio compacto se define por sus propias distancias e identificaciones; no requiere un área externa en la que se pueda ver su curva. Se necesita mayor energía no porque la puerta oculta esté cerrada, sino porque las excitaciones a lo largo de una dirección pequeña tienen un cierto precio de energía.

En el escenario de Arkani-Hamed, Dimopoulos y Dvali, generalmente abreviado como ADD, los campos de materia convencionales se localizan en la brana, y los grados gravitacionales de libertad también se extienden en direcciones adicionales. La brana aquí denota la estructura física de dimensión inferior dada por el modelo. Esta distribución de campo se ha propuesto para explicar las grandes diferencias entre la fuerza gravitacional observada y las escalas de otras interacciones. [128]

Esta premisa también responde a la pregunta obvia: ¿por qué no vamos a dimensiones adicionales? Si las partículas que nos componen están localizadas, los cuerpos convencionales no tienen libertad arbitraria de movimiento en todo el espacio del modelo. Pero la palabra "localizado" debe corresponder al mecanismo. Es necesario explicar cómo están contenidos los campos, qué excitaciones están permitidas y a qué energías la aproximación deja de funcionar. El nombre brane en sí no hace este trabajo.

Otros diseños son posibles, incluyendo direcciones adicionales curvadas. No se pueden mezclar en un pronóstico. El espectro, el acoplamiento de partículas y la variación de fuerza dependen de la geometría y las condiciones límite. Al elegir direcciones planas y compactas, hacemos un compromiso específico con los datos. La transición a otra geometría es permisible, pero junto con ella es necesario recalcular las consecuencias observadas.

Un radio compartido y sus consecuencias

Tomemos dos direcciones espaciales adicionales, cada una con un período 2πR, y el mismo radio R. Forman un toro cuadrado bidimensional. Junto con las tres direcciones espaciales ordinarias y el tiempo, estas son las seis dimensiones del espacio-tiempo. El toro aquí se refiere solo a la parte oculta de la geometría; la cuestión de la cierre de todo el espacio tridimensional observado será un tema separado en el próximo capítulo.

Una onda que viaja en una dirección compacta debe estar de acuerdo consigo misma después de un desvío completo. Por lo tanto, los pulsos permitidos forman un conjunto discreto. La energía del movimiento oculto se conserva incluso cuando el observador describe sólo coordenadas ordinarias; para él, entra en la energía restante de la partícula. Así es como surgen los modos Kaluza-Klein: estados con diferentes masas de cuatro dimensiones. Para un campo de seis dimensiones inicialmente sin masa y un toro seleccionado en unidades=c=1:

$$m^2_{k_1,k_2} = \frac{k_1^2 + k_2^2}{R^2}, \qquad k_1, k_2 \in \mathbb{Z}.$$

El modo cero corresponde a la ausencia de impulso en direcciones ocultas. Las primeras excitaciones tienen masas conectadas por un retículo entero. Los niveles pueden tener la misma masa: los movimientos en direcciones opuestas y a lo largo de diferentes ejes dan multiplicidades. Al disminuir el radio, aumentamos simultáneamente todo el espectro. Es imposible elegir

independientemente un radio conveniente para la fuerza de laboratorio y una masa de primer modo diferente para la astrofísica mientras se mantiene el mismo modelo.

La conexión entre las escalas gravitacionales surge de la misma reducción de la teoría a coordenadas ordinarias. La integración sobre dos direcciones ocultas da un multiplicador igual a su volumen total. Denominemos la masa reducida de Planck de cuatro dimensiones por $\bar{M}_{Pl}$, y establecer el coeficiente de la acción gravitatoria de seis dimensiones por la masa $\bar{M}_6$. Para este capítulo también definimos $M_D=\sqrt{(2\pi)}\bar{M}_6$. Entonces:

$$\bar{M}_{\mathrm{Pl}}^2 = (2\pi R)^2 \bar{M}_6^4 = R^2 M_D^4.$$

Esta definición de M_D debe recordarse al leer las restricciones publicadas en otros trabajos: diferentes documentos utilizan diferentes convenciones sobre los factores 2π y la masa de Planck reducida. La física no cambia, pero el número de teraelectronvoltios sí. Es más fiable comparar primero el radio, las masas de los estados y las magnitudes de los enlaces, y luego convertir el resultado a la normalización elegida. Son estos parámetros los que se incluyen en las tasas medidas de los procesos.

A distancias mayores que R, predomina la gravedad ordinaria de largo alcance. Los modos masivos agregan contribuciones que decrecen rápidamente. El nivel más ligero puede parecer una corrección Yukawa: una adición que decrece exponencialmente al potencial newtoniano con un rango inversamente proporcional a la masa. Su fuerza está relacionada con la multiplicidad del nivel y su interacción con la sustancia. Al acercarse a la escala R, los siguientes niveles son significativos. El perfil completo también depende del espín y los grados escalares de libertad, por lo que un exponencial elegido libremente generalmente no es suficiente para él.

Hay un ejemplo real de tal medición. En el experimento de Li et al., un detector de torsión estacionario interactuó con un atractor giratorio; las distancias entre ellos variaron de 52 micrómetros a 3 milímetros. Los datos fueron bien descritos por la gravedad newtoniana. El límite del micrómetro 38.6 dado por los autores con una confianza del 95 por ciento se refiere al rango de la interacción de Yukawa con la fuerza relativa gravitacional. No es un límite universal de ningún radio compacto. [129]

Prueba del caso ilustrativo de diez teraelectronvoltios

Vamos a sustituir $M_D=10$ TeV y $\bar{M}_{Pl}=2.435\times10^{18}$ GeV hacia nuestra normalización. El resultado será $R\approx4.805$ Micrómetro. La energía restante del modo no cero más ligero, igual a cc/R, será sobre 0.041 eV. La diferencia en las escalas es enorme, pero no hay contradicción: diez teraelectronvoltios caracterizan el coeficiente de interacción gravitacional en el registro seleccionado, y centésimas de un electronvoltio caracterizan el paso del espectro determinado por el gran radio compacto.

Este punto es útil como ejemplo de cálculo. Sería un error llamarlo inmediatamente permitido por la naturaleza. En un acelerador, la creación de estados KK indetectables puede manifestarse como una falta de momento transversal junto con un chorro visible. Una búsqueda ATLAS similar no encontró ninguna desviación significativa de los procesos de fondo esperados. La traducción del resultado al límite M_D depende del número de dimensiones adicionales y del alcance de aplicabilidad del cálculo efectivo. [130]

Diferentes búsquedas prueban diferentes variaciones de ADD. Por ejemplo, el análisis de monofotones CMS publicado en 2026 analizó de tres a seis dimensiones adicionales. Su resultado no

se puede escribir directamente como un nuevo límite para nuestro toro oculto bidimensional: la densidad espectral y las tasas predichas de los procesos cambian. [131]

Una estrella puede proporcionar una prueba aún más sensible. Cada modo KK individual interactúa débilmente, pero muchos modos son accesibles al núcleo caliente, y sus contribuciones a la pérdida de energía se suman. Si abandonan el núcleo, el enfriamiento cambia. Hardy, Sokolov y Stubbs recalcularon tales procesos incluyendo canales adicionales para la producción de gravitones KK. Para dos dimensiones toroidales aproximadamente iguales, su estimación conservadora de la supernova SN 1987A requiere una primera escala de masa KK de aproximadamente al menos 0.6 eV. El límite depende de las propiedades de la sustancia caliente y las condiciones para la pérdida de energía. [132]

En las mismas convenciones, esto significa que R es aproximadamente no más que 0.329 micrómetro, y nuestro M_D es aproximadamente no menos de 38.2 TeV. Estos dos números se derivan de una traducción de la estimación astrofísica original, en lugar de un nuevo análisis de las observaciones. Por lo tanto, el punto nocional 10 TeV falla esta prueba cuando se aplican sus premisas. Una posible instalación futura capaz de medir la fuerza en solo unas pocas micras no recibe automáticamente una nueva región libre de búsqueda para este modelo mínimo en particular.

Otras restricciones utilizan la captura de estados KK y el calentamiento de estrellas de neutrones por sus productos de desintegración. Los límites más fuertes aquí requieren suposiciones adicionales sobre los tiempos de vida y los canales de descomposición. Para el análisis de Hannestad y Raffelt, la versión corregida del autor es esencial. El cambio de las desintegraciones puede debilitar este canal mientras se mantiene la limitación de enfriamiento; ambos procesos necesitan ser recalculados en un modelo. [133]

Por qué no es necesario fijar el radio

Hasta ahora, R parecía un valor constante impreso en la declaración del problema. En una teoría multidimensional completa, las dimensiones y la forma de la geometría compacta pueden corresponder a campos dinámicos denominados módulos. A continuación, debe explicar por qué el radio se mantiene alrededor del valor seleccionado. Si el campo correspondiente es lo suficientemente ligero y está conectado a la materia ordinaria, puede crear una fuerza adicional. La estabilización geométrica se convierte en parte del modelo observacional en lugar de una nota técnica.

Por lo tanto, el potencial de los módulos, sus masas y conexiones, la historia de excitación y la influencia cosmológica deben agregarse al espectro de KK. El trabajo de estabilización ADD y Dark Dimension propone diseños concretos, pero los problemas de fuerzas escalares, población de módulos y control de corrección siguen siendo parte de su validación. La frase "se suprimen escalares adicionales" debe ser el resultado del cálculo, y no su reemplazo. [134]

Aquí hay una conexión con el capítulo 8. En la dirección de la Dimensión Oscura, están tratando de conectar la pequeña energía oscura con una torre de estados de luz y una dimensión adicional relativamente grande. Esta conexión se basa en hipótesis teóricas adicionales. El radio en evolución puede vincular la dinámica cosmológica a los cambios en las masas del sector oscuro. Pero un radio y dos radios iguales son modelos diferentes con diferentes densidades de estados disponibles. Nuestra restricción numérica para n=2 No se puede transferir a n=1. [135] [63]

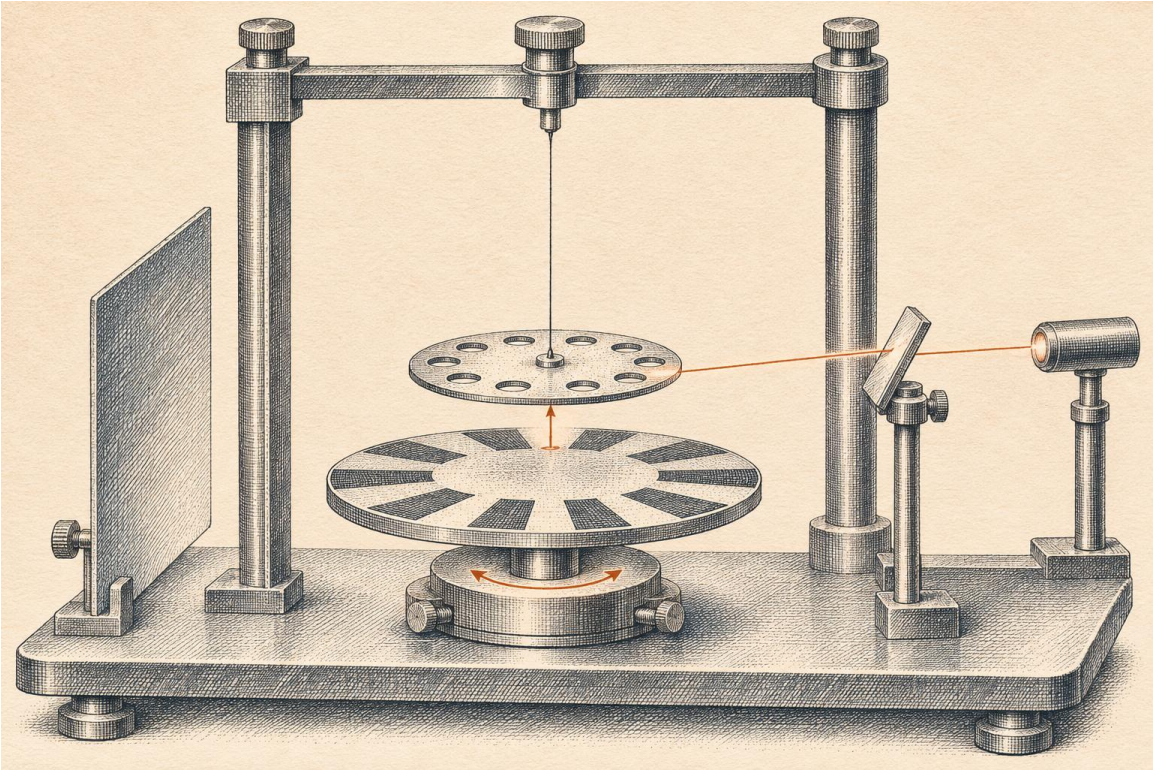
La fuerza de este enfoque es la coherencia de las consecuencias. Un radio define el espectro, que está involucrado en la fuerza del laboratorio y en el enfriamiento estelar. Un cambio independiente en el espectro para cada experimento destruiría precisamente esta conexión comprobable.

Cómo comprobarlo

El objeto que se está probando debe definirse completamente: dos radios compactos iguales, localización de la sustancia, espectro de estados KK, sus conexiones y sector de estabilización. En primer lugar, se calcula un intervalo de parámetros compatible con las restricciones astrofísicas y aceleradoras elegidas. Para cada restricción, las condiciones de aplicabilidad se escriben por separado. Por lo tanto, queda claro qué área del laboratorio realmente puede explorar más a fondo, y cuáles ya no pueden representarse como libres sin cambiar el modelo físico.

Los experimentos de laboratorio utilizan un detector de torsión o micromecánico y un atractor de una forma conocida. El cálculo de la interacción se integra de acuerdo con las densidades reales de los cuerpos, teniendo en cuenta el grosor, los agujeros, el espacio y la inclinación. Cuando el atractor gira, su patrón establece la frecuencia de los cambios de fuerza; la amplitud y la fase de la respuesta correspondiente se pueden comparar. A continuación, se tiene en cuenta la respuesta mecánica del detector. Esto convierte la predicción de espectro en una señal de instrumento específica que puede correlacionarse a través de múltiples distancias y configuraciones.

Los principales competidores incluyen inhomogeneidades de la superficie eléctrica, cargas residuales, momentos magnéticos y fuerzas de fluctuación electromagnética cuántica. Se requiere una medición independiente de la brecha, el cambio de materiales o recubrimientos, el control de la pantalla y la repetición con diferentes patrones atractores. La frecuencia de la señal en sí no prueba la gravedad: la interferencia síncrona también sigue el movimiento de la instalación. El modelo newtoniano, un nuevo campo masivo y una torre KK dada se comparan a través de la misma descripción de hardware.



Grabado 22. Medición de la fuerza a distancias cortas. Imagen convencional de una medición de torsión: un elemento sensible suspendido interactúa con un atractor cercano. La predicción física depende de la brecha, la geometría de los cuerpos y las propiedades de las superficies. La ilustración muestra el principio de la búsqueda de laboratorio para la contribución de corto alcance; el diseño no es un dibujo de la instalación, y sus detalles no indican la sensibilidad lograda o evidencia de dimensiones adicionales.

Una señal positiva con una longitud característica aún no probará la existencia de dimensiones adicionales: una fuerza similar puede ser creada por un nuevo campo ordinario. Una prueba más fuerte sería la forma consistente de múltiples contribuciones junto con restricciones independientes sobre las mismas masas y acoplamientos. Incluso requerirá la comparación de otras explicaciones espectrales. Un resultado cero excluirá solamente la región de radios y conexiones para las cuales el experimento tenía suficiente sensibilidad. No establecerá que el espacio es tridimensional a cualquier escala.

El siguiente cálculo debe determinar si varios niveles de KK y una corrección exponencial son distinguibles después de promediar sobre los cuerpos y teniendo en cuenta la superficie. La brecha mínima es especialmente importante: a distancias significativamente mayores que R, las contribuciones a corto plazo se suprimen fuertemente. Si toda la señal aún resuelta está por debajo del ruido, esto será el resultado de las capacidades de esta instalación. El siguiente paso es cambiar su sensibilidad o seleccionar otro modelo explícitamente definido.

Capítulo 17

¿Puede el espacio cerrarse sobre sí mismo?

Para que el espacio no tenga bordes, no tiene que continuar indefinidamente. Esta afirmación es fácil de decir y difícil de mantener en su mente. Estamos acostumbrados a comprobar la finitud de un objeto caminando alrededor de él desde el exterior. Pero toda la geometría del espacio puede ser especificada por distancias internas y reglas para la continuación de caminos. El bypass externo simplemente no es parte de la tarea.

El capítulo anterior cerró las direcciones adicionales ocultas. Ahora la pregunta se relaciona con el espacio tridimensional ordinario: ¿cómo están conectadas sus partes en un todo? Uno puede conocer la geometría de los triángulos pequeños y las reglas locales de propagación de la luz, pero aún no se sabe si los caminos lo suficientemente largos pueden viajar alrededor de todo el espacio y regresar al área original. Esta es la diferencia entre geometría local y topología cósmica.

Finitud sin pared

La superficie de una esfera proporciona un ejemplo familiar de un área finita sin un borde. Para una criatura que vive solo en la superficie, el movimiento no termina con un acantilado. Es conveniente para nosotros ver la esfera desde el exterior, pero su geometría interna se puede determinar sin tal vista. En cosmología, la analogía se refiere a la posibilidad de finitud, en lugar de la afirmación literal de que nuestro Universo es una cáscara bidimensional dentro de una bola más grande.

Hay un ejemplo que resiste aún más la imagen habitual. Imaginemos un cuadrado plano con lados opuestos identificados. Una vez alcanzado el borde derecho de la imagen, el camino continúa desde la izquierda; la parte superior está conectada a la parte inferior. El dibujo en sí tiene un límite, pero el espacio que describe no tiene límite. Las líneas a lo largo de los bordes son un corte que hicimos para la comodidad del mapa. Dentro del modelo no hay pared, ni costura, ni evento físico especial.

La versión tridimensional se obtiene a partir de una región cúbica con caras opuestas identificadas en pares. Este es un toro tridimensional. En todos los barrios suficientemente pequeños tiene la geometría euclidiana habitual. Hay direcciones a lo largo de las cuales el movimiento vuelve al punto de partida, aunque una línea recta arbitraria no tiene que cerrarse exactamente. El cubo visible en el papel no es un contenedor cósmico: sus lados opuestos representan los mismos lugares.

Esto separa la curvatura y la topología. Curvatura describe las relaciones geométricas locales. La topología define la conectividad global de áreas y las posibles clases de rutas. La curvatura espacial cero es compatible tanto con el espacio euclidiano infinito como con un toro compacto. Por lo tanto, el resultado “la geometría observada es casi plana” no significa en sí mismo “el Universo es infinito”. Medir una propiedad no debe convertirse en una respuesta a otra pregunta.

La expansión tampoco contradice la compacidad. Si el tamaño de coordenadas de una región fundamental se designa L, su tamaño físico en un modelo homogéneo simple cambia como aL. El volumen total crece, aunque no hay paredes que se separen en el vacío externo. Todas las reglas de medición pequeñas están sujetas a la misma geometría local que en el modelo no compacto correspondiente. La diferencia se manifiesta en caminos bastante largos y propiedades globales de los campos.

Un camino espacial cerrado no es un viaje al pasado. La luz toma tiempo para viajar, y el cosmos cambia durante este tiempo. Además, el hecho mismo de la compacidad no garantiza que la luz tenga tiempo para viajar por el espacio dentro de la historia disponible. El tamaño, la expansión y la edad de la etapa observada determinan si las conexiones globales pueden dejar un rastro que sea accesible para nosotros.

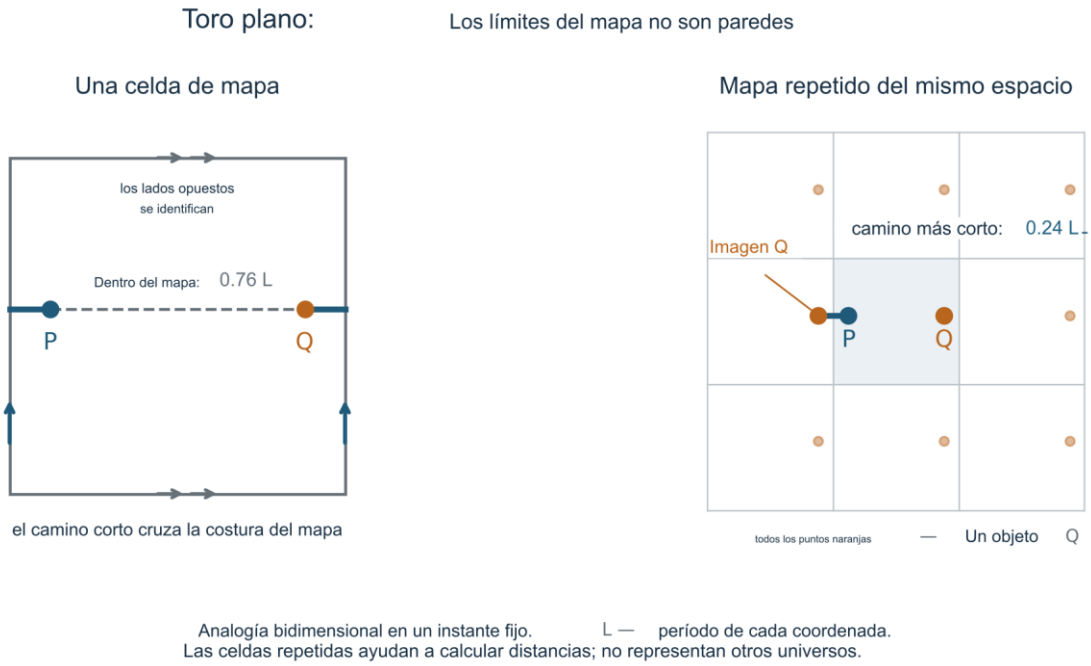


Figura 6. Un toro plano bidimensional como análogo de un espacio compacto: se identifican los lados opuestos de un mapa cuadrado. Un mapa repetido muestra imágenes de un objeto en lugar de nuevos objetos físicos. Para los puntos seleccionados, el camino más corto es 0.24L y cruza la costura de coordenadas. El diagrama no representa una superficie incrustada en el espacio exterior.

Una fuente en varias direcciones

Si la luz de un objeto viaja hacia nosotros a lo largo de diferentes caminos topológicos, el objeto puede aparecer en múltiples direcciones. Esto es similar a muchas imágenes, pero no requiere espejos. En una descripción matemática, es conveniente multiplicar la región fundamental y dibujar rayos directos a través de sus copias. Las copias sirven como un cálculo: no son galaxias físicas adicionales o universos independientes.

Hay una dificultad en tal búsqueda. Diferentes trayectorias generalmente significan diferentes tiempos de emisión. Una galaxia puede aparecer en diferentes etapas de desarrollo, desde un ángulo diferente y con un brillo observado diferente. Por lo tanto, la búsqueda de fotografías idénticas del cielo es una versión débil de la idea. Es necesario modelar la evolución de las fuentes, la selección del catálogo y la geometría de la trayectoria de la luz. La ausencia de dobles obvios no permite abandonar inmediatamente el espacio compacto.



Grabado 23. Dos retratos de la misma fuente. En un espacio compacto, diferentes trayectorias de luz pueden producir múltiples imágenes de la misma fuente. Las diferentes longitudes del camino nos permiten verlo en diferentes etapas de la evolución y desde diferentes direcciones. Los dos retratos galácticos aquí son condicionales: esta es una explicación de la dificultad de la búsqueda, y no un par encontrado de imágenes topológicas y no una prueba de la cierre del espacio.

Una posibilidad más rigurosa es proporcionada por la radiación relicta. En la imagen idealizada vemos una superficie esférica de la última dispersión. Si, en el espacio de identificación, esta superficie se cruza con su contraparte topológica, la intersección forma un círculo. Las mismas regiones tempranas se observan a lo largo de dos círculos en nuestro cielo. Cornish, Spergel y Starkman propusieron usar patrones tan consistentes para buscar la topología cósmica. [136]

En el caso plano sencillo, dos esferas con el mismo radio comóvil χ_{rec} se intersecan si la distancia entre sus centros es menor que $2\chi_{rec}$. Esta condición relaciona el tamaño del espacio con la posibilidad de observar círculos. Sin embargo, la luz de la región temprana común llega por caminos distintos. La proyección de la velocidad de la materia sobre la línea de visión, el cambio tardío de los potenciales gravitatorios y el espesor finito de la capa de última dispersión modifican los patrones. Por eso, la prueba busca la concordancia estadística predicha, en lugar de exigir la igualdad de cada píxel de temperatura.

El análisis de Planck de los datos de 2015 no reveló la señal de topología compacta deseada en los modelos considerados toroidales y en capas. Para un toro cúbico, una búsqueda de polarización para círculos coincidentes produjo un límite inferior en el radio de la esfera inscrita en la región fundamental: mayor que 0.97 la distancia hasta la última dispersión con una confianza de 99 por ciento. Esta es una limitación de cierta geometría y método. Esto no significa que se haya medido el tamaño de todo el Universo o que se haya establecido su infinito. [2]

De repeticiones a ondas permitidas

Las imágenes repetidas no son el único rastro. La geometría global cambia el conjunto de oscilaciones permitidas para los campos físicos. Una cuerda con extremos fijos permite ciertas ondas estacionarias; el espacio periódico también impone condiciones de consistencia. La analogía se refiere al espectro, no al material: el espacio exterior no necesita ser una cuerda elástica o tener paredes mecánicas.

Para un toro cúbico con lado L, los vectores de onda permitidos tienen la forma siguiente de periodicidad. Este es el mismo principio de coincidencia de ondas después del bypass que dio el espectro KK en el capítulo 16; ahora limita las perturbaciones cosmológicas en tres direcciones amplias:

$$\mathbf{k_n} = \frac{2\pi}{L}\,\mathbf{n}, \qquad \mathbf{n} \in \mathbb{Z}^3.$$

En el espacio plano infinito, las direcciones y longitudes de onda forman un conjunto continuo. Aquí es donde aparece la rejilla. Su orientación relativa a nuestro cielo afecta las relaciones estadísticas de los patrones observados. En grandes L, la distancia entre los vectores de onda permitidos disminuye, y en el rango accesible el toro se acerca gradualmente a la descripción continua habitual. Por lo tanto, un Universo compacto muy grande puede ser prácticamente indistinguible de uno infinito.

Para la radiación de fondo de microondas cósmica, la información debe buscarse no solo en la potencia promedio de las oscilaciones de un tamaño angular dado. El mapa celeste se presenta de acuerdo con los armónicos esféricos - patrones estándar en una esfera. El índice ℓ especifica la escala angular, y m distingue patrones con uno ℓ; sus coeficientes describen la contribución de cada patrón al mapa. La topología puede relacionar coeficientes que no están correlacionados en el modelo estadísticamente isotrópico original. Ahorrar solo la potencia promediada sobre m pierde estas conexiones y junto con ellas parte de la información geométrica. [137]

El trabajo de la colaboración COMPACT ha demostrado con ejemplos específicos que la ausencia de círculos de temperatura coincidentes deja espacio para la búsqueda de topología utilizando correlaciones intermodales. Esto expande el conjunto de pruebas, pero no convierte ningún punto inusual grande en evidencia de espacio finito. Es necesario calcular todo el patrón de correlación de la variedad seleccionada y verificar su compatibilidad con el cielo observado. [138]

En espacios más generales, las identificaciones incluyen rotaciones y otras transformaciones. Surgen parámetros adicionales, y a veces la posición del observador se vuelve importante. Por lo tanto, el patrón calculado de correlaciones pertenece a una variedad específica. El toro cúbico es conveniente debido a su construcción transparente, pero sus límites no cubren todas las topologías.

Polarización como una comprobación de mapa

La polarización describe el orden de las direcciones de las oscilaciones eléctricas de la radiación. En luz relicta, ocurre cuando es dispersada por electrones, cuando la radiación entrante tiene una cierta inhomogeneidad angular. Su dibujo se divide en componentes E y B con diferentes reglas de transformación para la reflexión especular. La temperatura y la polarización están relacionadas por perturbaciones tempranas comunes, pero dependen de manera diferente de su evolución. Por lo tanto, la polarización puede verificar la geometría de temperatura coincidente. [139]

La configuración propuesta aquí comienza con un mapa de temperatura. Se utiliza para estimar las dimensiones y orientaciones permisibles del toro. Pero para cada una de estas geometrías, es necesario tener en cuenta el patrón de temperatura medido: debido a la conexión entre T y E, ya predice parte de la polarización. La nueva prueba se refiere a la distribución condicional de E en este mapa de temperatura. No es suficiente simplemente tomar la geometría del análisis de temperatura y generar un cielo completamente nuevo para ella, sin relación con la temperatura observada.

Para cada geometría fija con una descripción gaussiana, el pronóstico condicional viene dado por el patrón de polarización esperado y la covarianza del resto: la magnitud de su dispersión y las conexiones entre los componentes. Las predicciones se agrupan en toda la distribución factible de tamaños y orientaciones, no solo en la geometría de mejor rendimiento. La mezcla resultante de distribuciones puede ya no ser Gaussiana. La polarización agrega información a este cálculo conjunto; considerarlo como un cielo completamente independiente sería juzgar mal el poder de la prueba.

El estudio COMPACT 2025 construyó matrices de correlación también para perturbaciones de tensor en las topologías euclidianas consideradas. Sus estimaciones de discriminabilidad implican análisis de señal de tensor puro. Para un cielo real, necesitamos agregar perturbaciones escalares, ruido y radiación en primer plano. Las conexiones de polarización encontradas se refieren a las variedades elegidas y no se requiere que se conserven en el toro cúbico. [140]

Lo que queda es la varianza cósmica: observamos una implementación de un campo aleatorio temprano, y en las escalas angulares más grandes hay pocos modos disponibles. La polarización expande el conjunto de datos, pero no proporciona un número infinito de mundos independientes. Incluso después de eliminar el ruido instrumental, la precisión de la inferencia del modelo estadístico sigue siendo limitada. [7]

Cómo comprobarlo

El objeto de la primera prueba será un toro cúbico tridimensional con tamaño L, orientación y un modelo dado de perturbaciones primarias. Se utilizan mapas de temperatura y polarización. Para las perturbaciones gaussianas lineales, se construye una covarianza teórica conjunta: relaciones entre temperatura y temperatura, polarización y polarización, y temperatura y polarización. En el límite de L muy grande, el cálculo debe reproducir el modelo plano no compacto original. Este límite prueba tanto la estructura física como el programa.

Los mapas sintéticos se superponen con la resolución del instrumento, máscaras reales, ruido y componentes de frecuencia en primer plano. La eliminación de la banda del cielo en sí acopla los armónicos, por lo que todos los competidores deben pasar por el mismo procedimiento de observación y procesamiento. Las divisiones de frecuencia y tiempo ayudan a identificar efectos instrumentales. Los errores comunes de limpieza de temperatura y polarización se incluyen en la covarianza conjunta: la interferencia consistente puede parecer una predicción de geometría exitosa.

La distribución de los parámetros geométricos se estima a partir de la temperatura, luego se comprueba la predicción condicional de la polarización E. El mismo pronóstico condicional se construye para cada competidor: un modelo no compacto, anisotropía primaria aceptable, errores de calibración o rotación de polarización física. La misma presencia de una correlación entre T y E se espera sin topología; la ventaja del toro debería ser la correcta predicción de su estructura específica y dispersión residual. Además, los círculos coincidentes se tienen en cuenta si el tamaño

seleccionado los hace disponibles. Los parámetros de los competidores, que no están limitados por la temperatura, se integran de acuerdo con distribuciones predeterminadas a priori o restricciones externas independientes.

Buscando a través de muchos tamaños y orientaciones encuentra al azar opciones exitosas. Por lo tanto, la significación se evalúa repitiendo toda la búsqueda en simulaciones de control, incluida la etapa de prueba de polarización. Un resultado nulo limitará la región de L y las orientaciones con efecto detectable, mientras que mantiene la posibilidad de un espacio compacto mucho más grande. El toro se verá favorecido por la predicción exitosa de la polarización no utilizada en la elección de la geometría, en comparación con las alternativas en los mismos datos.

El próximo trabajo es un mapa de sensibilidad de este análisis conjunto. Debe mostrar dónde difieren las predicciones del toro y sus competidores, y dónde se pierde la diferencia debido a la varianza cósmica o la incertidumbre de la geometría. Es precisamente este cálculo el que convierte la admisibilidad de un espacio finito sin borde en una cuestión verificable sobre su estructura.

Capítulo 18

Otros universos

La expresión “otro universo” causa una impresión incluso antes de que hayamos explicado lo que consideramos un universo. Si esta palabra se refiere a toda la realidad física, por definición no tiene una segunda copia exterior. Si estamos hablando de una región con una historia cosmológica común, regiones similares pueden ser parte de un patrón más grande. Una disputa sobre la existencia a veces comienza con un cambio no especificado en la escala de palabras.

En este capítulo necesitaremos precisión. Consideraremos los mecanismos que pueden dar lugar a múltiples regiones cosmológicas, las dificultades para calcular sus probabilidades y posibles rastros de interacción. El valor de una idea dependerá de los compromisos que asuma con las observaciones. El aumento en el número de mundos no observables en sí mismo no explica nada.

Varias tareas bajo un nombre común

La posibilidad más moderada es la continuación de nuestro espacio más allá de la región desde la que la luz logró venir. En este caso, podemos hablar de otras galaxias y regiones de la materia en el mismo espacio-tiempo, con la misma física de baja energía. Horizon restringe el acceso a los datos, y no necesariamente rompe la estructura del mundo. Esta es una continuación del modelo; no requiere dimensiones adicionales u otras leyes cuánticas.

Las repeticiones topológicas del capítulo anterior están dispuestas de manera diferente. Múltiples imágenes pueden corresponder a la misma fuente física. Las copias computacionales de la región fundamental ayudan a rastrear los rayos, pero no multiplican los objetos existentes. Al llamarlos universos paralelos, convertiríamos la forma de dibujar un mapa en un nuevo contenido físico que no está en el modelo.

El multiverso cosmológico de la inflación eterna sugiere regiones donde la expansión acelerada temprana termina de diferentes maneras o en diferentes momentos. Se llaman universos de bolsillo; en los escenarios de desintegración del vacío, aparecen burbujas. Estas son partes de una estructura cosmológica con campos dados y dinámicas de transiciones. No todas las áreas de bolsillo deben tener la estructura de una burbuja con una pared separada.

Otro problema se relaciona con la teoría cuántica. La formulación de Everett de los estados relativos utiliza la evolución cuántica universal sin un postulado de colapso separado. Las exposiciones modernas discuten ramas decohesionadas del estado con registros consistentes de diferentes resultados. La decoherencia significa que la interacción con el entorno distribuye información sobre alternativas a través de él, suprimiendo la interferencia disponible al observar un subsistema. Esto explica la estabilidad de los registros, aunque esta dinámica en sí misma aún no elige la interpretación de la mecánica cuántica. Las ramas se definen a través de la estructura del estado cuántico, y las burbujas a través de la dinámica cosmológica de los campos. La relación entre estas construcciones requeriría una teoría separada. [141] [142]

El discernimiento también determina la verificación. Si dos interpretaciones usan las mismas reglas para calcular probabilidades, un experimento con esas probabilidades no las separará. Cambiar las reglas en sí, por ejemplo, introduciendo un colapso físico, ya establece una dinámica comprobable diferente. La observación de la interferencia no certifica la colisión de burbujas cósmicas, y la

repetición topológica no selecciona la interpretación cuántica. Por lo tanto, más adelante hablaremos específicamente sobre el mecanismo del nacimiento de las regiones cosmológicas.

Cómo el espacio sostiene la inflación

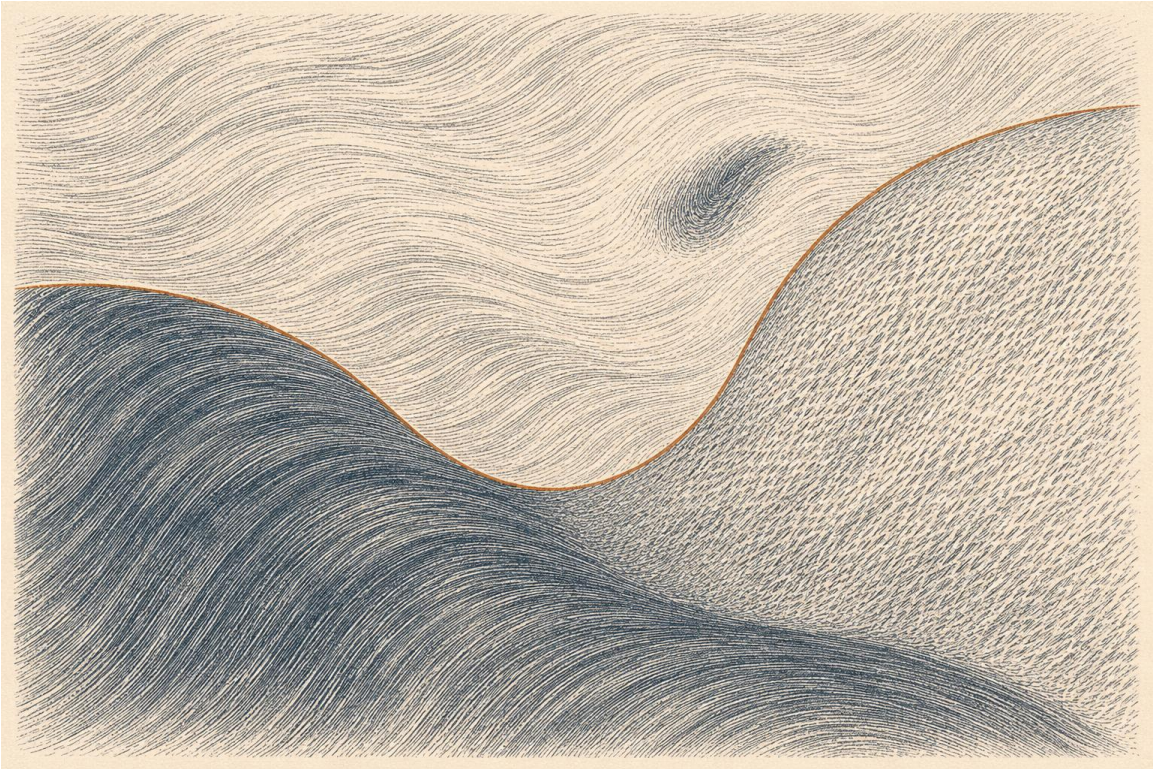
En el capítulo 11, la inflación se vio como una posible etapa temprana, preparando el escenario para una historia caliente a seguir. En nuestra región, esta etapa debe terminar. Pero la terminación local no significa necesariamente la terminación del proceso en todo el espacio del modelo. Algunas áreas pueden pasar a la evolución normal, mientras que en otras el régimen inflacionario persiste y crea un nuevo volumen físico.

En los escenarios estocásticos de auto-reproducción, el movimiento clásico del campo de la inflación compite con las fluctuaciones cuánticas. Durante el tiempo de expansión característico, en algunas áreas el campo se mueve hacia el final de la inflación, mientras que en otras su cambio retrasa esta salida. Si la reproducción de áreas que continúan expandiéndose es suficientemente efectiva, su volumen total puede crecer, aunque muchas trayectorias individuales ya están abandonando el régimen inflacionario. Linde exploró tal mecanismo en el trabajo 1986. [143]

La presencia de fluctuaciones cuánticas en sí misma no garantiza la inflación eterna. Lo que se necesita es una forma adecuada del potencial, un modo de aplicabilidad de la descripción y una relación de escalas dinámicas. Las observaciones de esa parte del potencial que podría formar perturbaciones accesibles para nosotros no tienen que determinar su región distante. La continuación del campo donde se supone la autorreproducción es una declaración física adicional.

Otro mecanismo utiliza un metaestable, o falso, vacío: un estado que puede persistir durante mucho tiempo, pero tiene un canal de desintegración. La transición se produce a través de la nucleación de regiones de un nuevo estado, mientras que el fondo restante continúa expandiéndose. Si la expansión es lo suficientemente rápida en comparación con la pérdida de volumen en burbujas, la transición puede no completarse globalmente. Aquí, el nacimiento de burbujas y el aumento en el volumen de un vacío falso compiten; en el escenario estocástico, la deriva del campo y las fluctuaciones. [144]

La palabra "burbuja" aquí no requiere gas ordinario y aire externo. Describe la región de un estado diferente de los campos y el límite de transición. Si la teoría permite múltiples vacuas, diferentes regiones pueden tener diferentes propiedades efectivas. Sin embargo, la multitud de vacuas matemáticamente permisibles aún no prueba que todas estén pobladas: la dinámica debe explicar qué transiciones son posibles, a qué velocidades y desde qué estado inicial.



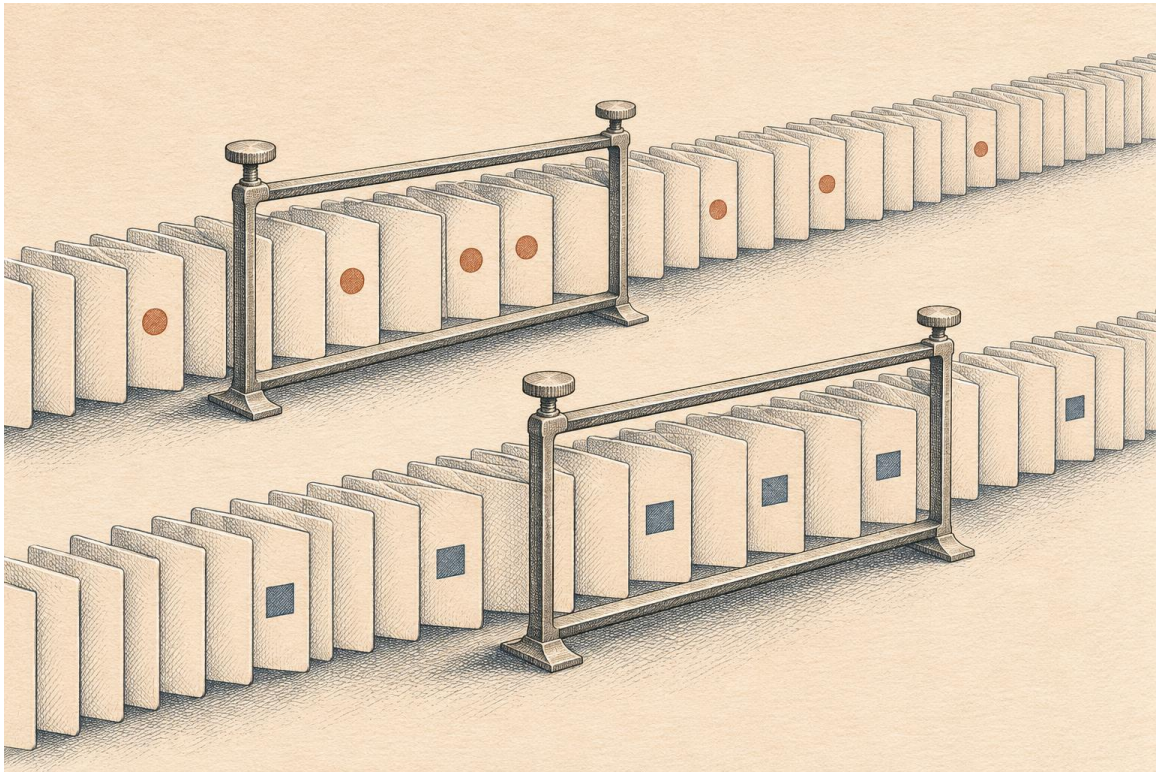
Grabado 24. Áreas de diferentes estados de campo. En el escenario de burbuja estamos hablando de áreas de diferentes estados de campo y límites de transición. En el grabado difieren en textura y no están separados por aire externo. Esta es una imagen de dinámica hipotética: la existencia de varios estados admisibles aún no establece cuál de ellos surgió y con qué probabilidad.

Por último, la eternidad en el futuro no resuelve la cuestión del pasado. El teorema de Bordet-Guth-Vilenkin establece el pasado incompleto de ciertas geodésicas bajo sus supuestos sobre la expansión media. No prueba el surgimiento de todo desde la nada absoluta. Por lo tanto, un modelo inflacionario autoperpetuante puede requerir una descripción separada del límite pasado, incluso si la producción de nuevas áreas dentro de él no se detiene. [102]

Cómo contar el infinito

Supongamos que la teoría genera un número infinito de regiones de dos tipos. ¿Cuál es la probabilidad del primer tipo? En primer lugar es necesario determinar lo que compone la muestra: las áreas en sí, volúmenes físicos iguales, o eventos de un cierto tipo. Entonces se requiere una regla para compararlos. En la muestra final contamos las frecuencias; en un conjunto infinito, la proporción de dos infinitos aún no determina la probabilidad.

Un simple ejemplo matemático ilustra el problema. Supongamos que hay infinitas colecciones numeradas de tarjetas rojas y azules. Si expandimos la muestra, tomando cada vez las primeras n cartas de cada color, la proporción de las rojas es igual a la mitad. Si tomamos el primer 2n rojo y el primer n azul, es igual a dos tercios. En ambos casos, cualquier tarjeta será incluida en algún momento. El orden en que se agota la totalidad infinita varía.



Grabado 25. El orden de contar el infinito. Dos colecciones de cartas que se extienden en la distancia nos recuerdan que un conjunto infinito no determina la forma en que se cuenta. Diferentes reglas de expansión de muestras finitas pueden producir diferentes proporciones incluso cuando cada tarjeta se incluye con el tiempo. La ilustración transmite el significado de la analogía; no especifica probabilidades numéricas de regiones cosmológicas y no resuelve el problema de la medida.

El problema cosmológico de la medida es más complejo que este ejemplo. Es posible truncar el espacio-tiempo con una superficie temporal, seguir trayectorias seleccionadas o introducir otras ponderaciones. En un conjunto creciente, la elección de la regla cambia las frecuencias. Por ejemplo, un evento con una gran demora de registro puede permanecer detrás del corte, aunque su inicio ya se ha tenido en cuenta. Gut y Vanchurin estudiaron esta dependencia en puntos de corte globales específicos. Antes de calcular la tipicidad de nuestra observación, es necesario elegir una regla de conteo físico. [145]

La medida debe ser coherente con los requisitos dinámicos y probabilísticos, producir ciertos resultados y soportar pruebas. La selección de una regla que hace típico un resultado ya conocido no completa la explicación. Una nueva elección de medida cambia la estructura predictiva y requiere una justificación independiente.

También hay un efecto de selección de observación. Los datos se obtienen bajo ciertas condiciones físicas; la distribución de los eventos registrados puede diferir de la distribución de todos los eventos del modelo. Esta selección debe tenerse en cuenta, al igual que la sensibilidad de un telescopio se tiene en cuenta al contar galaxias. Sin embargo, la condición de selección no reemplaza la distribución original. Para evaluar qué tan esperado es nuestro resultado, necesitamos un método para crear regiones, una regla para ponderarlas y una condición especificada explícitamente para su inclusión en la muestra bajo consideración.

La afirmación “todo se realiza en algún lugar” pasa por alto este trabajo. Incluso un conjunto infinito puede contener sólo una clase limitada de estados: una secuencia infinita de números pares no contiene los impares. Y la presencia de nuestro estado entre los admisibles aún no indica su probabilidad. El poder explicativo surge cuando el modelo restringe la distribución de los resultados y, por lo tanto, corre el riesgo de ser inconsistente con los datos.

¿Podría otra burbuja dejar una marca?

La inaccesibilidad de la mayoría de las áreas no excluye la accesibilidad de pistas individuales. En algunos escenarios de burbujas, la colisión podría afectar a la región de la que emergió más tarde nuestra región observada. Entonces el cálculo debe relacionar la dinámica de la colisión con las perturbaciones primarias, y éstas con la temperatura y polarización de la radiación cósmica de fondo de microondas. Se comprueba una cadena específica de procesos físicos.

El patrón esperado depende del potencial, la geometría de colisión y la evolución posterior. En condiciones adecuadas, tiene una región angular característica y una temperatura acoplada y una estructura de respuesta de polarización. Pero un punto redondo en sí mismo no es una característica distintiva. El campo primordial aleatorio, los efectos gravitacionales tardíos y la contaminación del mapa pueden crear regiones visualmente inusuales sin otra burbuja cosmológica.

Un ejemplo histórico de pruebas significativas es el análisis de Feeney et al. de siete años de datos WMAP. Los autores construyeron un procedimiento para seleccionar candidatos y comparar modelos, teniendo en cuenta una búsqueda en todo el cielo. Los resultados obtenidos no requirieron añadir colisiones de burbujas a la cosmología original. Este es un ejemplo de las limitaciones de patrones y parámetros específicos, no una refutación observacional de cualquier inflación eterna. [146]

El trabajo posterior en 2015 vinculó los modelos numéricos de la colisión con las funciones de transferencia de temperatura y polarización. Tales funciones traducen el perfil espacial inicial de las perturbaciones en el patrón del cielo observado, teniendo en cuenta su evolución y proyección. La ganancia de medición también está limitada por la varianza cósmica, y la derivación de parámetros fundamentales depende de la cosmología adoptada. Las predicciones numéricas de ese documento requieren un nuevo cálculo antes de aplicarse a otra configuración. [147]

Dos resultados están separados aquí. En función de los datos, puede restringir los parámetros de un patrón observado predefinido. Para convertir esto en una conclusión sobre el mecanismo cosmológico, necesita saber con qué frecuencia y con qué parámetros genera tales rastros. Incluso un encuentro convincente certificaría primero un evento en nuestra historia causal accesible. La continuación infinita del conjunto seguiría siendo una inferencia separada sobre la dinámica global.

Cómo comprobarlo

El programa de trabajo comienza con un modelo de la transición de la burbuja: potencial, estado inicial, parámetros de colisión e historia inflacionaria posterior. A partir de estos, se calculan las perturbaciones y los perfiles de temperatura y polarización observados. La resolución espacial y temporal del cálculo numérico se incrementa hasta que la forma de la plantilla se vuelve estable con la precisión requerida. Luego verifican qué conexiones de los dos canales se conservan cuando se permite que cambien los parámetros. Solo tales conexiones pueden convertirse en una predicción para una nueva dimensión.

Los datos principales serán mapas multicanal de la radiación cósmica de fondo de microondas. La amplitud, el tamaño angular y el perfil espacial de la señal esperada se miden junto con la respuesta de polarización predicha. Se hacen comparaciones con la realización cosmológica habitual, posibles características primarias de otros orígenes, estructuras tardías y modelos en primer plano. Los parámetros cosmológicos y las incertidumbres de calibración varían coherentemente: un fondo fijo conveniente puede mejorar artificialmente la preferencia por un nuevo efecto. Para el candidato, los mapas de frecuencia dan como resultado una sensibilidad angular: las diferencias de resolución no deben simular cambios en la forma del punto. La máscara y el método de limpieza se fijan hasta que se evalúa la importancia.

Se añaden señales artificiales de intensidad conocida a las simulaciones y se miden la integridad de la detección y la tasa de falsas alarmas para todo el algoritmo. En esta evaluación se incluye una búsqueda de posiciones, tamaños y familias de plantillas. La polarización se comprueba condicionalmente utilizando un mapa de temperatura ya conocido, como en el capítulo 17. Esto utiliza la física común de los dos canales sin volver a contar la misma información. La varianza cósmica se conserva incluso cuando se mejora el dispositivo.

La ausencia de una señal detectable requerida excluye el intervalo de parámetros correspondiente. Pero si las colisiones visibles son raras o sus rastros están más allá de las escalas disponibles, la ausencia de candidatos restringe débilmente el modelo global. Se debe mantener un resultado positivo a través de los cambios en la máscara, la frecuencia de observación y el método de procesamiento, y se deben comparar alternativas a través del perfil completo, incluida la polarización.

El cálculo más cercano es la probabilidad de detección en función de los parámetros de una colisión particular. Esto se combina entonces con la frecuencia de eventos prevista y la distribución de amplitud. Si este segundo paso depende de una medida no especificada, la sensibilidad condicional a los patrones observados y los resultados de las medidas seleccionadas deben informarse por separado. Entonces la restricción realmente obtenida desde el cielo no se pierde dentro de la incertidumbre del conjunto global.

Capítulo 19

Cuando la gravedad se vuelve cuántica

La gravedad actúa sobre la piedra, el átomo y el sistema cuántico. Pero no se deduce de esto que todos ellos permitan estudiar su naturaleza igualmente bien. La caída de un átomo pone a prueba el efecto de la gravedad en la materia cuántica. Una pregunta más exigente surge cuando la masa misma está en una superposición de diferentes posiciones: ¿qué efecto gravitacional crea y qué le sucede al otro sistema cuántico junto a ella? Aquí la fórmula familiar de la fuerza satisface la necesidad de describir varias ubicaciones posibles de la fuente simultáneamente.

Cuestión cuántica en un campo débil

Para este encuentro, no es necesario comenzar desde el centro del agujero negro. Las propiedades cuánticas de la interacción también pueden manifestarse en un campo débil si el sistema está suficientemente bien aislado y la cantidad observada es sensible a las correlaciones cuánticas. La debilidad de la gravedad se convierte entonces en el principal obstáculo experimental: su efecto debe acumularse, manteniendo un estado que fuerzas eléctricas y magnéticas mucho más fuertes pueden destruir o cambiar.

La afirmación de que la teoría cuántica de la gravedad es completamente desconocida es demasiado dura. La relatividad general se puede utilizar como una teoría efectiva cuántica a energías suficientemente bajas. Esta descripción separa los efectos determinados por los grados conocidos de libertad de la física desconocida en escalas extremadamente pequeñas. John Donohue mostró cómo extraer las correcciones cuánticas de largo alcance sin tener una respuesta definitiva sobre la estructura microscópica del espacio. Esta es un área controlada de cálculo, no una teoría completa para cualquier energía. [148]

Esto conduce a diferentes objetivos experimentales: probar la creación de entrelazamiento, encontrar una corrección a la fuerza o probar un cambio en la evolución cuántica. Estos problemas son sensibles a diferentes propiedades de la teoría. Incluso el entrelazamiento gravitacional descubierto no separará esas variantes de la gravedad cuántica que tienen el mismo límite de baja energía accesible.

En el capítulo 16 buscamos un cambio en la ley de la fuerza. Aquí la pregunta es diferente: ¿puede la interacción newtoniana líder actuar cuánticamente sobre dos masas? El entrelazamiento puede surgir de la energía ordinaria de atracción mutua, cuando las posiciones de ambas fuentes se describen cuánticamente. Para hacer esto, no es necesario medir primero una pequeña corrección cuántica del potencial. El efecto de una interacción conocida en un estado conjunto es significativo.

Dos masas y cuatro trayectorias

Imaginemos dos masas pequeñas, cada una en una superposición de dos posiciones claramente distinguibles L y R. Para un par, surgen cuatro combinaciones: LL, LR, RL y RR. Las distancias, y por lo tanto las energías de atracción, pueden diferir entre ellas. Durante el tiempo de espera, la combinación produce diferentes fases cuánticas. La fase relativa determina cómo las alternativas se mejoran o se cancelan entre sí en la lectura de interferencia posterior.

En la propuesta de Sugato Bose et al., las ramas espaciales están asociadas con estados de espín que ayudan a preparar el movimiento y luego leer el resultado. Después de la convergencia de las ramas espaciales, se miden las correlaciones de espín. Dada una secuencia adecuada de operaciones, llevan información sobre el entrelazamiento que surgió durante la interacción de las masas. El trabajo describe una propuesta experimental; no se puede concluir de ella que tal entrelazamiento gravitatorio ya haya sido observado. [149]

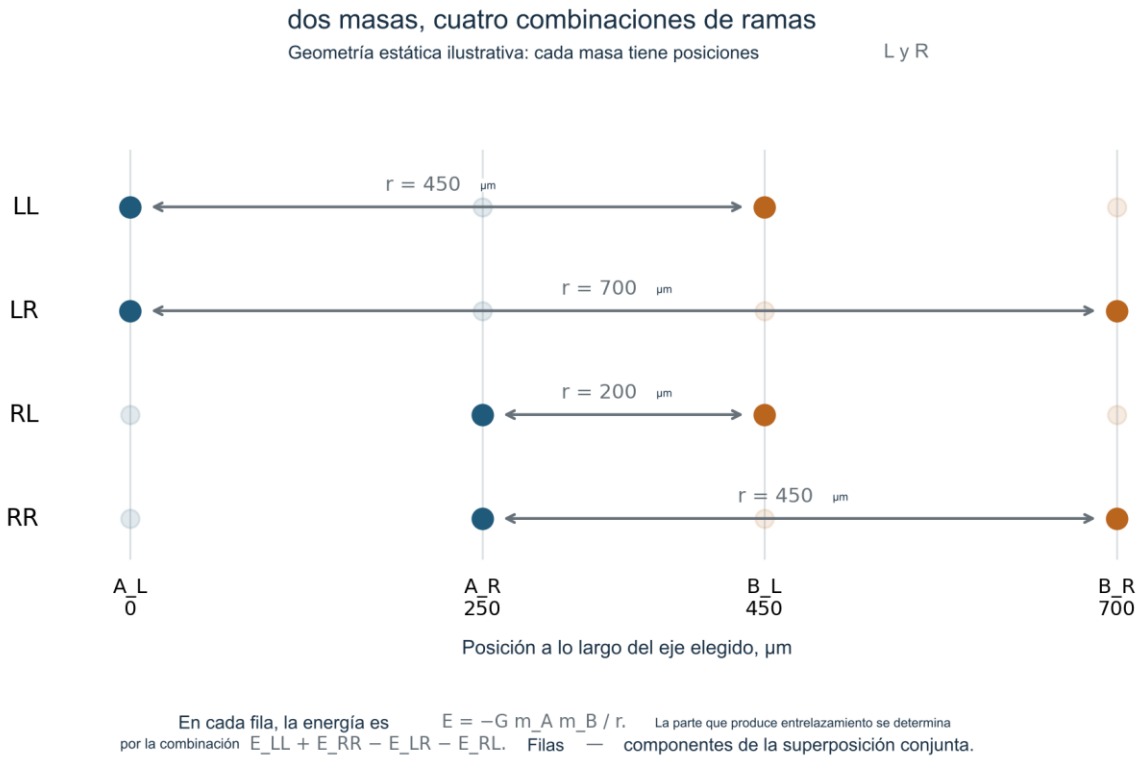


Figura 7. Cuatro combinaciones de ramas espaciales de dos masas en la geometría estática condicional del ejemplo de cálculo. Las posiciones se muestran en micrómetros; las distancias son 450, 700, 200 y 450 µm. Estos son componentes de un estado cuántico conjunto, y no cuatro experimentos con partículas localizadas simultáneamente. La preparación, la unión de las ramas y el ruido no se muestran en el diagrama.

No todas las diferencias de fase crean entrelazamiento. Si la fase de cada rama se puede representar como la suma de una acción separada en la primera masa y una acción separada en la segunda, los estados inicialmente independientes permanecerán independientes. La parte de entrelazamiento describe la dependencia de la influencia de una masa sobre la posición de la otra. Se distingue por una combinación de cuatro energías, en las que se reducen las contribuciones locales independientes. A distancias constantes:

$$H_{\mathrm{int}} = \hbar g Z_A Z_B, \qquad g = \frac{E_{LL} + E_{RR} - E_{LR} - E_{RL}}{4\hbar}, \qquad E_{ij} = -\frac{G m_A m_B}{r_{ij}}.$$

H_{int} es el operador de la energía de interacción, y Z asigna más uno y menos uno a las dos ramas. Los términos locales ya se han eliminado de la expresión: modifican las fases individuales, pero por sí solos no entrelazan las masas. El parámetro g se mide en segundos inversos y fija la rapidez con la que se acumula el efecto de entrelazamiento. El planteamiento supone paquetes estrechos y distancias conocidas. Para trayectorias reales, esta combinación de energías debe integrarse en el tiempo, incluyendo la separación y el acercamiento de las ramas.

Tomemos un ejemplo de cálculo convencional: ambas masas son iguales 10^{-14} kilogramos; las distancias para LL y RR 450 micrómetros, para LR - 700, por RL - 200 micrómetros. El valor absoluto de g es aproximadamente 0.0314 s^{-1}. En un modelo ideal sin ruido, el primer máximo de entrelazamiento se alcanza en unos 25 segundos. Estos números muestran la escala de la tarea, pero no indican la capacidad lograda para mantener precisamente tales superposiciones durante tanto tiempo.

Una grabación estática de potencial tampoco significa que la señal física se transmita instantáneamente. Esta es una aproximación de baja energía para configuraciones que cambian lentamente, en las que algunas variables de campo ya están excluidas de la descripción. Cuando la cuestión se refiere al papel de la mediación y la causalidad, deben reconstruirse las condiciones de esta aproximación. Primero no se puede reemplazar la dinámica de campo con la interacción directa de dos masas, y luego considerar la ausencia de un campo en la fórmula abreviada como prueba de su inutilidad física. Para la interpretación del experimento, tanto la precisión del cálculo efectivo como la teoría de la que se deriva son importantes.

La consistencia habitual de las lecturas no es suficiente: la vibración general también crea correlaciones. Un testigo de entrelazamiento es una combinación de mediciones que, para cualquier mezcla admisible de productos de estados, permanece dentro de un cierto rango. Ir más allá de sus límites certifica el entrelazamiento. Para ver las fases cuánticas, necesitamos medir espines en diferentes direcciones. Las frecuencias de las posiciones LL, LR, RL y RR solas no resuelven el problema: en una interacción de fase ideal pueden permanecer sin cambios mientras el estado se enreda.

¿Qué indica el entrelazamiento?

¿Por qué este resultado indica un mediador? Las operaciones locales en cada masa y la transferencia de resultados clásicos vuelven a convertir la mezcla de productos de los estados en tal mezcla. Pueden crear correlaciones ordinarias, pero no entrelazamientos. Si la mediación gravitatoria se reduce completamente a este canal, no será capaz de enredar inicialmente masas desenredadas. Por lo tanto, el entrelazamiento detectado excluye precisamente esta clase de intermediarios si se cumplen los requisitos previos.

Para llegar a la conclusión, es necesario eliminar el entrelazamiento introducido por la preparación, el elemento cuántico general de la instalación o la interacción electromagnética residual. También es necesario justificar la identificación de subsistemas y el significado de localidad. La operación local en tal argumento afecta a uno de los subsistemas seleccionados. Este es un requisito matemático más específico que la prohibición general de la transmisión más rápida que la luz; La prohibición de la comunicación superluminal por sí sola no es suficiente para el teorema del mediador.

Esta distinción ha sido objeto de una disputa detallada. Andrea Di Biagio muestra que la conclusión sobre la naturaleza cuántica del campo gravitatorio no es independiente de la elección de la descripción teórica: la localidad de información requerida por algunos argumentos mediadores puede ser diferente de la localidad espaciotemporal. Por lo tanto, el efecto observado debe compararse con las predicciones cuantitativas de alternativas específicas, y no solo con la etiqueta general "gravedad clásica". [150]

Tianfeng Feng, Vlatko Vedral y Chiara Marletto, a su vez, defienden la inferencia del testigo bajo la suposición explícita de la mediación local. Muestran por qué las alternativas de colapso de estado consideradas no refutan el argumento cuando se usa la interacción no local en el sentido apropiado. El desacuerdo no puede resolverse eligiendo una formulación más segura. Es necesario establecer qué supuestos comparten los modelos que se comparan y qué mediciones diferencian sus predicciones. [151]

También hay una sutileza en la selección misma de subsistemas independientes. En las teorías gauge, la descripción física de un objeto está relacionada con el campo circundante; en gravedad, esto se llama, entre otras cosas, revestimiento gravitacional. Nicolas Boulle y Guilherme Franzmann discuten cómo tales conexiones complican la descomposición de un estado completo en factores independientes. Sus estimaciones proporcionan correcciones insignificantes para los regímenes experimentales bajo consideración. Esto significa que aquí es importante probar cuantitativamente la aproximación de los subsistemas, y no rechazar el experimento con solo el nombre del problema. [152]

El objetivo práctico es comparar las clases de dinámicas basadas en fases, pérdida de coherencia y entrelazamiento. Un solo experimento puede eliminar un modelo de interacción clásico particular incluso si varias otras descripciones producen los mismos resultados disponibles.

Fase y pérdida de coherencia

El efecto de entrelazamiento se contrarresta con la pérdida de coherencia: la estabilidad de las fases relativas de las que depende la interferencia. La matriz de densidad ρ describe el estado cuántico conjunto, incluyendo la incertidumbre estadística y las conexiones entre alternativas. Para el primer cálculo, aceptaremos ruido local independiente sin memoria, es decir, sin una influencia significativa de interacciones previas con el entorno sobre la tasa actual de cambio de estado:

$$\dot{\rho} = -ig[Z_A Z_B, \rho] + \sum_{i=A,B} \gamma_i (Z_i \rho Z_i - \rho), \qquad \gamma_i = \gamma_{\mathrm{env},i} + \eta|g|, \quad \eta \geq 0.$$

El primer término a la derecha acumula la fase de interacción, y la suma describe el desfase. En la normalización elegida, la coherencia de un sistema libre decae a una velocidad de 2γ. Parte de γ_{env} se atribuye al entorno normal; adición η|g| es una suposición comprobable sobre el ruido asociado con la fuerza de interacción, con un coeficiente adimensional η. Esta es una familia de modelos para estudios de sensibilidad. Un entorno de memoria o ruido correlacionado requeriría una ecuación diferente.

Para el producto inicial de superposiciones iguales de dos ramas, este modelo da una condición simple para la aparición de entrelazamiento en la aproximación inicial en el tiempo:

$$g^2 > \gamma_A \gamma_B.$$

El umbral se refiere a la ecuación dada, los estados iniciales y la etapa inicial de la evolución; no es un límite universal entre la gravedad cuántica y clásica. Muestra la competencia entre la acumulación de la fase de entrelazamiento y la destrucción de la coherencia. Por lo tanto, aumentar la latencia solo mejora el resultado en el rango de ruido apropiado.

Para una g fija, la incertidumbre del ruido del medio permite varias expansiones del desfase total en contribuciones ordinarias y adicionales. La no negatividad de las tasas de desfase ordinarias puede

proporcionar un límite superior conservador para η, pero no lo determina de manera única. Cambiar las distancias no eliminará esta incertidumbre si se permite que cada configuración tenga su propia corrección de entorno arbitraria. Aislar η, Se necesita una calibración independiente o un modelo físico general de interferencia que sea aplicable simultáneamente a todas las series.

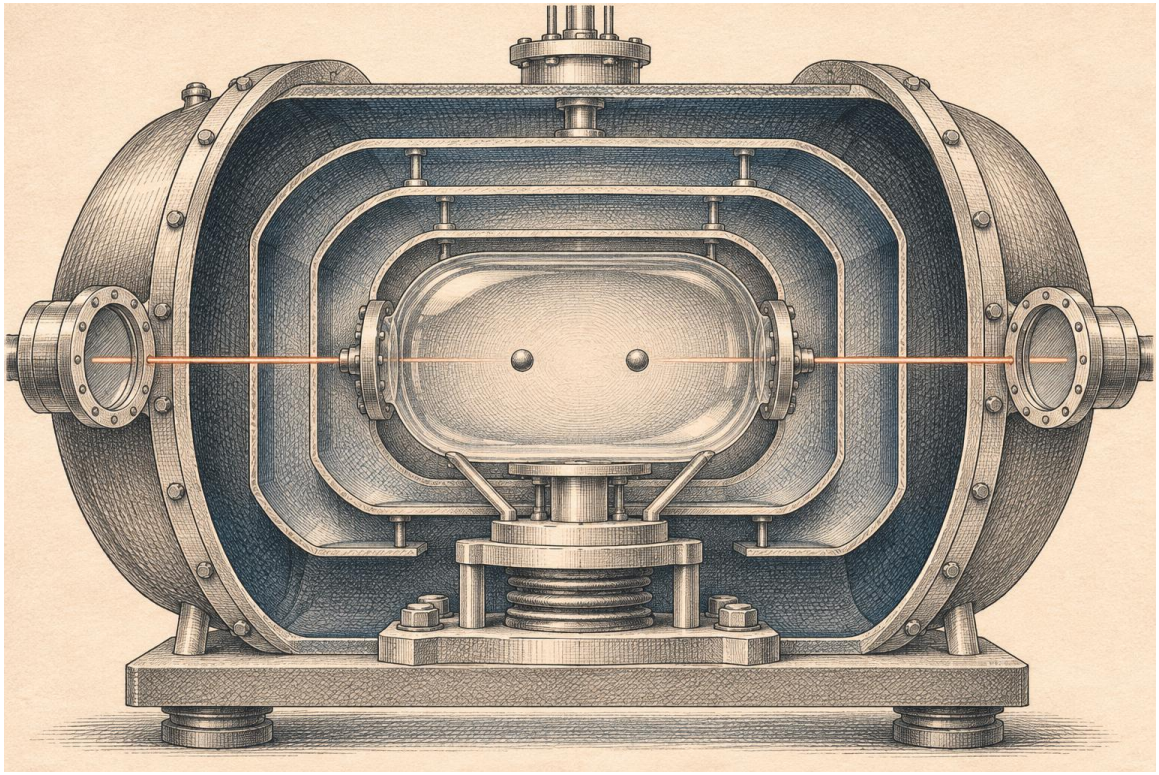
También hay una alternativa clásica significativa: medir continuamente la posición de un sistema y transmitir el resultado a otro a través de la retroalimentación. Kafri, Taylor y Milburn construyeron un modelo de tal canal para resonadores mecánicos. En el diseño considerado, la interacción se acompaña de ruido y no crea entrelazamiento. Pero no se puede obtener de nuestra ecuación simplemente renombrando η: la transición a las ramas espaciales de un interferómetro particular requiere una derivación separada. [153]

La interacción electromagnética residual es peligrosa de otra manera. Puede crear un entrelazamiento real y no necesita un parámetro de ruido adicional, sino un término de dinámica coherente separado. Por lo tanto, detectar el entrelazamiento y establecer el origen gravitacional del entrelazamiento detectado son dos tareas experimentales sucesivas.

Cómo comprobarlo

En el experimento, se comparan varias geometrías y tiempos de interacción de dos masas. Después de juntar las ramas, se miden las correlaciones de coherencia y espín individuales a lo largo de direcciones preseleccionadas. Las fases locales también están calibradas: no crean entrelazamiento, sino que rotan las correlaciones relativas a los ejes de lectura. El testigo es evaluado con errores de preparación y medición mientras prueba la dependencia de la fase acumulada de masas, distancias y duraciones. Esta es una prueba de un estado conjunto, no un solo cambio en la visibilidad de la interferencia.

Lo que se necesita son secuencias de control con impulsos y condiciones ambientales similares, pero suprimidas por la combinación entrelazada de fases gravitacionales. En base a trayectorias reales, se calculan tanto la señal como la sensibilidad conservada del control a la interferencia. Por separado, se miden la carga de partículas, las inhomogeneidades en los campos eléctricos superficiales, los gradientes magnéticos, las vibraciones, el gas residual y la radiación térmica. La pantalla, si se utiliza, entra en el modelo junto con su movimiento, fuerzas y ruido. Cambiar la distancia por sí solo no es suficiente para establecer el origen de la interacción.



Grabado 26. Salvar el estado cuántico. La configuración conceptual enfatiza el desafío de aislar dos masas pequeñas y controlar el medio ambiente. Al probar el entrelazamiento gravitacional, el gas residual, el calor, las vibraciones y las interacciones electromagnéticas son significativos. El grabado no representa la detección realizada: un experimento real requiere una preparación de estado separada, convergencia de ramificación y medición de correlación bajo un modelo de interferencia validado cuantitativamente.

Se compara el potencial newtoniano coherente con un medio calibrado, el mismo potencial con una suma común η, el canal de medición y retroalimentación derivado para la instalación, así como la interacción electromagnética residual. Cada modelo debe describir simultáneamente correlaciones de fase, visibilidad y espín. Los parámetros de interferencia están relacionados por una dependencia física general entre las series; el ajuste libre separado para cada experimento haría η indeterminable.

Una salida estadísticamente significativa del testigo más allá del límite de los estados no entrelazados confirmará el entrelazamiento bajo el modelo de lectura aceptado. Establecer su origen gravitacional permitirá excluir modelos comparados que no pueden crear tal efecto. Una inferencia más fuerte sobre un mediador no clásico también requiere una condición de mediación local. Un resultado cero puede significar una fase insuficiente, destrucción de la coherencia y débil sensibilidad del testigo; por sí mismo no certificará un campo clásico.

El siguiente cálculo es derivar la dinámica alternativa seleccionada para trayectorias reales y probar todo el análisis en datos artificiales con parámetros conocidos y ruido estimado independientemente. Debe establecer el número requerido de repeticiones y la frecuencia de atribución falsa de ruido ordinario al parámetro. η. Después de esto, la limitación de la desfase adicional tendrá un cierto significado físico, y la disputa sobre el mediador tendrá consecuencias experimentales comparables.

V Futuro abierto

Capítulo 20

Varios futuros de un universo

Al reconstruir el pasado a partir de la luz de objetos distantes, obtenemos gradualmente la historia de la expansión. Hay un deseo natural de continuar la curva encontrada hacia adelante. ¿Se expandirá el espacio indefinidamente? ¿Continuará la aceleración? ¿Qué áreas algún día serán capaces de intercambiar señales? Es fácil continuar el gráfico matemáticamente. Físicamente, esto requiere saber qué ley determina la parte de la historia que aún no se ha completado.

Un pronóstico futuro combina observaciones y suposiciones sobre la continuación del modelo. A veces esta suposición está bien fundada y produce consecuencias estables. A veces varias continuaciones válidas describen el pasado accesible de la misma manera. La distinción se puede hacer rigurosa: construir dos modelos clásicos ordinarios que coincidan en una cierta descripción pasada, pero que tengan una estructura causal futura diferente. Este ejemplo mostrará exactamente qué información no se puede extraer de un historial de expansión.

Qué prerrequisitos determinan el destino

La curvatura espacial no es suficiente para determinar el destino del universo. La conexión entre la geometría y el futuro depende de la composición de la energía y su presión. Con propiedades adecuadas de energía oscura, un modelo espacialmente cerrado puede expandirse indefinidamente, y uno abierto puede entrar en compresión. Krauss y Turner enfatizaron esta dependencia después del regreso de la constante cosmológica a la cosmología observacional. La geometría informa una parte importante de la estructura del mundo, pero un mayor movimiento requiere la ley de la dinámica. [154]

Si la constante cosmológica positiva persiste y finalmente domina, la expansión se acerca exponencialmente. Si la densidad del componente de aceleración comienza a disminuir lo suficientemente rápido, la aceleración puede terminar. En otros modelos, es posible un retorno a la compresión. También hay escenarios de Big Rip: con una relación presión-densidad constante menor que menos uno, en el modelo correspondiente de relatividad general, la densidad y el factor de escala divergen en un tiempo adecuado finito. Esta es una consecuencia condicional de una continuación dada, y no un final establecido del Universo observable. [155]

Las estimaciones observacionales de la ecuación de estado se refieren a épocas disponibles. Combinaciones de BAO, CMB y supernovas prueban la distancia y los historiales de expansión dentro de modelos seleccionados. Incluso una detección convincente de la evolución de la energía oscura no determinaría todas sus propiedades futuras. Lo que importa es el rango donde los datos realmente restringen la dinámica.[8]

Las parametrizaciones convenientes también tienen un alcance. Por ejemplo, describir la ecuación de estado en términos de varios coeficientes ayuda a comparar el historial de expansión reciente. Pero la continuación de tal fórmula a arbitrariamente grandes escalas futuras se convierte en una nueva suposición. Una función que describe bien el intervalo observado puede comportarse más allá de él de manera completamente diferente que el campo físico para el que se usó para describir aproximadamente. [156]

En el capítulo sobre aceleración ya encontramos una dificultad similar: la desviación en forma de campana de la ecuación de estado dio una trayectoria aceptable en el intervalo observado tarde, pero su continuación infinita condujo a una curvatura ilimitada del potencial - su segunda derivada con respecto al campo - en un valor finito del campo. Este ejemplo probó la idoneidad de una extrapolación particular. Ahora se requiere más control: ambos modelos futuros deben tener potenciales suaves en todo el rango recorrido, y la diferencia en sus horizontes debe derivarse de la asintótica. Entonces, la incertidumbre del pronóstico no puede explicarse por un defecto matemático en uno de los modelos.

La dependencia del horizonte en el futuro

El horizonte de partículas limita la región desde la cual las señales podrían haber llegado a nosotros durante la historia aceptada del Universo. El horizonte de eventos responde a otra pregunta: ¿qué señales llegarán? Para un modelo espacialmente plano con un futuro apropiado infinito, la distancia de comovimiento correspondiente está determinada por la integral:

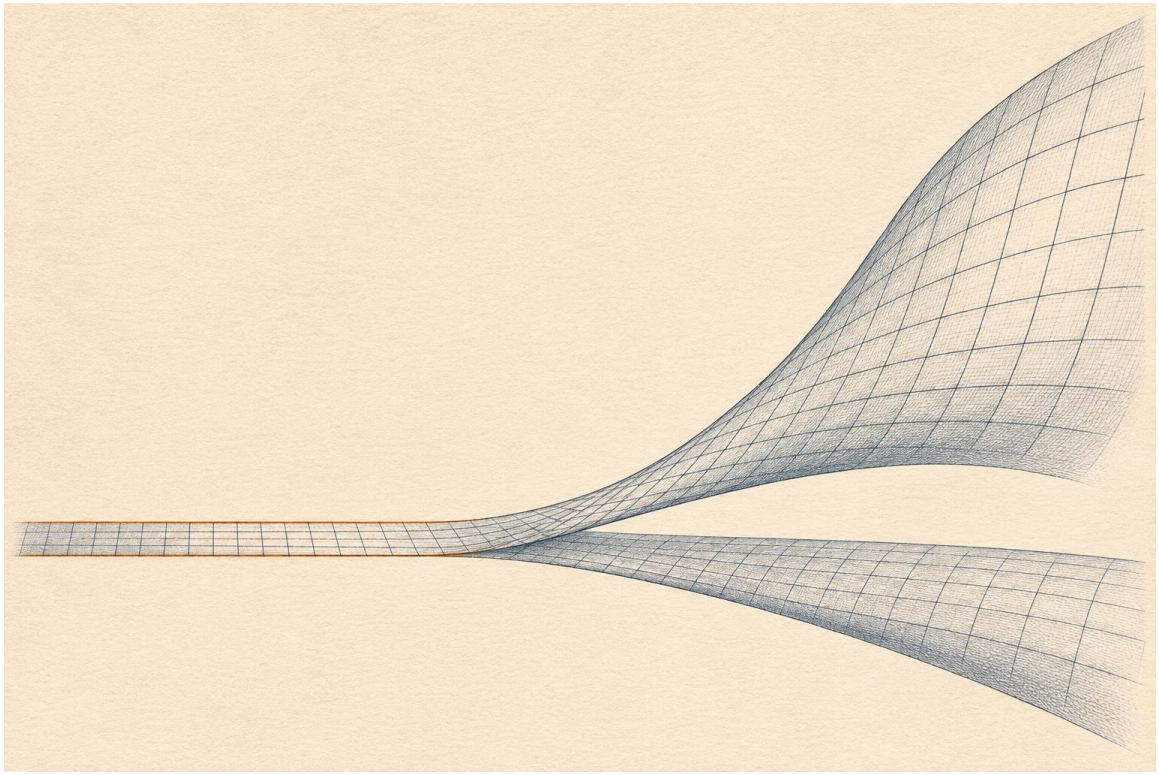
$$\chi_{\mathrm{e}}(t) = c \int_t^{\infty} \frac{dt'}{a(t')}.$$

La velocidad de la luz se denota c, y a es el factor de escala. Si la integral es finita, hay un límite a la distancia comóvil que la luz enviada en un momento dado puede viajar. Si diverge, no hay tal límite en la geometría plana ilimitada bajo consideración. Estamos hablando de la disponibilidad causal de los eventos. Incluso en ausencia de un horizonte futuro, el espacio infinito no se vuelve completamente observable en un tiempo finito.

Con la expansión exponencial, el denominador crece tan rápidamente que la integral converge. Con la característica de expansión de la ley de potencia del modelo de polvo, diverge. Por lo tanto, la aceleración observada en una época particular aún no prueba la existencia de un horizonte eterno: se necesita toda la función futura del factor de escala. La esfera del Hubble, determinada por la tasa de expansión actual, no contiene esta información.

La presencia de un horizonte también está relacionada con la termodinámica discutida anteriormente. En el espacio de Sitter, la teoría semiclásica asigna temperatura y entropía al horizonte cosmológico. Pero transferir esta descripción al futuro de nuestro Universo presupone una geometría futura correspondiente. Cambiar la ley de la evolución también puede cambiar el límite causal al que se refiere el cálculo termodinámico. [110]

Esto crea una prueba particularmente precisa de la fuerza del pronóstico. ¿Es posible construir dos mundos que se expandan igualmente en el presente, pero solo uno de los cuales tiene un horizonte futuro? La respuesta es positiva en una clase bastante amplia de modelos escalares suaves. Esto no requiere energía cinética negativa ni la destrucción del espacio en un tiempo finito.



Grabado 27. Historia general y diferentes secuelas. Una sección idénticamente representada de la historia conduce a dos posibles continuaciones. Esta es una metáfora para comparar diferentes leyes de dinámica consistentes con un pasado común; la ramificación no significa la división física del Universo. La presencia de un horizonte futuro en los modelos considerados está determinada por toda la evolución posterior, y no por un período observado de aceleración o por la aparición de este grabado.

Dos potenciales con un pasado común

Consideremos la relatividad general, un fondo homogéneo espacialmente plano, materia de polvo ordinaria y un campo escalar canónico mínimamente acoplado. El término cinético positivo estándar se llama canónico. No introducimos términos adicionales directamente relacionados con el campo de curvatura y el intercambio de energía con el polvo. Tomemos el factor de escala de hoy igual a uno. Las constantes positivas Λ, S y M tienen la dimensión de densidad de energía; La densidad del polvo disminuye como M dividido por el cubo del factor de escala. Para simplificar, omitimos la radiación: este es un modelo de demostración, y no una descripción completa de la historia caliente.

Vamos a introducir la variable N - el logaritmo natural del factor de escala - y una función de conmutación suave. Luego definimos dos posibles historias de la densidad del propio componente escalar:

$$N = \ln a, \qquad g(N) = \begin{cases} 0, & N \le 0, \\ e^{-1/N^2}, & N > 0, \end{cases} \qquad F(N) = \int_0^N g(u)\,du,$$

$$\rho_A(a) = \Lambda + Sa^{-3},$$

$$\rho_B(a) = (\Lambda + Sa^{-3})e^{-3F(\ln a)}.$$

Hasta el presente N no es positivo, la función F es igual a cero y las dos densidades coinciden exactamente. Todos sus derivados en el punto de hoy también coinciden. Después de esto, el multiplicador en el modelo B comienza a disminuir suavemente la densidad. El interruptor es inusual

porque no tiene un borde afilado en ninguna derivada. Esta es una función infinitamente diferenciable de la clase C^{∞}.

Hasta ahora sólo tenemos dos dependencias de la densidad en la expansión. Para que se conviertan en un contraejemplo físico, es necesario presentar la dinámica del campo. La ley de conservación de la energía determina la relación entre la presión y la densidad. Para cada historia, puede restaurar el movimiento de campo y su potencial:

$$w_A = -\frac{\Lambda}{\Lambda + Sa^{-3}}, \qquad w_B = w_A + g(N),$$
$$\frac{d\phi_i}{dN} = M_{\rm Pl}\sqrt{3\Omega_{\phi,i}(1+w_i)},$$
$$V_i = \frac{1-w_i}{2}\rho_i, \qquad i \in \{A, B\}.$$

Aquí. Ω denota la fracción de la energía del campo correspondiente en la densidad total, M_{Pl} es la masa de Planck reducida, y la velocidad de la luz en las fórmulas de campo se toma como unidad. La tasa de expansión se obtiene de la ecuación de Friedmann con un componente de polvo común. Esta restauración del potencial de la dinámica cosmológica tiene una base científica bien conocida. Su significado físico está limitado por los supuestos aceptados sobre la gravedad, la materia y el término cinético. [157]

Para todos los valores finitos de N, las densidades son positivas, y w de ambos modelos se encuentra estrictamente entre menos uno y uno. Esto significa que la energía cinética y el potencial son positivos. Elegimos el origen del campo de la misma manera: para N = 0 fijamos φ = 0 en ambos modelos, tomando la rama de movimiento positiva mostrada. La velocidad del campo y la tasa de expansión también coincidirán. La derivada del campo con respecto a N no se desvanece, por lo que N puede expresarse en términos de φ y obtener el potencial autónomo V(φ). No es conmutado por un reloj externo: el propio campo en movimiento alcanza nuevos valores. En el área atravesada, ambos potenciales coinciden; en el que aún no se ha completado, difieren.

La S positiva es significativa aquí. Gracias a ello, el campo ya se está moviendo en el punto de hoy. No causamos que el campo se mueva repentinamente del reposo exacto a un potencial suave. En cada modelo, su propia ley de movimiento y los datos iniciales determinan una solución única. Los futuros diferentes resultan porque los potenciales diferentes están por delante, no porque la misma ecuación seleccione arbitrariamente un resultado.

Por lo tanto, una historia de fondo homogénea coincide. Para perturbaciones iniciales idénticas, su evolución lineal también coincide, en la que se conserva el primer orden en pequeña amplitud: el potencial y sus derivados a lo largo del fondo común son idénticos. Las inhomogeneidades finitas pueden entrar en la región de diferencias potenciales antes del campo de fondo. Por lo tanto, la equivalencia no lineal exacta no se establece aquí; La equivalencia cuántica completa, incluidos los procesos no perturbativos, no se ha establecido. La cinética positiva y la velocidad de propagación canónica tampoco reemplazan un análisis de estabilidad completo.

Donde los futuros divergen

En el modelo A, la densidad de campo tiende a ser positiva Λ. El polvo se diluye, H se acerca a un valor positivo constante, y la expansión se vuelve asintóticamente exponencial. La integral del futuro camino de la luz es finita. Este modelo tiene un horizonte de eventos, aunque el tiempo adecuado continúa indefinidamente.

En el modelo B, la función g tiende a la unidad, y la diferencia entre F y N tiende a una constante finita. Esto se deduce del hecho de que la desviación de g de la unidad disminuye como el cuadrado inverso de N y tiene una integral finita en el futuro distante. Por lo tanto, el factor adicional en la densidad se comporta asintóticamente como el cubo inverso a con un coeficiente constante. La densidad A multiplicada por ella tiende a Λ. Esto significa que la densidad B en sí, y junto con ella la densidad total, disminuye como en el modelo de polvo. El factor de escala crece como el tiempo elevado a dos tercios, y la integral del camino de luz futuro diverge.

El campo en el modelo B crece ilimitadamente: su derivada con respecto a N tiende a una constante positiva. En consecuencia, la reconstrucción no descansa en el punto final futuro del campo, a través del cual sería necesario continuar por separado el potencial. Para A hay una continuación analítica suave del potencial cerca de su mínimo positivo. En ambos modelos, el futuro es infinito en su propio tiempo. La diferencia entre horizontes se establece por asintotismos, y no por la aparición de la sección final de la curva dibujada.

Por ejemplo, podemos tomar Λ = 0.699, S = 0.001 y M = 0.300 en unidades de la densidad crítica actual. Entonces ambos modelos se están acelerando, y la relación entre la presión de campo y su densidad es cercana a menos uno. Estos números se eligen con fines de demostración y no se obtienen ajustando los datos. El término de densidad de campo que disminuye como el polvo tampoco hace que sus perturbaciones sean polvorientas: el campo canónico conserva sus propias reglas de propagación.

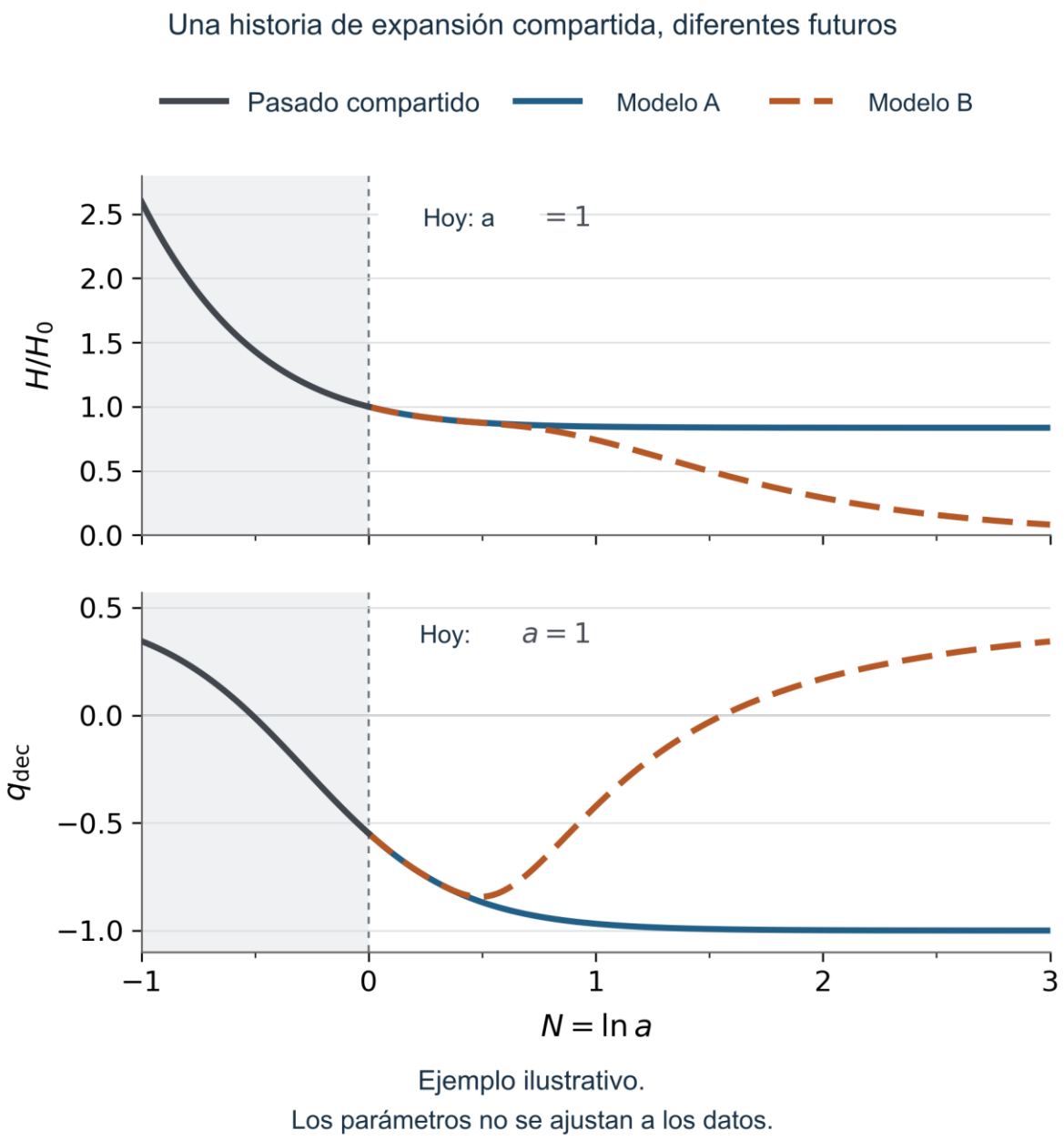


Figura 8. Historia general del pasado y dos futuras secuelas. La tasa de expansión H/H_0 y el parámetro de desaceleración se muestran como funciones de N = En una. El modelo A se acerca a la expansión exponencial, el modelo B vuelve a la desaceleración. Los parámetros son para fines de demostración y no se ajustan a las observaciones.

El pegado exacto tiene una condición matemática importante. El potencial B es suave, pero no es real-analítico en la unión. Para funciones analíticas, una coincidencia en un intervalo abierto de un dominio conectado haría que las continuaciones coincidieran. Dos funciones de la clase C^∞ pueden tener el mismo valor y todas las derivadas en un punto, aunque las funciones en sí difieren a la derecha de la misma: no se requiere la serie Taylor para restaurar una función suave. Si exigimos de antemano que ambos potenciales sean globalmente analíticos, este contraejemplo será excluido por este requisito adicional.

Por lo tanto, la construcción verifica una cierta afirmación: la historia general del pasado, junto con la dinámica lineal coincidente, no define un solo futuro en la clase especificada de modelos suaves. No es una nueva teoría de la energía oscura y no establece qué continuación es realizada por la naturaleza. Incluso en una clase analítica más estrecha, la precisión final de los datos reales sigue siendo un problema separado: las observaciones no informan los valores exactos de todas las derivadas.

Cómo comprobarlo

El contraejemplo en sí se comprueba primero matemáticamente: a partir de los potenciales reconstruidos, el campo y las ecuaciones de Friedmann deben reintegrarse con datos iniciales comunes, las soluciones con densidades dadas deben compararse y los futuros asintóticos deben verificarse. Esta reconciliación numérica tiene fines ilustrativos; la coincidencia exacta del pasado se deduce de la definición de la función, y la presencia de un horizonte se desprende de la convergencia de la integral. Las observaciones del pasado general en el contexto aceptado y la descripción lineal no podrán elegir entre estos dos potenciales.

Para la investigación física, se toma una familia dada de modelos, que ya difieren durante el período disponible de la historia. Un conjunto de parámetros debe describir las distancias, la velocidad de expansión y el crecimiento de la estructura. Se prueba contra desplazamientos al rojo espectroscópicos y BAO, luminosidades de supernova estandarizadas y lentes gravitacionales. Las calibraciones, la selección de sujetos, la distribución de materiales y las incertidumbres tempranas de la escala estándar se evalúan juntas. Luego calcula qué propiedades futuras son estables en la gama restante de modelos.

Una ruta adicional es volver a medir los espectros de las mismas fuentes distantes después de un gran intervalo de tiempo. La lenta deriva del desplazamiento al rojo cosmológico pone a prueba la dinámica de expansión a lo largo del tiempo para el observador. Loeb propuso usar, en particular, la absorción en los espectros de cuásares. Esta es una forma de diferenciar entre modelos con diferentes historias de expansión disponibles. Para nuestro par exacto A y B, la deriva instantánea calculada en el punto de hoy de la historia general es la misma. Las futuras re-observaciones podrán separarlas solo después de que haya surgido una discrepancia medible. [10]

Lo que se necesita es un espectrógrafo estable a largo plazo, una escala de longitud de onda reproducible y la comparación de múltiples fuentes. Se monitorizan los cambios en los perfiles espectrales, el movimiento del observador, las aceleraciones locales y la deriva instrumental. La idea está incluida en el programa científico del espectrógrafo ANDES que se está creando; no hay suposición aquí de una medición ya lograda o un marco de tiempo garantizado para el resultado. Los cambios artificiales en los datos y los puntos de referencia independientes deberían mostrar cuánta deriva se está recuperando realmente. [11]

Si las observaciones consistentes descartan el comportamiento requerido por el modelo, su predicción futura perderá base. Para un par exacto A y B, es necesario esperar una discrepancia accesible o justificar una clase más estrecha de potenciales por la física independiente. El siguiente cálculo para una familia diferente debe mostrar la diferencia de señal residual después de ajustar la interferencia y la probabilidad de su detección en un umbral de señal falsa dado. En un programa de medición de deriva, esta es una función de la duración de la observación, el número de fuentes y la estabilidad de calibración. Este cálculo separará la verificación alcanzable de la especulación futura.

Capítulo 21

Cómo plantear una pregunta a la naturaleza

Al principio del libro, la cuestión de un lugar para el mundo parecía casi geográfica. Bastaría con alejarse y ver dónde está su límite exterior. Poco a poco quedó claro que detrás de esta imagen se ocultaban varias tareas: determinar la estructura del espacio, restaurar la historia temprana, comprender la composición del espacio y establecer el límite de la información disponible. Cada problema requiere su propia forma de obtener una respuesta.

Ahora puede montar el programa de investigación. Su resultado debe ser una diferencia entre las observaciones previstas que quedan después de tener en cuenta el equipo real y las explicaciones alternativas. Algunos de los datos requeridos ya existen. Otras tareas requerirán nuevas instalaciones. En términos de preguntas, la primera limitación sigue siendo la teoría misma: aún no se ha llevado a una consecuencia computable.

Cuando una idea se convierte en una tarea

La frase “la energía oscura está cambiando” denota una gran clase de posibilidades. Para llevar a cabo la prueba, debe especificar el campo, su dinámica, las conexiones con la materia y las condiciones iniciales. El historial de expansión, las perturbaciones y los posibles efectos de laboratorio pueden calcularse. Estrechar la declaración limita el alcance de la conclusión, pero le da certeza.

Es útil anotar cuatro cosas: qué modelo estamos probando, qué parámetros deben seguir siendo comunes, qué mide exactamente el instrumento y qué resultados no puede explicar el modelo. En el futuro, se agrega una descripción de los errores y el rango de aplicabilidad. Tal documento permite a otro investigador repetir el análisis y verificar si los compromisos originales permanecen después de la exposición a los datos.

Las condiciones para el fracaso del cálculo también son importantes. Un modelo puede volverse inestable, caer fuera de los límites de una teoría efectiva o perder poder predictivo debido a demasiadas funciones libres. Estos son resultados significativos. Ocurren antes de la comparación del cielo y muestran qué física adicional se necesita para continuar trabajando.

También se debe distinguir entre una descripción exitosa y una nueva predicción. Si una función con un gran número de parámetros se ajusta a una curva medida, la mera proximidad a esta curva no prueba la explicación. Una prueba más fuerte ocurre cuando los parámetros encontrados determinan otro efecto que no se usó en la selección. Es por eso que el requisito de parámetros comunes para diferentes observaciones se ejecuta a través del libro.

Un mecanismo a través de varias mediciones

Tomemos un campo escalar que varía con los tiempos cosmológicos. Si está asociado con el sector electromagnético, su movimiento puede influir en las transiciones atómicas. La historia de la distancia, la comparación del reloj y la espectroscopia astrofísica exploran potencialmente diferentes aspectos del mismo modelo. Pero los relojes generalmente limitan una combinación de fuerza de acoplamiento y la velocidad de cambio del campo, en lugar de una constante universal que es la misma para todas las teorías posibles. [158] [60]

Aquí es donde surge una pregunta de investigación específica. ¿Existe una región de potencial y parámetros de interacción que reconcilie el fondo cosmológico, el crecimiento irregular, las mediciones de frecuencia local y las pruebas de caída libre? Para responder, es necesario derivar las conexiones correspondientes, tener en cuenta la posible diferencia entre el campo local y el cosmológico, y calcular la dependencia compuesta de la fuerza adicional. De lo contrario, la combinación de datos solo creará la apariencia de una restricción más estricta. [61]

Una lógica similar se aplica a las perturbaciones tempranas. Un cambio corto en las propiedades ambientales puede dejar características en el espectro de potencia y correlaciones más complejas. Debemos calcular ambas formas a partir de una acción o un estado seleccionado. Agregar arbitrariamente una curva ondulada a cada estadística no prueba el mecanismo general. Debe haber relaciones obligatorias entre las características que pueden ser refutadas independientemente. [89] [90]

Para la materia oscura, un parámetro común puede conectar objetos completamente diferentes. La dependencia de la velocidad de la autodispersión debería funcionar para conjuntos de galaxias y grupos oscuros de lentes. La masa del campo ultraligero y su fracción cosmológica deben coordinar la supresión temprana de la estructura y la dinámica interna tardía de los sistemas estelares. Las historias astrofísicas varían, por lo que la microfísica general se prueba junto con la distribución de estas historias, en lugar de requerir que todos los objetos tengan los mismos perfiles.

En el programa para el origen de la materia, un conjunto de masas e interacciones de nuevas partículas neutras debe pasar simultáneamente restricciones de laboratorio y generar la asimetría deseada en una historia temprana dada. Si la asimetría observada no se incluye en todo el conjunto factible de parámetros permitidos, el escenario elegido falla. La discrepancia entre un punto conveniente no da tal conclusión. [51]

¿Qué significa distinguir entre dos modelos?

Supongamos que un dispositivo mide la velocidad de algún proceso. Parte del resultado se debe al fondo desconocido, y parte se debe a la nueva interacción, cuya magnitud queremos determinar. El modelo condicional se puede escribir de la siguiente manera:

$$R_i = b_i + \eta s_i$$

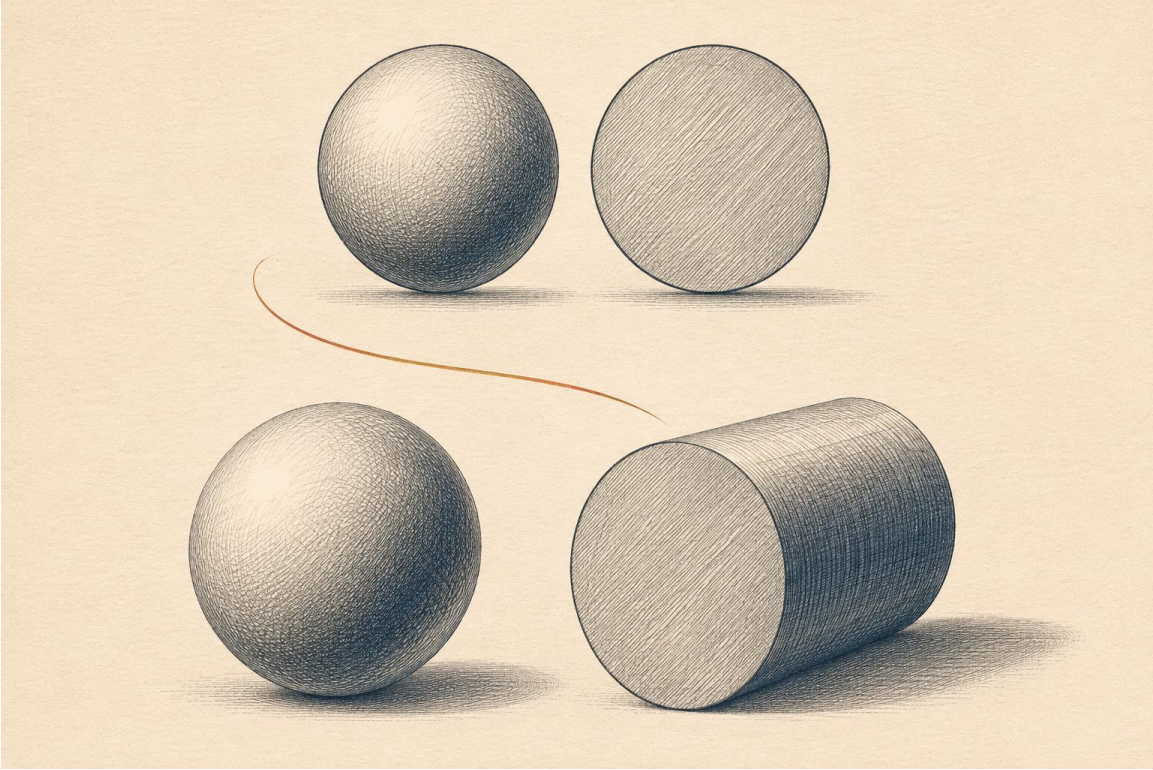
R indica la velocidad medida, b es el fondo, s es la respuesta calculada al ajuste seleccionado, y η es la fuerza desconocida del efecto. Si a cada medición se le permite su propio fondo desconocido, diferentes valores de η puede compensarse variando b dentro del intervalo de parámetros permitido. El instrumento es capaz de medir R con mucha precisión, pero esta precisión por sí sola no separará la causa de la señal. La condición de no negatividad de las contribuciones individuales a veces nos permite obtener un límite superior conservador para el efecto, mientras mantenemos la incertidumbre de su magnitud real.

Ahora agregue un control físico. Deje que dos ajustes cambien s mientras el fondo permanece igual a una precisión establecida independientemente. Al restar los resultados se aísla la contribución de η porque el fondo compartido se cancela. La verdadera dificultad radica en esa suposición de fondo compartido. Es necesario comprobar si los ajustes de conmutación cambian la temperatura, el acoplamiento electrostático, la eficiencia de lectura u otro factor relevante.

Este ejemplo muestra la diferencia entre una señal débil y un parámetro no identificable. En el primer caso, la precisión adicional puede ayudar. En el segundo, es necesario cambiar la configuración del experimento, medir el fondo de forma independiente o introducir una conexión

razonable entre los ajustes. La contribución libre desconocida no puede eliminarse simplemente aumentando el tiempo de adquisición.

Para los datos cosmológicos, sucede lo mismo, aunque en lugar de contar las tasas, se consideran los espectros, las distancias y las funciones de correlación. Diferentes parámetros físicos pueden compensar la influencia de cada uno. La observación adicional es útil cuando depende de manera diferente de estos parámetros. Dos mediciones muy precisas de casi la misma combinación pueden dejar la pregunta principal sin respuesta.



Grabado 28. Nuevo ángulo de medición. Dos formas diferentes pueden producir una proyección similar desde la misma dirección de visualización. El ángulo adicional revela una diferencia que no se elimina solo por la nitidez de la imagen anterior. Esta analogía geométrica explica la degeneración de los parámetros: la utilidad de un nuevo experimento depende de la combinación de causas físicas que permite probar.

El cálculo de la deriva del corrimiento al rojo en el capítulo 8 da un ejemplo numérico. Para la misma H_0 y fracción de materia, el campo escalar cambia notablemente el cambio predicho. Pero el modelo con la constante cosmológica se aproxima a la misma curva si permitimos que tenga diferentes valores para estos parámetros. Esta no es una razón para seleccionar nuevos valores de H_0 de acuerdo con el gráfico ilustrativo. Esto es una indicación de qué datos independientes deben incluirse en el análisis general. Una vez que se agregan, el ajuste compensatorio debe pagar por su desacuerdo con las mediciones de las distancias y la composición del Universo.

¿Qué medida debe tomar a continuación?

Una vez que se encuentra la degeneración, la siguiente pregunta se refiere a una nueva observación. Necesitas entender qué parte de la incertidumbre elimina. Si dos mediciones son sensibles a la misma combinación de parámetros, un aumento en la precisión puede hacer poca

diferencia en las comparaciones de modelos. Otra medida, bastante cruda en sí misma, puede limitar precisamente la libertad gracias a la cual un competidor reproduce datos anteriores.

El suplemento computacional aclara qué mediciones independientes podrían restringir los ajustes de parámetros de compensación. En ocho corrimientos al rojo seleccionados, perfilamos el modelo cosmológico-constante sobre H_0, Ω_{m0}, y un desplazamiento de velocidad común B, usando la covarianza completamente especificada. Durante un intervalo de veinte años, con un error independiente de 1 cm/s y un modo correlacionado de 0.5 cm/s, la discrepancia perfilada Q es 0.316615. Una restricción externa hipotética $H_0 = 70 \pm 1$ km/s/Mpc lo eleva a 1.565071; una restricción separada $B = 0 \pm 0.1$ cm/s rendimientos solamente 0.331525. La aplicación de ambos da 3.420077. Esto demuestra cómo las restricciones se complementan entre sí dentro de esta configuración; no clasifica los instrumentos reales.

Q aquí mide la diferencia residual de dos predicciones sin ruido añadido después de ajustar los parámetros permitidos y teniendo en cuenta las restricciones externas condicionales. No se puede convertir a sigma sin definir por separado el criterio estadístico, generar los datos, verificar la tasa de decisión falsa y la potencia. Para seleccionar el próximo experimento real, uno también necesitará costo, precisión alcanzable, dependencias de errores sistemáticos y la posible dependencia de estimaciones externas de H_0 en el propio modelo cosmológico que se está probando.

En este cálculo, las restricciones externas se especifican como mediciones Gaussianas independientes centradas en los valores de entrada. El ruido aleatorio no se está reproduciendo todavía. Por lo tanto, la ganancia Q habla de la geometría y el peso de las restricciones, pero no establece la tasa de error en los datos reales. Antes de transferir el resultado a un proyecto observacional, es necesario crear conjuntos de catálogos artificiales de ambos modelos y probar el procedimiento con una regla de decisión preseleccionada.

La utilidad de un proyecto también se puede determinar a través del cambio esperado en las probabilidades del modelo. Esta prueba bayesiana se describe en el apéndice matemático, pero requerirá distribuciones de parámetros, probabilidades de competencia y un modelo de datos completo. No coincide con la divergencia perfilada de las curvas medias. La separación de estas dos tareas le permite aumentar gradualmente la complejidad del estudio mientras mantiene un control claro sobre cada paso.

El mapa obtenido del ejemplo hipotético da la dirección para el siguiente trabajo. Uno puede preguntarse qué es más beneficioso en el presupuesto anunciado: un nuevo rango de desplazamiento al rojo, un intervalo más largo, una escala absoluta independiente o una mejor calibración. La respuesta no puede ser elegida de antemano. Depende de las fuentes disponibles y de cómo cambian los errores con el diseño experimental. En el siguiente capítulo, veremos qué parte de este cálculo se puede transferir a la IA y cómo verificar su resultado.

Tres problemas de investigación

El primer problema se refiere a un breve evento en el Universo temprano. Es necesario elegir dos modelos completamente definidos: por ejemplo, un cambio corto en la velocidad de propagación de perturbaciones y un estado inicial excitado específico. La primera etapa es establecer una región en la que sus espectros normales estén próximos dentro de los límites de precisión disponibles. Después de esto, calcule las diferencias en las predicciones de biespectros y polarización, transfiéralas a través de la evolución cósmica adicional y el modelo de observación. El resultado debe ser un rango de parámetros dentro del cual las estadísticas adicionales realmente diferencian los mecanismos.

En tal proyecto, es necesario fijar por adelantado las formas de control y el método de tener en cuenta las frecuencias, fases y otros parámetros que se están clasificando. La característica encontrada después de una búsqueda extensa requiere una calibración estadística apropiada. Incluso distinguir con éxito este par de modelos no probará la unicidad de la explicación entre todas las teorías concebibles. Dará un resultado más estrecho, pero reproducible sobre los dos mecanismos declarados.

El segundo problema conecta la microfísica de la materia oscura con dos poblaciones de objetos. Una vez elegida la dependencia de la sección transversal autodispersada de la velocidad, se debe construir la distribución de las historias de halo y calcular simultáneamente las características cinemáticas y de la lente. Algunos objetos se utilizan para determinar los parámetros, y algunos se utilizan para la verificación independiente. El resultado más importante aquí es la capacidad de predecir la distribución de nuevas observaciones, incluida la dispersión, y no solo la curva de éxito promedio.

Si la distribución de historias resulta ser demasiado suelta, debe averiguar qué observaciones adicionales lo están limitando. Los datos sobre las estrellas, el gas y el medio ambiente pueden reducir esta incertidumbre. Un aumento en el número de parámetros es permisible solo junto con una evaluación de cuántas nuevas conexiones observadas se retienen. De lo contrario, la hipótesis de una microfísica unificada seguirá siendo una superestructura formal sobre los ajustes independientes de cada objeto.

El tercer problema continúa el cálculo del campo escalar a partir del capítulo 8. El potencial restaurado debe incluirse en un modelo completo de perturbaciones y conexiones con la materia ordinaria. Las distancias, el crecimiento de la estructura, las relaciones de frecuencia y las violaciones esperadas de la universalidad de caída libre deben calcularse conjuntamente. Para un sector oscuro conectado, es necesario tener en cuenta el intercambio de energía ya al nivel de ecuaciones de fondo y perturbaciones. No puede usar automáticamente fórmulas de campo no relacionadas para ello.

El mismo problema incluye el siguiente cálculo para la deriva de desplazamiento al rojo. Necesitamos reemplazar las ocho mediciones teóricas de la aplicación con una lista real de absorbentes y transiciones espectrales, determinar la precisión de cada una de ellas y relacionar los errores de calibración entre épocas. La diferencia máxima entre las dos curvas fijas fue de aproximadamente z=0.78; espectroscopia óptica convencional basada en tierra del Lyman-α El bosque opera a desplazamientos al rojo sustancialmente más altos. Por lo tanto, no puede simplemente pedir más tiempo en un dispositivo. Combinaciones de mediciones ópticas y de radio, los beneficios de restricciones independientes H_0, y esas instrucciones para mejorar la precisión que realmente reducen la degeneración deben compararse. [14] [13]

Una parte separada de este trabajo será la comprobación de la estabilidad física y la continuación aceptable del potencial. Nuestra ilustración gaussiana muestra por qué una historia exitosa a nivel local no garantiza la continuación regular en toda la gama del campo. Un buen resultado será un dominio modelo consistente con un alcance de aplicabilidad declarado o una incapacidad comprobada para cumplir con sus obligaciones. El programa completo y las convenciones matemáticas se recogen en los apéndices.

Las tres tareas requieren, en primer lugar, cálculos y análisis de los tipos de datos ya disponibles. Programas más distantes están asociados con nuevos modos de medición. Para el entrelazamiento gravitacional es necesario combinar una fase gravitatoria suficientemente grande con el control de las

interacciones no gravitatorias y la pérdida de coherencia. Para la deriva del desplazamiento al rojo, mantenga una escala de frecuencia comparable entre las observaciones separadas en el tiempo. Para buscar la topología, calcule la covarianza total de las señales con máscaras reales y ruido. En cada caso, el objetivo técnico está determinado por la forma de la señal esperada.

Cómo comprobarlo

El procedimiento de investigación en sí debe ser revisado. En primer lugar, se crea un conjunto de datos artificiales en el que se conoce el modelo verdadero. Incluye ruido, selección, máscara de observación y efectos sistemáticos realistas. El análisis se realiza de la misma manera que se pretende aplicar a los datos reales. Tal experimento muestra con qué frecuencia el método declara un efecto donde no hay ninguno, y con qué frecuencia pierde una señal que realmente está presente.

Las pruebas en un modelo de fondo especificado erróneamente son especialmente útiles. Se puede agregar un error de calibración controlado, cambiar la distribución de las historias astrofísicas o introducir una correlación de ruido no planificada. Si el procedimiento llama confiadamente a cada uno de esos efectos nueva física, su sensibilidad no es lo suficientemente significativa. Es necesario ampliar las observaciones de control o limitar honestamente el alcance de la inferencia.

A continuación, parte de las observaciones se guardan para la verificación, que no participó en la selección de los parámetros. La regla de división se selecciona antes de ver el efecto deseado. Para los datos cosmológicos acoplados, la simple división aleatoria de las filas del catálogo puede no ser suficiente: las calibraciones generales y los modos a gran escala preservan la dependencia. Se debe tener en cuenta la estructura estadística real de los datos.

El resultado nulo debe ir acompañado de un mapa de sensibilidad. Indica qué amplitudes y rangos de parámetros podrían detectarse y cuáles permanecieron virtualmente indistinguibles del fondo. Un resultado positivo debe soportar un procesamiento independiente, cambios en los modelos de taxonomía válidos y pruebas de implicaciones obligatorias adicionales. Un único valor de conveniencia de significación estadística no reemplaza este trabajo.

Finalmente, debe hacer que el resultado sea reproducible: guardar versiones del modelo, normalizaciones, datos de entrada, condiciones de selección y código. El paquete computacional contiene programas para la deriva de desplazamiento al rojo, transferencia de onda uniforme y control oscilatorio. Programas adicionales prueban reconstrucciones de fondo, crecimiento, dinámica de fases y traducciones de escala. Para los ejemplos restantes, el apéndice matemático especifica fórmulas, entradas y límites de salida. El kit le permite repetir los controles enumerados y distinguirlos de las observaciones que aún no han sido analizadas.

Así es como se ve un pequeño paso más allá del borde del conocimiento. Primero, la formulación de la pregunta cambia: aparecen nuevas variables, una relación diferente entre las observaciones o una clase de modelos previamente inexplorados. A este paso se le da entonces una forma en la que puede encontrar resistencia a los datos. La continuación más valiosa del libro comenzará donde uno de estos cálculos proporciona una respuesta que no previmos de antemano.

Capítulo 22

Cosmología con IA

Un libro de investigación puede transmitir más que un conjunto de ideas a la próxima generación. Es capaz de dejar problemas con entradas definidas, alcance, respuestas de control y condiciones de falla claras. Luego, el científico que trabaja con la inteligencia artificial comienza con una base comprobable. Puede cambiar la suposición, ver qué conclusión desaparece y decidir qué cálculo o medición realmente se debe hacer a continuación. Tal base le permite acumular resultados sin convertir cada nuevo intento en una repetición de todo el trabajo anterior.

En este capítulo damos un primer paso limitado. Para la deriva del corrimiento al rojo, se hizo un mapa de discriminabilidad de dos modelos cosmológicos dados. Para perturbaciones tempranas y materia oscura, se han formulado los siguientes problemas, pero aún no se han llevado al análisis de observaciones. La inteligencia artificial no fue entrenada en estas tareas dentro del alcance del libro; las evaluaciones de la precisión de las redes neuronales y las afirmaciones sobre el descubrimiento de nueva física están ausentes aquí. Se propone un diseño de investigación en el que cada mejora posterior se puede comparar con un cálculo de referencia abierto.

Tres roles diferentes de la inteligencia artificial

La primera función es la de asistente de investigación. El sistema busca la definición requerida, sugiere una transformación de la ecuación, escribe un programa, enumera posibles degeneraciones y selecciona un contraejemplo. El resultado útil de este trabajo debe existir por separado del diálogo: en forma de salida, código, una tabla o un documento que indique los supuestos subyacentes. Si el texto parece convincente, pero el cálculo no se puede reconstruir a partir de él, aún no se ha convertido en un resultado científico. La velocidad de preparación de tal texto no dice nada acerca de la corrección del modelo físico.

Se necesita un procedimiento de verificación simple aquí. En primer lugar, la pregunta y las aproximaciones aceptables son fijas. Las dimensiones, los signos, los casos limitantes y la conservación de los parámetros generales se comprueban de forma independiente. El programa se compara entonces con la respuesta obtenida por otro método. La IA puede sugerir todas estas acciones, pero la prueba no debe consistir en preguntar al mismo sistema nuevamente si está de acuerdo con su propia respuesta. Un compromiso computable más fiable: cuando se desactiva una nueva interacción, el límite conocido debe restaurarse con una precisión numérica dada.

La segunda función es el emulador. El solucionador numérico completo recibe los parámetros físicos y calcula la cantidad observada; el emulador aprende a aproximarse rápidamente a esta pantalla. Su entrada puede ser las densidades de componentes y parámetros del espectro inicial, y la salida puede ser un conjunto de espectros de potencia. La aceleración es especialmente útil cuando el mismo tipo de cálculo debe repetirse muchas veces. Sin embargo, una nueva teoría, un nuevo rango de parámetros o un modelo de instrumento diferente puede mover el problema más allá del conjunto de entrenamiento.

El tercer papel es resolver el problema inverso de las simulaciones, la inferencia basada en la simulación o SBI. El simulador crea posibles observaciones dados los parámetros dados; el modelo entrenado se aproxima a las conexiones entre parámetros y datos necesarios para la inferencia. Puede estimar la distribución posterior, la función de verosimilitud o la razón de verosimilitudes cuando el

cálculo directo del valor deseado es difícil. Esta familia de métodos está asociada con un generador de datos específico y un conjunto de suposiciones. Una visión general de sus desarrolladores explica qué problemas inversos abren esta posibilidad. [159]

Confundir estos roles crea falsas expectativas. El código bien escrito aún no prueba el emulador; un emulador preciso aún no verifica la física del solucionador original; Una cuidadosa restauración de los parámetros del Universo artificial aún no muestra que el Universo real esté estructurado de la misma manera. En nuestro conjunto de problemas estos niveles están separados. Para cada uno, se indican las entradas requeridas, el error controlado y el resultado, que se puede considerar la finalización del trabajo. Esto permite el uso de diferentes sistemas de IA sin cambiar el significado de la tarea de investigación en sí.

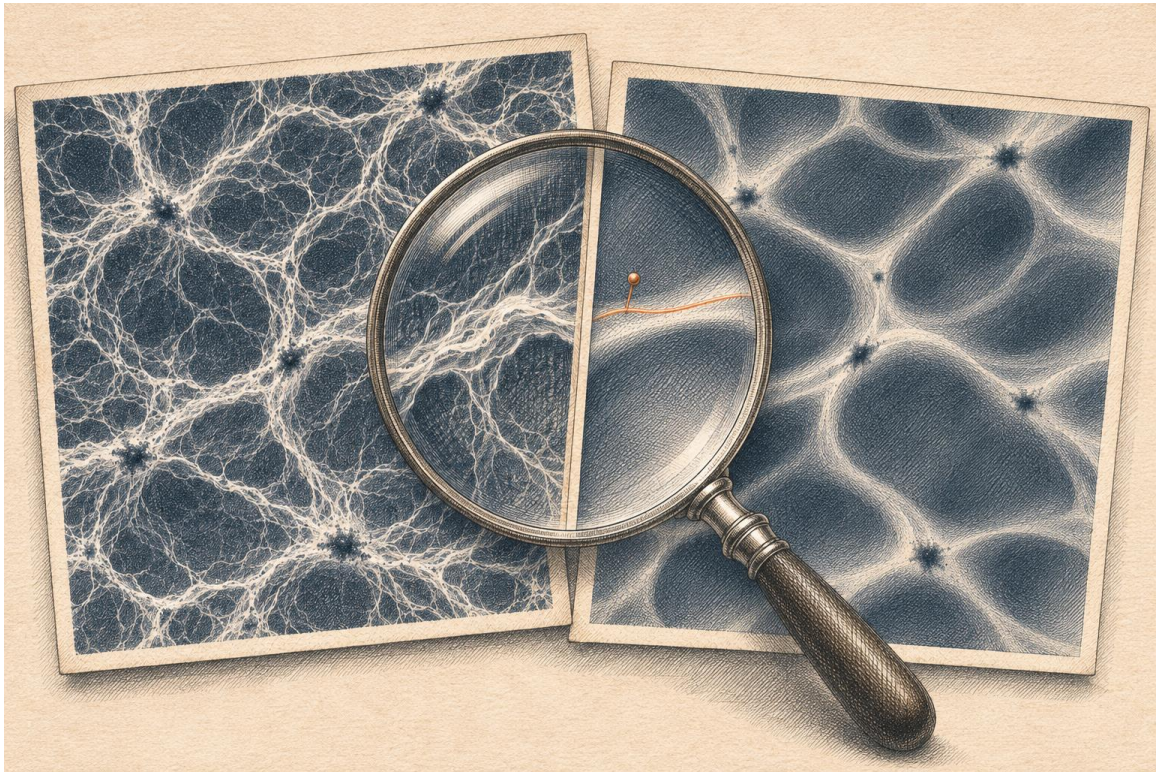
Acelerar los cálculos y preservar la física

Un ejemplo práctico de emulación es dado por CosmoPower. El documento sobre el proceso completo de emulación e inferencia cosmológica analiza la preparación, empaquetado y prueba de solucionadores aproximados para modelos específicos y rangos de parámetros. Un principio útil para nuestro libro aquí es que, junto con un predictor rápido, se debe compartir información sobre lo que se aproxima y dónde se ha probado. El uso de un emulador listo para usar no significa que un nuevo campo escalar arbitrario ya esté incluido en su entrenamiento. Tal extensión requerirá nuevos cálculos de referencia y verificación por separado. [160]

El control que proponemos comienza con una muestra seleccionada de puntos que el entrenamiento no vio. En él, debe medir el error en las observaciones predichas y luego verificar cuánto este error cambia la conclusión sobre los parámetros físicos. Un gran error raro cerca del límite de la región permitida puede ser más significativo que un pequeño error promedio en todo el volumen. Por lo tanto, debe publicarse la distribución de los errores y los casos específicos de fallos. Si la precisión de la emulación es insuficiente, el punto en disputa debe ser recalculado por el solucionador original y la diferencia debe almacenarse en el registro de verificación.

Otro ejemplo útil es el proyecto CAMELS, en el que las simulaciones relacionan los cambios en los parámetros cosmológicos con los cambios en las prescripciones astrofísicas. El trabajo original compara las realizaciones hidrodinámicas con diferentes descripciones de los procesos de formación y evolución de galaxias. Esto muestra la posibilidad práctica de estudiar la dependencia de la producción en cosmología y astrofísica simultáneamente. Para el programa propuesto aquí, tales conjuntos sirven como modelo para organizar un experimento. No entrenamos el algoritmo en CAMELS y no obtuvimos nuevas restricciones sobre la materia oscura de este proyecto. [161]

En el trabajo futuro, algunas de las implementaciones deberían permanecer completamente fuera del alcance de la capacitación. Es importante separar las muestras no solo por números iniciales aleatorios, sino también por requisitos físicos, si es la resistencia a ellas la que se está probando. Un algoritmo que funciona con éxito con nuevas implementaciones del simulador anterior puede cometer errores después de cambiar la retroalimentación de estrellas o núcleos activos. Esta transferencia debe comprobarse por separado. Sin embargo, varios simuladores de consonantes no cubren todos los errores posibles: pueden usar la misma aproximación, que no está presente en la naturaleza.



Grabado 29. Cálculo rápido y estándar exacto. Se comparan dos imágenes convencionales de la estructura como un cálculo de referencia y su aproximación rápida. El área resaltada le recuerda que verifique si hay errores locales, incluidos casos raros de fallas. El grabado no representa los resultados del entrenamiento de IA en el libro: explica el procedimiento futuro para comparar el emulador con el ordenador original.

Por qué una calibración adecuada no es suficiente

La inferencia bayesiana conecta el modelo seleccionado, los datos y la información previa. Si los parámetros físicos se denotan por θ y la observación por x, entonces su notación habitual es:

$$p(\theta \mid x, M) = \frac{p(x \mid \theta, M)\, p(\theta \mid M)}{p(x \mid M)}$$

El símbolo M es significativo aquí. Incluye una descripción física, un generador de observación y convenciones de error. Incluso un cálculo perfecto del lado derecho permanece condicional con respecto a M. Para una nueva hipótesis cosmológica, es necesario estudiar por separado la precisión computacional del método y la suficiencia del modelo en sí. De lo contrario, un intervalo de parámetros estrecho puede expresar confianza dentro de una familia demasiado restringida de mundos artificiales. La sospecha de tal efecto se verifica expandiendo la configuración y las observaciones independientes, y no solo aumentando la muestra de entrenamiento.

La calibración basada en simulación, SBC, propone controlar el algoritmo sobre los parámetros y los datos generados a partir de una distribución conjunta declarada. Se comprueba si la posición del parámetro que generó los datos entre las muestras posteriores es consistente con la distribución de rango esperada. El método es útil para encontrar errores computacionales. Pero la calibración exitosa contra un simulador dado no establece la verdad física de ese simulador y no garantiza un buen comportamiento en cada rango de parámetros pequeño. Son los límites de esta conclusión los que deben acompañar el resultado de la prueba. [162]

El trabajo de Alokda, Porciani y Eggemeier sobre la derivación de la no gaussianidad primaria examina un ejemplo específico donde la prueba de cobertura promedio por sí sola no es suficiente. Los autores comparan el método de red neuronal con la inferencia mediante una verosimilitud explícita y consideran el comportamiento de las distribuciones para parámetros fijos. En los casos estudiados, la combinación del espectro de potencia y el biespectro podría producir distribuciones de redes neuronales más amplias que la inferencia mediante una verosimilitud explícita utilizada, aunque la prueba promedio habitual no reveló el problema. Este es el resultado de una cierta comparación de métodos; no es evidencia del fracaso general del SBI, ni constituye una prueba de transferencia entre diferentes simuladores. [163]

Para nuestros propósitos, esto implica un requisito específico para el futuro protocolo. Es necesario verificar por separado la recuperación de parámetros en diferentes áreas, la sensibilidad a los límites de la distribución anterior y el comportamiento al combinar estadísticas. Las pruebas predictivas también deben realizarse en características que no se utilizaron durante el entrenamiento. Finalmente, se requieren pruebas en un modelo de error diferente o un generador físico diferente. Dicha prueba examina la resistencia a una no conformidad declarada; incluso su éxito deja la posibilidad de un error común desconocido entre todos los generadores seleccionados.

Mapa de la distinguibilidad de dos mundos

Antes de entrenar un sistema complejo, es útil resolver un problema más simple: ¿hay una diferencia en las observaciones seleccionadas que no puede ser absorbida por el ajuste de parámetros? En el capítulo sobre la energía oscura, se construye un ejemplo de un campo escalar con una breve desviación de la ecuación de estado de la constante cosmológica. Su predicción de deriva sin ruido añadido se compara ahora con la familia de modelos ΛCDM. Ocho puntos están ubicados en z = 0.25; 0.5; 0.75; 1; 1.5; 2; 2.5 y 3. Esta es una cuadrícula ficticia y no una lista de objetivos espectroscópicos reales.

En el caso de la competencia, H_0, La fracción de materia Ω_{m0}, y el desplazamiento adicional total B varía libremente. El parámetro B representa la componente constante desconocida del desplazamiento de velocidad. Además del error independiente de cada punto, se introduce un modo correlacionado, dependiendo del corrimiento al rojo. Su forma y amplitud se anuncian con antelación. Por lo tanto, puede reproducir el resultado y luego ver cuánto cambia con una covariable diferente. La suposición de correlaciones es parte del problema, no una configuración oculta del cálculo.

$$C_{ij} = \sigma^2 \delta_{ij} + \tau^2 u_i u_j, \qquad u_i = \frac{z_i - \bar{z}}{\max_j |z_j - \bar{z}|}, \qquad \tau = 0.5 \text{ cm/s}$$

El error independiente σ se refiere al cambio de velocidad acumulado y es el mismo para los ocho puntos. Un modo correlacionado describe una amplitud aleatoria con media cero y una distribución gaussiana. Su efecto ya está incluido en C. El B libre actúa igualmente en todos los puntos; difiere del modo no uniforme centrado u. La covarianza se considera conocida y no cambia al seleccionar parámetros cosmológicos. Un instrumento real requerirá una descripción más compleja, que debe derivarse de las características de los espectros y el control de la estabilidad de las mediciones.

Sea y el vector de desplazamientos sin el ruido añadido del modelo escalar, y fΛ la predicción del modelo con la constante cosmológica. Para cada combinación de precisiones, se calcula la

discrepancia mínima al cuadrado. Además, puede especificar una restricción Gaussiana externa independiente condicional H_0 con centro 70 km/s/Mpc y ancho sH:

$$Q_* = \min_{H_0,\Omega_{m0},B} \left[\left(\mathbf{y} - \mathbf{f}_\Lambda - B\mathbf{1}\right)^\mathsf{T} C^{-1} \left(\mathbf{y} - \mathbf{f}_\Lambda - B\mathbf{1}\right) + \frac{(H_0 - 70)^2}{s_H^2} \right]$$

Sin una restricción externa, falta el último término. Esta fórmula utiliza un método de perfilado bien conocido, y la novedad del ejercicio radica en la formulación específica y los resultados calculados. Q muestra cuánta disimilitud queda después del ajuste. No es un número sigma, probabilidad de detección o ganancia de información esperada. Para tales conclusiones, se necesita otro cálculo: datos aleatorios de ambos modelos, una regla de decisión predeterminada y una verificación de la frecuencia de sus errores. Aquí solo se realiza la etapa determinista.

Durante veinte años en σ = 1 cm/s, Q = 0.316615 fue obtenido. El modelo Λ ajustado selecciona H_0 alrededor 55.66 km/s/Mpc, Ω_{m0} alrededor 0.3232 y B alrededor 0.2403 cm/s. Estos números no son estimaciones de los parámetros del Universo real. Muestran cómo, al cambiar los parámetros permitidos, el modelo alternativo se aproxima a la curva seleccionada. Limitación condicional H_0 = 70 ± 1 km/s/Mpc aumenta el mínimo a Q = 1.565071: la compensación previa se vuelve demasiado cara según la función de ajuste adoptada.

El resultado de la comprobación conjunta es especialmente útil. Si limitamos B por separado al valor 0 ± 0.1 cm/s, solo obtenemos Q = 0.331525. Si añadimos la misma restricción a la restricción externa sobre H_0, obtenemos Q = 3.420077. Esto significa que el efecto de la calibración depende de qué otras libertades de ajuste se hayan eliminado ya. En este problema, las dos restricciones se complementan. Este comportamiento no puede deducirse de una lista aislada de precisiones: hay que calcularlo para el modelo conjunto y el sistema común de errores.

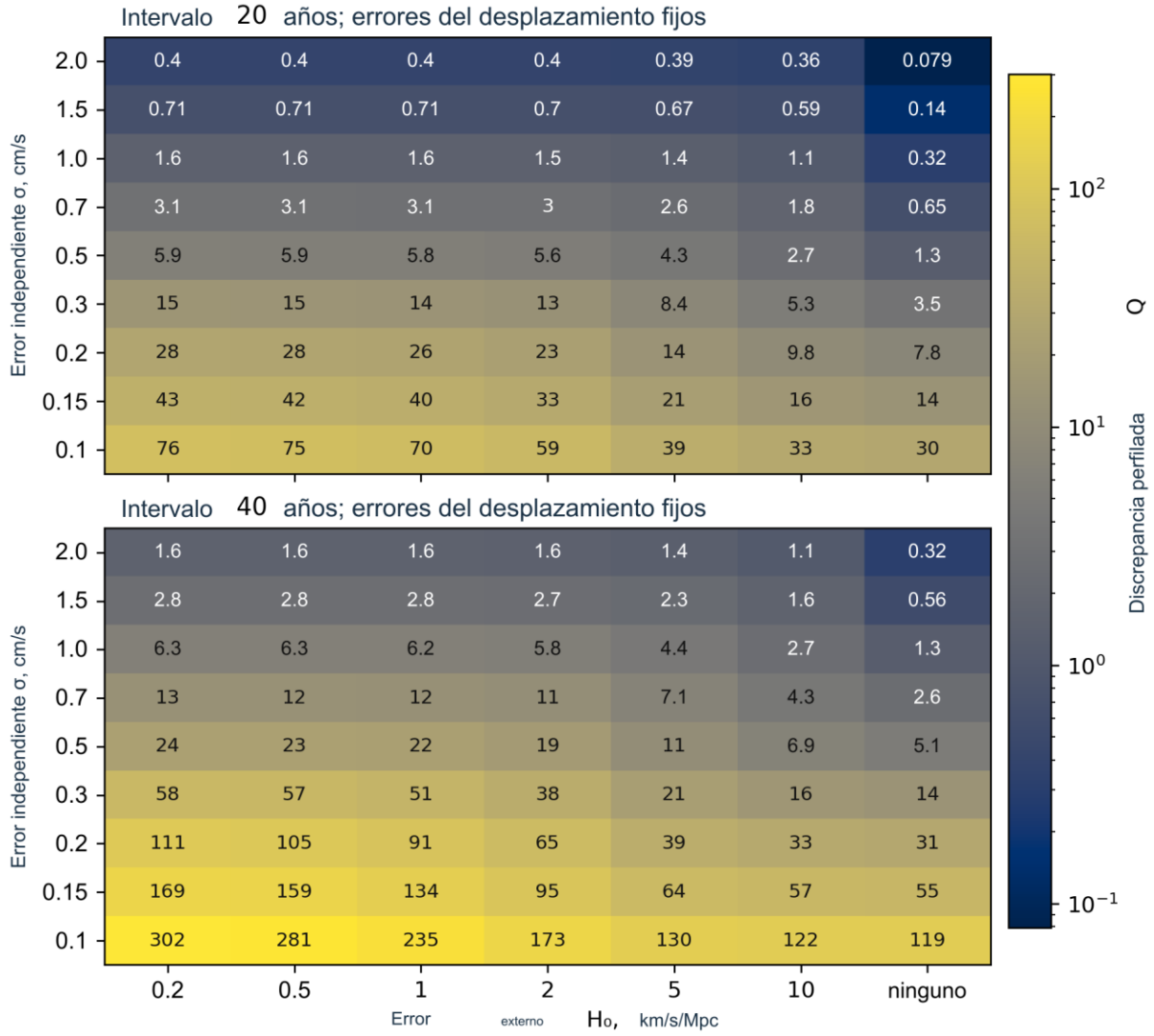


Figura 9. Mapa de divergencia perfilada Q: dos duraciones de observación, nueve errores σ independientes, siete opciones de restricción externas H_0. La amplitud correlacionada τ = 0.5 cm/s es fijo; "no" significa que no hay límite externo H_0. Cuando se mueve de 20 a 40 años, se conservan los errores en el desplazamiento de velocidad acumulado. Este es un mapa condicional, no un pronóstico del dispositivo; Q no es estadísticamente significativo. Los valores y supuestos completos están disponibles en el apéndice computacional.

Un total de 126 combinaciones, y las comparaciones adicionales también incluyen la restricción condicional $\Omega_{m0} = 0.3 \pm 0.01$. Al pasar de veinte a cuarenta años, la covarianza del cambio de velocidad se conserva artificialmente. Sin restricciones externas, Q aumenta exactamente cuatro veces: la señal y el B óptimo se duplican, la medida cuadrática se cuadruplica. Esta es una revisión útil del programa. El beneficio real de la observación a largo plazo puede diferir debido al envejecimiento del instrumento, los cambios de muestreo, las correlaciones de errores y los costos de la espectroscopia repetida.

con σ = 0.2 cm/s, un cálculo de veinte años sin restricciones externas da Q = 7.795838, y con la limitación especificada H_0 - 26.349304. Los números son útiles como un control de la reproducción y una indicación de la sensibilidad de la producción a la precisión. No determinan la precisión requerida del futuro telescopio. Para hacer esto, necesitamos incluir líneas espectrales, objetos accesibles, aceleraciones propias de las fuentes, el procedimiento de calibración y la probabilidad de

obtener resultados diferentes. La medición externa real de H_0 también puede depender de la cosmología y compartir errores sistemáticos con los datos subyacentes.

Cómo elegir el próximo experimento

El mapa de discrepancias ayuda a encontrar direcciones, pero no selecciona el experimento óptimo. Considera una predicción escalar dada y no promedia sobre parámetros desconocidos, datos candidatos o costos de observación. El siguiente paso es identificar una variedad de planes factibles: por ejemplo, mejorar la estabilidad del instrumento, expandir el rango de desplazamiento al rojo o restringir independientemente un parámetro. Para cada plan, los errores, recursos y modelos físicos aceptables deben describirse de la misma manera. De lo contrario, la comparación se reducirá a la ventaja de suposiciones arbitrariamente elegidas.

Una forma bien conocida de hacer esta elección es a través de la ganancia de información esperada. Si el objetivo es distinguir entre modelos, la utilidad de un diseño puede definirse como el cambio promedio en la distribución de probabilidad de su índice después de una medición eventual. La planificación bayesiana requiere probabilidades de modelos anteriores, distribuciones de parámetros y distribuciones predictivas de los datos. Los métodos para el cálculo aproximado de tal utilidad se exploran, en particular, por Foster et al. En nuestro código este valor no se calcula; el mapa calculado Q no lo reemplaza. [164]

Tres tareas para una continuación abierta

La primera tarea ya tiene un estándar estrecho de trabajo: reproducir el mapa de deriva y sus valores de control. Su siguiente nivel es el mismo análisis de las implementaciones de ruido para cada modelo competidor. El acelerador puede entonces ser entrenado, comparado con el cálculo directo, y probado para la transferencia a nuevas covarianzas. La capa física requerirá espectros realistas y objetos accesibles. Un sistema de IA se considera útil si reduce los costos computacionales con un error aceptable declarado previamente o encuentra una degeneración específica que se perdió anteriormente que puede confirmarse mediante un cálculo independiente.

El segundo desafío se refiere a las características tempranas. Es necesario seleccionar un par de mecanismos completamente definidos y encontrar la región donde sus espectros de potencia están cerca después de un ajuste aceptable. A continuación, se calculan las consecuencias de polarización observadas y de Bispectra a partir de los mismos parámetros. No se puede permitir que cada estadística tenga su propia forma independiente de singularidad: entonces desaparece la prueba del origen único. En un conjunto abierto esto sigue siendo una especificación. Necesitamos un generador correcto de perturbaciones primarias, transferencia a cantidades observables y covarianza general; el libro no contiene un análisis tan completo.

El tercer problema conecta las poblaciones de objetos con la microfísica general de la materia oscura. Para la ley elegida de autodispersión, es necesario predecir simultáneamente las propiedades de los conjuntos de galaxias y cúmulos detectados por lentes gravitacionales. La comparación debe tener en cuenta la distribución de las historias de formación y la retroalimentación astrofísica. Parte de la población se deja para pruebas independientes, y los parámetros de interacción se mantienen comunes. Esta tarea también se escribe como una especificación. No se puede convertir en una restricción en la sección transversal de dispersión hasta que se obtenga un generador probado, un modelo de selección y observaciones adecuadas.

Comprobación del sentido matemático

Otra posible ayuda de IA es traducir declaraciones individuales en una forma que pueda ser verificada por un sistema de prueba. El proyecto HepLean muestra ejemplos de formalización de las definiciones y derivaciones de la física de alta energía en Lean. El trabajo de FormalScience examina la formalización automatizada con la participación humana y se centra específicamente en preservar el significado de la tarea original. Para un libro, un primer paso razonable es limitado: verificar formalmente el lema algebraico elegido o corolario de los supuestos establecidos. Una formalización completa de los modelos cosmológicos no se ha completado aquí. [165] [166]

Incluso una prueba formal exitosa opera dentro de las definiciones escritas. Si durante la traslación la condición de energía positiva ha desaparecido o el significado de la cantidad observada ha cambiado, la prueba puede ser lógicamente correcta y físicamente inaplicable. Por lo tanto, junto con la declaración formal, es necesario almacenar el registro original, la correspondencia de anotaciones y el alcance de aplicabilidad. La verificación numérica de los casos limitantes y la prueba formal tienen diferentes objetivos. Se realizaron comprobaciones numéricas en el cálculo de la deriva; llamarlas una prueba mecánica de toda la estructura física sería incorrecto.

Cómo comprobarlo

La prueba comienza con la reproducción del estándar. Un investigador independiente ejecuta el código publicado, obtiene la tabla Q y lo compara con los números de referencia. Luego comprueba el perfil con otro optimizador, desactiva el modo correlacionado y restaura el caso independiente anterior. Para nuestra implementación, tal comparación se ha hecho: en cuatro puntos de control la diferencia en mínimos es menor que 3×10^{-13}. Un cambio cuádruple exacto en Q sin restricciones externas al duplicar el intervalo prueba el modelo de escalado adoptado. Estos resultados se refieren al cálculo, no a la confirmación de la naturaleza de una hipótesis escalar.

El siguiente nivel requiere pruebas pre-anunciadas sobre datos artificiales. Se debe definir una regla para distinguir los modelos, se deben generar observaciones desde ambos lados de la comparación y se deben medir las tasas de mala selección y omisión de diferencias. Para los métodos entrenados, la precisión relativa al solucionador directo, el comportamiento en diferentes rangos de parámetros y los resultados bajo prescripciones físicas modificadas se verifican por separado. El entrenamiento, la validación y los conjuntos de pruebas finales deben tener límites fijos; aprender el último conjunto para ajustar el método lo convierte en otra parte del entrenamiento.



Grabado 30. Comprobación de datos diferidos. Conjuntos separados de mapas cosmológicos convencionales representan entrenamiento, pruebas intermedias y pruebas finales. El último conjunto permanece cerrado para configurar el método. Esta es una imagen de una disciplina de investigación, y no un protocolo listo para dividir un catálogo real: las calibraciones comunes y las dependencias físicas de los datos requieren una consideración separada, incluso cuando las hojas se representan por separado.

A nivel físico, se requiere una medición con un modelo de instrumento verificable y un control independiente de incertidumbres significativas. Para la deriva, esto significa una escala espectroscópica estable y una descripción de las fuentes; para las características tempranas: análisis conjunto de estadísticas con transferencia y primeros planos; para la materia oscura: contabilización de poblaciones y selección. El siguiente investigador puede comenzar en cualquier nivel, pero debe nombrarlo. Una contribución científica ocurre cuando se realiza una nueva prueba, se descubre una diferencia persistente o se demuestra una limitación que la formulación anterior había ocultado.

Epílogo

El mundo no tiene que ocupar espacio dentro de otro mundo. La geometría espacial puede ser determinada por dimensiones internas, y las preguntas sobre su origen requieren modelos físicos y consecuencias observables. Nuestra investigación comenzó con este cambio en el entorno habitual. Al final del libro, permitió conectar problemas distantes: la forma del espacio, las propiedades de las partículas, la dirección del tiempo y el destino de la expansión cósmica.

Algunas respuestas resultaron ser más confiables que la impresión inicial de un tema inusual. La historia caliente tiene varios apoyos independientes. La distinción entre horizonte y borde viene dada por definiciones precisas. Las matemáticas permiten espacios finitos sin paredes. Estos resultados no desaparecen solo porque otras preguntas en cosmología permanezcan abiertas.

En otros lugares ha quedado claro cuánto depende de la continuación del patrón. Basado en el pasado observado, uno no puede asignar arbitrariamente un solo futuro. Un diseño geométrico exitoso en un cierto régimen teórico todavía requiere un puente a nuestro Universo. Un posible rastro de un evento temprano necesita ser comparado con mecanismos que son capaces de producir datos similares. Cada uno de estos límites muestra un lugar específico para el próximo estudio.

Los parámetros generales fueron especialmente útiles. La misma masa de campo debe actuar en el espacio temprano y en los sistemas estelares tardíos. Un radio de espacio oculto define varias escalas físicas. Un modelo de las nuevas partículas debe resistir las limitaciones del laboratorio y producir una historia cósmica válida. Cuantos más compromisos independientes haga una hipótesis, más significativo será su éxito o fracaso.

Sin embargo, el fracaso no significa necesariamente un error en el diseño mismo del estudio. La falta de un rango de parámetros común, la incapacidad para distinguir entre dos mecanismos con un dispositivo dado o la inestabilidad de una solución conveniente son ciertos resultados. Liberan aún más el trabajo de la falsa certeza y muestran qué condición debe cambiarse de manera significativa. La nueva versión del modelo recibe nuevos compromisos, que se vuelven a comprobar.

Esta lógica persiste incluso en las preguntas más atrevidas. Posibles otras regiones cosmológicas, el espacio emergente o la estructura cuántica de la gravedad se convierten en parte del programa físico una vez que se han determinado la dinámica y el efecto disponibles. Antes de esto, pueden dirigir el pensamiento, pero el poder de la conclusión sigue siendo diferente. Cuanto más inusual sea la idea, más útil será poder nombrar una observación específica después de lo cual tendrá que abandonarla o cambiarla significativamente.

Tendemos a imaginar el avance del conocimiento como un mapa en expansión: otro objeto, una galaxia más distante, una época anterior. A veces el progreso toma esa forma. En otras ocasiones, las mismas cantidades utilizadas para construir el mapa cambian. Se hace posible conectar diferentes medidas, o descubrimos que una pregunta anterior combina definiciones incompatibles. Un nuevo resultado puede comenzar con una pequeña corrección matemática que cambia el significado de una afirmación grande y familiar.

Los ejemplos computacionales hacen tangible este límite. Dos modelos que difieren notablemente para los parámetros fijos se acercan después de ajustarlos. La calibración, casi inútil por sí sola, se vuelve importante cuando se combina con la medición independiente. Los sistemas cuánticos y

clásicos pueden coincidir en la distribución inicial y divergir en su desarrollo. Cada resultado dice qué suposición sostuvo la conclusión anterior y dónde buscar la próxima prueba significativa.

Algunas de las tareas propuestas en el libro pueden continuarse ahora: calcular la distinguibilidad de dos mecanismos tempranos, probar el modelo general de materia oscura en una muestra independiente, conectar el campo cosmológico con restricciones precisas de laboratorio. Otros requieren mucho trabajo en instrumentos y teoría. Para todos ellos, queda un criterio de progreso: si se hace más claro qué posibles arreglos del mundo son compatibles con lo que la naturaleza nos permite medir.

Tal vez la siguiente imagen del universo usará conceptos que parecen irrelevantes hoy. Tal vez el espacio y el tiempo familiares permanecerán como una aproximación extremadamente precisa. La decisión dependerá de qué conexiones se puedan derivar y verificar. El lugar requerido para la investigación es principalmente entre la hipótesis formulada y el resultado aún no obtenido del experimento.

Apéndice A

Cálculos y límites de su aplicabilidad

Este apéndice cubre ejemplos computacionales del texto principal: suposiciones, fórmulas, entradas y límites de salida. Los números no son un nuevo tratamiento de los catálogos observacionales. Los parámetros de los modelos ilustrativos se eligen explícitamente; Concordar con un valor particular no significa estar de acuerdo con todos los datos. El procedimiento para lanzar programas se da en las instrucciones adjuntas para los cálculos.

Las fórmulas de campo usan unidades c=$\hbar$=1 y la masa reducida de Planck M_{pl}. Las fórmulas de distancia retienen la velocidad de la luz c explícitamente. El factor de escala de hoy se establece en la unidad, N=ln a; un primo denota diferenciación con respecto a N a menos que se indique lo contrario. Las letras idénticas en diferentes ejemplos no implican un modelo físico compartido: cada ejemplo comienza con sus propias suposiciones.

Edad y tres distancias diferentes

Tomemos un modelo plano con una topología espacial no compacta R^3, materia no relativista, un componente de radiación efectivo y una constante cosmológica. Aquí H_0=67.4 km/s/Mpc, Ω_m=0.315, Ω_r=0.000092 y Ω_Λ=0.684908. La función de expansión tiene la forma:

$$E(a) \equiv \frac{H(a)}{H_0} = \sqrt{\Omega_r a^{-4} + \Omega_m a^{-3} + \Omega_\Lambda}.$$

Este es un modelo analítico conveniente, y no una reproducción exacta del cálculo de Planck. En particular, la transición de los neutrinos masivos del comportamiento relativista al no relativista no se modela aquí. La edad y la distancia radial comóvil se obtienen de diferentes integrales: la primera resume el tiempo apropiado del observador cosmológico, la segunda - la trayectoria de la señal de luz en la coordenada comóvil. [4] [6]

$$t(a) = \frac{1}{H_0}\int_0^a \frac{d\tilde{a}}{\tilde{a}E(\tilde{a})}, \qquad D_C(z) = \frac{c}{H_0}\int_{1/(1+z)}^1 \frac{d\tilde{a}}{\tilde{a}^2 E(\tilde{a})}.$$

El límite inferior de cero significa la continuación seleccionada del modelo en caliente. No prueba que tal descripción se aplique a un comienzo absoluto. En z=1, el tiempo de viaje de la luz es 7.950 miles de millones de años, la distancia actual 11.092 mil millones de años luz. La distancia adecuada en el momento de la emisión es de 5.546 millones de años luz; en este modelo plano coincide con la distancia a lo largo del diámetro angular. La distancia de luminosidad es de 22.185 millones de años luz. Diferentes valores corresponden a diferentes maneras de especificar la distancia.

$$D_A = \frac{D_C}{1+z}, \qquad D_L = (1+z)D_C.$$

Para un modelo que continúa indefinidamente en el futuro, los radios actuales del horizonte de partículas y el horizonte de eventos futuros se escriben de la siguiente manera. El horizonte de sucesos solo existe si la integral correspondiente converge.[1]

$$R_{\mathrm{p},0}=\frac{c}{H_0}\int_0^1\frac{da}{a^2E(a)},\qquad R_{\mathrm{e},0}=\frac{c}{H_0}\int_1^\infty\frac{da}{a^2E(a)},\qquad R_{H,0}=\frac{c}{H_0}.$$

La integración numérica da una edad de 13.791 mil millones de años y radios 46.133, 16.679 y 14.507 mil millones de años luz, respectivamente. Cada número tiene su propia pregunta. El radio de Hubble depende de la tasa de expansión actual; el horizonte de eventos también es del futuro que asumimos. Cambiar la futura ley de expansión puede cambiar la segunda integral, preservando toda la historia pasada disponible.

Reconstruyendo el potencial de campo escalar

La reconstrucción comienza con la función q=1+w, positivo para el campo canónico bajo consideración. Vamos. u=φ/M_{pl}, S=ρ_φ/(3$M_{pl}^2H_0^2$), U=V/(3$M_{pl}^2H_0^2$). Para un modelo plano con polvo Ω_{m0}=0.3, sin radiación, establecemos un perfil suave:

$$q(N)=A\exp\left[-\frac{(N+b)^2}{2s^2}\right],\qquad A=0.25,\quad s=0.2,\quad b=\ln 1.5.$$

Cuando S(0) = 0.7, la ley de conservación de la energía y la ecuación de Friedmann nos permiten encontrar la densidad, la trayectoria del campo y la energía potencial. Se elige el signo positivo de la velocidad de campo. Este método de reconstrucción tiene aplicaciones anteriores conocidas; no se afirma que su uso en el libro sea un nuevo método. [157] [59]

$$S'=-3qS,\qquad E^2=0.3e^{-3N}+S,\qquad u'=\sqrt{\frac{3qS}{E^2}},\qquad U=S\left(1-\frac{q}{2}\right).$$

La dependencia paramétrica resultante U(u) se comprueba entonces resolviendo inversamente la ecuación de movimiento. Sustituir una w dada de nuevo en la identidad sería una prueba demasiado débil. Por lo tanto, la ecuación de Klein-Gordon con el potencial restaurado se integra por separado:

$$u''+\left(3+\frac{E'}{E}\right)u'+\frac{3U_{,u}}{E^2}=0.$$

Durante la verificación numérica, el potencial se restauró en cuadrículas de 12 001 y 24 001 puntos, después de lo cual las ecuaciones de Klein-Gordon y Friedman se integraron por separado. En la zona 0≤z≤3, la diferencia absoluta máxima w no excedió 2 × 10−11, y la diferencia relativa de H no excedió 4 × 10−12. El potencial mínimo se encontró en z≈0.199002; Hoy en día, el campo ya está aumentando a lo largo de una pequeña sección, consumiendo energía cinética. Una curvatura negativa del potencial en un rango diferente no significa en sí misma cinética negativa o inestabilidad de gradiente.

La prueba de pequeños cambios en los datos iniciales homogéneos es útil, pero no reemplaza el análisis de todas las perturbaciones espaciales. También hay un límite más serio: la continuación literal del mismo perfil gaussiano en un futuro ilimitado conduce a un valor límite finito del campo y a una curvatura divergente del potencial. Cuando N→∞ resulta que:

$$\frac{V_{,\phi\phi}}{H^2}=-\frac{(N+b)^2}{4s^4}+\frac{3(N+b)}{2s^2}+\frac{1}{2s^2}+o(1).$$

El punto límite se alcanza sólo en el tiempo infinito. Esto no es una predicción de una catástrofe mañana, sino un defecto en la continuación global exacta de la función elegida: un potencial con una

segunda derivada continua no se puede extraer a través de este fin. En el libro, tal resultado se utiliza para seleccionar hipótesis adecuadas, en lugar de esconderse detrás de una buena coincidencia en un intervalo finito.

Si el campo está linealmente relacionado con el electromagnetismo, establecemos Δα/α=ζ(u−u₀). Entonces el reloj de laboratorio limita el producto del acoplamiento ζ y la velocidad de campo actual:

$$\frac{\dot{\alpha}}{\alpha} = \zeta H_0 \sqrt{3\Omega_{\phi 0} q_0}.$$

Con H₀=70 km/s/Mpc y ζ=10⁻⁶, el perfil seleccionado da sobre 1.86·10⁻¹⁷ por año. Este es un ejemplo específico de pronóstico. A partir de la restricción de deriva α es imposible obtener una restricción universal w sin suposiciones adicionales: el acoplamiento ζ puede ser más pequeño, y la dinámica local puede diferir de la cosmológica. La transferencia a experimentos de equivalencia también requiere un modelo de la composición de los cuerpos y posible blindaje. [167] [60] [168]

Grados de libertad y estabilidad

La extensión restaurada aún no define una teoría viable. Lo que se necesita es acción, variables físicas y una región de energías en la que se pueda confiar. Para el ejemplo del libro, la acción inicial es la relatividad general, el campo escalar canónico y la materia fría conservada por separado. Con firma −+++ Parece que:

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[\frac{M_{\mathrm{Pl}}^2}{2} R - \frac{1}{2} g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - V(\phi) \right] + S_m[g, \psi_m].$$

En primer lugar, consideramos los grados de libertad de la gravedad y el campo, por separado de la materia. En la descomposición espacial de la métrica, seis componentes de la métrica espacial y un campo escalar dan siete variables de configuración. La función de tiempo y los tres componentes de desplazamiento actúan como multiplicadores de restricción. Cuatro restricciones de primera clase, junto con la libertad de coordenadas, eliminan ocho de catorce variables de fase. Quedan tres grados de libertad de propagación: dos polarizaciones tensoras y una escalar. El sector material añade sus propias perturbaciones.

Este cálculo no puede transferirse a una acción arbitraria con derivadas superiores. Los términos adicionales a veces introducen nuevos modos, a veces ligados por la degeneración y restricciones adicionales. Por lo tanto, el estudio comienza con una variación de la acción completa. Si elige un indicador primero y pierde erróneamente la ecuación de restricción, el conjunto “estable” de ecuaciones resultante puede no describir la teoría original en absoluto. En caso de inferencia automática, la preservación de las restricciones dinámicas debe verificarse independientemente.

¿Qué es una prueba de acción cuadrática?

Después de eliminar las variables no dinámicas, la acción cuadrática aísla la parte principal de las ecuaciones de pequeñas perturbaciones. Para un modo escalar diagonalizado ζ, normalización sin un factor adicional 1/2 es conveniente:

$$S_\zeta^{(2)} = \int dt\, d^3x\, a^3 Q_s \left[\dot{\zeta}^2 - \frac{c_s^2}{a^2}(\partial_i \zeta)^2 + \cdots\right].$$

Aquí la elipse incluye masa y otros términos menos derivados, y, en presencia de otros modos dinámicos, conexiones con ellos. Se requiere el signo correcto del coeficiente cinético $Q_s>0$ y c_s^2 positivo para el modo de propagación en el régimen bajo consideración. Q_s negativo significa cinética fantasma; c_s^2 negativo causa un rápido aumento en ondas bastante cortas dentro del rango de aplicabilidad. Estas condiciones prueban ciertos peligros, pero no prueban la estabilidad no lineal o la completitud cuántica.

Bellini y Sawicki dieron una parametrización útil de la dinámica lineal de los modelos escalar-tensor de la clase Horndeski. En su notación $Q_s=2M^{*2}D/(2-\alpha_B)^2$, donde $D=\alpha_K+3\alpha_B^2/2$. El sector tensor también requiere una cinética positiva y una velocidad de propagación aceptable. Las fórmulas se refieren a una clase dada de acciones y a un sistema seleccionado de variables. En particular, una variable que contiene una división por $\dot{\varphi}$ puede volverse inutilizable cuando el campo se detiene; su singular coeficiente por sí solo aún no establece una catástrofe física. [169]

Si están presentes múltiples modos escalares, la matriz cinética K se considera en lugar de una sola Q_s, y los términos de gradiente están dados por la matriz G. Después de eliminar correctamente las restricciones, K debe ser definido positivamente en los modos dinámicos físicos; las velocidades al cuadrado están determinadas por el problema de valor propio generalizado $Gv=c^2Kv$. Para el polvo ideal, la velocidad cero del sonido es aceptable y no es equivalente a negativa. Su aumento gravitacional de densidad debe evaluarse en función de su dinámica completa, y no declarar cada modo de crecimiento como una patología.

La masa al cuadrado efectiva negativa también requiere un análisis del tiempo de crecimiento. La evolución lenta en la escala cosmológica puede ser una parte física del modelo, mientras que el crecimiento explosivo en el rango utilizado destruiría el fondo elegido. Por lo tanto, la comprobación de los signos debe ir acompañada de la resolución de ecuaciones y la comparación de tiempos característicos. El análisis de la parte principal de longitud de onda corta y el análisis de la evolución a largo plazo responden a diferentes preguntas.

Comprobar el perfil canónico de un libro

Para el Lagrangiano P(X,φ), donde $X=-g^{\mu\nu}\partial\mu\varphi\partial\nu\varphi/2$, la densidad es igual a 2XPX−P, y la velocidad de pequeñas perturbaciones escalares en la descripción de movimiento local está determinada por la siguiente relación. Tal clase general fue estudiada por Garriga y Mujanov. Desde P=X−V obtenemos el resultado canónico $c_s^2=1$. [170]

$$c_s^2 = \frac{P_X}{P_X + 2X P_{XX}} = 1 \quad (P = X - V).$$

Esto puede verse directamente: la parte principal de la acción de las perturbaciones del campo contiene $a^3[(\delta\dot{\varphi})^2-(\nabla\delta\varphi)^2/a^2]/2$. En particular, la derivada del potencial no cambia el signo relativo de

estos dos términos. Las restricciones gravitatorias y la interacción con las perturbaciones de la materia permanecen en el problema completo. Esta deducción comprueba el modo canónico que se propaga y no sustituye la integración de todo el sistema cosmológico.

Usamos la misma notación N=ln, q=1+w, $S=\rho_\varphi/(3M_{Pl}^2H_0^2)$, $u=\varphi/M_{Pl}$. En el ejemplo q=0.25 $\exp[-(N+\ln1.5)^2/(2\times0.2^2)]$, S(0)=0.7, $\Omega_{m0}=0.3$. La ley de conservación implica $S'=-3qS$ y $u'^2=3qS/E^2$, donde $E=H/H_0$. En el intervalo $0\le z\le3$ el perfil q es estrictamente positivo; se conserva S positivo. En consecuencia, la energía cinética de fondo reconstruida $q\rho_\varphi/2$ no cambia de signo.

En la parametrización de Bellini-Sawicki para este campo canónico mínimamente acoplado, $\alpha_B=\alpha_M=\alpha_T=0$, y $\alpha_K=\varphi^2/(H^2M_{Pl}^2)=u'^2$. Por lo tanto, su coeficiente cinético escalar toma una forma particularmente simple:

$$Q_s = \frac{M_{\rm Pl}^2}{2}u'^2 = \frac{3M_{\rm Pl}^2qS}{2E^2} > 0.$$

Se trata de sustituir la acción canónica en una parametrización conocida, no de una nueva fórmula de estabilidad. Q_s corresponde al sector escalar en esta parametrización; el polvo sigue siendo un sistema dinámico separado, y sus conexiones con el campo deben conservarse en las ecuaciones completas. El límite de q muy pequeño exige cuidado: el campo deja de ser un buen reloj, y una variable normalizada por su velocidad puede describir mal la perturbación pequeña habitual δφ. Por eso, el código numérico debe controlar el condicionamiento de las variables y, si es necesario, pasar a una elección regular de gauge. Un valor muy pequeño de Q_s en esta elección de coordenadas todavía no determina la escala de acoplamiento fuerte del campo físico.

Por separado, calculamos la derivada adiabática $c_a^2=\dot p_\varphi/\dot\rho_\varphi$. Sustituyendo a $p_\varphi=(q-1)\rho_\varphi$ y $\rho_\varphi'=-3q\rho_\varphi$, Obtenemos por diferenciación ordinaria:

$$c_a^2 = q - 1 - \frac{q'}{3q} = q - 1 + \frac{N + \ln 1.5}{3(0.2)^2}.$$

Esta es una relación de cambios de fondo, no una velocidad física de propagación. En la comprobación numérica realizada para el libro, c_a^2 varía aproximadamente de −9.1736 a 2.4109 y se convierte en cero en $z\approx0.36668$. Mientras tanto, c_s^2 del modo canónico es igual a la unidad en todo el intervalo. Excluir este modelo solo basado en el signo de c_a^2 sería un error: para un campo escalar, la conexión entre las perturbaciones de presión y densidad depende del marco de referencia elegido y contiene una parte no adiabática.

La prueba utilizó el punto 24 001 a lo largo de N. La relación independiente de las derivadas numéricas p_φ y ρ_φ es consistente con el derivado c_a^2 siendo la discrepancia absoluta máxima menor que 9×10^{-6}. El mínimo q es aproximadamente 1.50×10^{-6}, El mínimo u'^2 es 2.25×10^{-7}; Ambos son positivos. Estos números se aplican solo al intervalo y los parámetros especificados. No prueban la estabilidad de todas las continuaciones del potencial o su comportamiento bajo grandes perturbaciones.

Aplicación a dos futuros diferentes

El mismo control se aplica a la construcción de dos futuros suaves con un pasado común. Mantengamos su notación: $\rho A=\Lambda+Sa^{-3}$, $\rho B=\rho A \exp(-3F)$, $F'=g\geq 0$. Aquí S es la constante dimensional positiva de esta estructura, en lugar de la función de densidad normalizada del ejemplo anterior. Con Λ, S y M positivos para cualquier N finita obtenemos:

$$q_A = \frac{Sa^{-3}}{\Lambda + Sa^{-3}} > 0, \qquad q_B = q_A + g(N) > 0, \qquad H_i^2 = \frac{Ma^{-3} + \rho_i}{3M_{\mathrm{Pl}}^2} > 0.$$

Las densidades son positivas, por lo que las energías cinéticas restauradas $q_i\rho_i/2$ también son positivas. Ambas acciones son canónicas, y su parte principal escalar tiene $c_s^2=1$. En consecuencia, en las trayectorias seleccionadas no hay ningún defecto en el signo de la cinética canónica y su término de gradiente de onda corta. Esta es una prueba analítica que utiliza fórmulas de diseño; La integración numérica separada de las perturbaciones de los modelos futuros no se ha realizado aquí.

Para A en un futuro distante, qA tiende a cero. El campo, como un reloj, se convierte en una elección degenerada de variable, aunque esto aún no es una inestabilidad física. Los signos probados no descartan todos los efectos no lineales y no establecen la admisibilidad de las correcciones cuánticas al acoplamiento no analítico del potencial B. Por lo tanto, la declaración de diferentes horizontes conserva el estado de un ejemplo de fondo controlado con limitaciones específicas, en lugar de una auditoría completa de sus orígenes microscópicos.

¿Dónde termina el cálculo fiable?

Una teoría eficaz permite una descripción controlada de baja energía sin conocer todos los detalles microscópicos. Donohue mostró cómo usar este enfoque para hacer correcciones cuánticas computables de baja energía a la gravedad. La mera presencia de física desconocida a altas energías, por lo tanto, no prohíbe los cálculos verificables. Pero hay que determinar el orden de expansión y la magnitud de los términos descartados. [148]

Para una nueva acción cosmológica, las frecuencias físicas, H y los números de onda k/a deben compararse con la escala de aplicabilidad ΛEFT. Puede depender del fondo; con una cinética débil, después de la normalización canónica, las interacciones a veces se vuelven más fuertes. Las condiciones $H\ll\Lambda$EFT y $k/a\ll\Lambda$Los EFT son útiles, pero insuficientes sin verificar los coeficientes de los operadores y la expansión del bucle. No se puede asignar ΛEFT igual a la masa de Planck solo porque ya está presente en la notación.

La estabilidad radiativa requiere un paso más. Al agregar todas las interacciones permitidas, uno debe calcular las correcciones a los términos potenciales y cinéticos, determinar la simetría protectora o especificar honestamente el ajuste. Para el perfil restaurado, tal cálculo no se llevó a cabo aquí. Su continuación microscópica y el conjunto completo de conexiones con la materia no se especifican, por lo que aún no es posible probar numéricamente la pequeñez de todas las correcciones cuánticas. La reconstrucción de fondo no contiene esta información de forma oculta.

Es útil requerir de antemano que el resultado no dependa de la precisión arbitraria de la interpolación potencial. Sus derivados se incluyen en la dinámica de las perturbaciones y las interacciones, por lo que las curvas de fondo casi idénticas pueden dar diferentes errores en la diferenciación. Las pruebas de resolución múltiple y la recuperación independiente de derivados

deben evaluar esta incertidumbre específica. Su éxito confirmará la implementación computacional, pero no reemplazará la verificación física de la acción seleccionada.

La siguiente tarea específica es seleccionar estas conexiones, derivar la acción cuadrática del sistema completo, verificar su espectro e integrar las perturbaciones en el rango utilizado. Luego realice la primera corrección cuántica en la teoría efectiva explícitamente elegida y estime el error residual. El informe debe separar tres resultados: la parte principal canónica verificada, el control de fondo realizado y la cuestión aún abierta de la estabilidad radiativa. Este formato le permite construir la prueba sin presentar un gráfico exitoso como una teoría fundamental ya hecha.

Desviación del desplazamiento al rojo y libertad de parámetros

Tomemos el mismo perfil gaussiano q(N) y compáralo con la constante cosmológica. En ambos modelos iniciales, H_0=70 km/s/Mpc, Ω_{m0}=0.3 y $\Omega_{\varphi 0}$=0.7; Radiación en el intervalo 0≤z≤3 No se tiene en cuenta. Para un absorbedor comóvil observado para Δt_0=20 Años julianos, la aproximación lineal en el tiempo da el equivalente espectroscópico del cambio de velocidad:

$$\Delta v(z) = \frac{c\,\Delta z}{1+z} \simeq cH_0\Delta t_0\left[1 - \frac{E(z)}{1+z}\right].$$

Esta es una consecuencia cinemática de FLRW y la definición de corrimiento al rojo. El valor Δv describe un pequeño cambio en el espectro; no es un cambio en la velocidad newtoniana de una galaxia distante. Se necesita un modelo cosmológico para calcular E(z). Las autoaceleraciones, el movimiento del observador y los cambios en la escala del dispositivo se excluyen hasta ahora de la señal promedio. [10] [14]

En z=0.5, el modelo con la constante cosmológica da +5.476 cm/s, el modelo escalar da +3.996 cm/s. En z=1 Los valores son +5.136 y +3.448 cm/s, en z=3 - −4.946 y −5.319 cm/s. El módulo de diferencia máxima en el intervalo seleccionado es 1.823 cm/S alrededor z=0.777. Un cruce por cero no trivial se produce en z≈2.089 para una constante y z≈1.945 por un escalar. Todos los números se refieren a parámetros especificados y no a estimaciones de observaciones.

Vamos a comprobar qué parte de la diferencia se conserva después de seleccionar otros parámetros cosmológicos. Fijemos ocho medidas condicionales en z=0.25; 0.5; 0.75; 1; 1.5; 2; 2.5; 3. Sus promedios son iguales al pronóstico escalar; no se agrega ruido aleatorio. A cada uno se le asigna un error independiente σ_i=1 cm/específicamente para la diferencia entre las dos épocas. Dicha precisión y cobertura no se deducen de las características de un dispositivo en particular. Inicialmente, se necesitan para separar la distinguibilidad matemática de las curvas del problema de construcción de la instalación.

Un modelo plano con una constante cosmológica se ajusta a los promedios condicionales. Además, resolvemos el desplazamiento de calibración residual B, común a las ocho mediciones, en unidades de cm/s. Se diferencia de la b adimensional en el perfil gaussiano. La suma de los cuadrados de los residuos normalizados se minimiza:

$$Q(H_0, \Omega_{m0}, B) = \sum_{i=1}^{8} \frac{\left[\Delta v_\phi(z_i) - \Delta v_\Lambda(z_i; H_0, \Omega_{m0}) - B\right]^2}{\sigma_i^2}.$$

Si H_0=70, Ω_{m0}=0.3 y B=0 son fijos, Q=11.007. Después de la libre selección de H_0 y Ω_{m0} con B=0, nosotros obtenemos Q=0.333; el mínimo se encuentra alrededor de H_0=57.106 km/s/Mpc y

Ω_{m0}=0.31760. Con B libre, el mínimo disminuye a Q=0.317 con H_0≈55.696 km/s/Mpc, Ω_{m0}≈0.32336 y B≈0.246 cm/s. La parte principal de la diferencia original es absorbida por la libertad de los parámetros cosmológicos. Un cambio global adicional en esta cuadrícula en particular cambia el resultado mucho menos.

Aquí Q no es la estadística medida χ^2, la probabilidad de detección, o el número de desviaciones estándar. Los datos condicionales no contienen ruido aleatorio, no hay restricciones externas en los parámetros y no hay covarianza de error real. La baja H_0 encontrada no puede ser declarada aceptable en base a la totalidad de las observaciones cosmológicas: tales observaciones no fueron utilizadas en absoluto en esta comparación. Sumarlos requeriría una función de verosimilitud conjunta y cambiaría el costo del ajuste de compensación.

Un general B tampoco cubre todos los errores de espectroscopia. Diferentes instalaciones pueden tener desplazamientos individuales y distorsiones dependientes de la longitud de onda. Si a cada punto se le permite un desplazamiento desconocido completamente independiente, cualquier diferencia en los medios será absorbida por estos parámetros libres. El siguiente cálculo debe incluir covarianza físicamente calibrada, espectros reales y selección de fuentes. Comparar solo la distancia máxima entre dos curvas fijas para diseñar un experimento no es suficiente.

El resultado numérico se verifica adicionalmente a través de dos trayectorias de luz. Primero, se integra el cambio en el tiempo del receptor, luego se resuelve de nuevo la condición de igualdad de la trayectoria de fotones en movimiento conjunto entre el mismo absorbedor y el observador. El cálculo se lleva a cabo en incrementos de factor de pequeña escala para evitar restar desplazamientos al rojo casi iguales. Desde z=0.5 y z=3 de ambos modelos, la diferencia con la fórmula lineal de veinte años es menor que $4\cdot10^{-8}$ cm/s. Esta es una comprobación del cálculo y la pequeñez de la etapa de tiempo final, y no una comprobación del campo escalar seleccionado por naturaleza.

Perfil y dirección local de indistinguibilidad

$$C_{ij} = \sigma^2\delta_{ij} + \tau^2 u_i u_j, \qquad u_i = \frac{z_i - \bar{z}}{\max_j |z_j - \bar{z}|}, \qquad \tau = 0.5 \text{ cm/s}$$

C es fijo y positivo definido para σ > 0. La amplitud aleatoria del modo u, que no es uniforme en z, tiene media cero y dispersión gaussiana. τ^2; su integración da la covarianza registrada. El desplazamiento común libre B es un parámetro diferente: su vector es igual a uno, mientras que la suma de los componentes u es igual a cero. No puede agregar simultáneamente la misma contribución aleatoria a C de forma independiente y contarla nuevamente como una incertidumbre separada.

$$Q_* = \min_{H_0,\Omega_{m0},B} \left[\mathbf{r}^\mathsf{T} C^{-1} \mathbf{r} + \frac{(H_0 - 70)^2}{s_H^2} + \frac{(\Omega_{m0} - 0.3)^2}{s_m^2} + \frac{B^2}{s_B^2} \right], \qquad \mathbf{r} = \mathbf{y} - \mathbf{f}_\Lambda(H_0, \Omega_{m0}) - B\mathbf{1}$$

Falta un miembro si no se especifica una restricción externa correspondiente. Se supone que las tres restricciones externas condicionales son independientes y centradas en los valores de entrada del modelo escalar. Unidades s_H - km/s/Mpc, s_B - cm/s; s_m es adimensional. Por un lado. Ω_{m0}, la deriva depende linealmente de H_0, Así que H_0 y B se encuentran a partir de ecuaciones normales lineales ponderadas con penalizaciones apropiadas. A continuación, se realizó una búsqueda unidimensional para el mínimo usando Ω_{m0}. Este es el perfil del funcional cuadrático, no la probabilidad marginal del modelo.

$$\mathbf{d} = C^{-1/2}(\mathbf{y} - \mathbf{f}_0), \quad A = C^{-1/2}G, \quad P_\perp = I - AA^+, \quad Q_{\mathrm{lin}} = \mathbf{d}^\mathsf{T} P_\perp \mathbf{d}$$

G contiene derivadas locales de predicciones con respecto a los parámetros ajustados; A^+ es la matriz pseudoinversa de Moore-Penrose. Esta es la proyección lineal conocida después de reducir la covarianza a forma unitaria. Elimina aquellos componentes de diferencia que son absorbidos en el primer orden cambiando los parámetros. Las restricciones externas gaussianas se habilitan agregando filas al vector residual y la matriz de respuesta. El resultado local no puede ser reemplazado por un perfil global no lineal. En el caso probado de veinte años, σ = 1 cm/s y sin restricciones externas Q_{lin} = 0.3177280257, mientras que el mínimo no lineal es igual a 0.3166149159.

La selección de mediciones como un problema separado

$$U(d) = \mathbb{E}_{\mathbf{y}|d}[D_{\mathrm{KL}}(p(M \mid \mathbf{y}, d) \,\|\, p(M))]$$

Esta es la utilidad bayesiana estándar para distinguir modelos: d denota el diseño experimental, M es el índice del modelo, y la expectativa se toma de la distribución predictiva de posibles datos promediados a través de los modelos y sus parámetros. Necesitamos probabilidades previas normalizadas de modelos, distribuciones de parámetros, un modelo de ruido y un cierto conjunto de planes. La utilidad teniendo en cuenta el costo debe especificarse por separado. Este valor se ha estudiado en la literatura de diseño experimental; no se calcula en el código adjunto. El mapa Q sirve como diagnóstico preliminar y no reemplaza a U(d). [164]

¿Por qué la normalización del crecimiento cambia la conclusión?

En la teoría general de la relatividad para un campo canónico suave y un componente no relativista en escalas suficientemente pequeñas en comparación con el horizonte, el aumento lineal en el contraste de densidad se describe por la ecuación:

$$D'' + \left(2 + \frac{E'}{E}\right) D' - \frac{3}{2}\Omega_m(N) D = 0.$$

En nuestra comparación simplificada, con a=0.01, Ambos modelos tienen D=D′=0.01. La emisión y la dependencia de escala del transporte masivo de neutrinos no están incluidas. Para el modelo escalar gaussiano obtenemos D(1)=0.75127, para el modelo con una constante cosmológica - 0.77898. La relación es 0.96443. Esta es la diferencia en el crecimiento con la misma normalización temprana en la aproximación indicada.

Desde z=0.5, la relación de pronóstico $f\sigma_8$ es igual a 0.92691, si mantenemos la normalización temprana general. Si, en cambio, igualamos manualmente el valor de hoy σ_8, La proporción se convierte 0.96110. Ambas operaciones son matemáticamente válidas, pero responden a diferentes preguntas experimentales. La primera prueba prueba la predicción conjunta del crecimiento tardío de las condiciones tempranas; en la segunda, parte de la diferencia se elimina de antemano por renormalización. La igualdad de D temprano aquí sirve como un proxy aproximado para la amplitud primaria global, y no un cálculo completo de la transferencia de perturbaciones.

Esta ecuación no se puede usar sin modificación para un modelo en el que la materia oscura intercambia energía con un campo escalar. Allí cambian las ecuaciones de fondo y perturbación. Esta limitación es especialmente significativa cuando se discute el escenario de dimensión oscura: la

forma general del gráfico de expansión no permite que se transfiera a él la dinámica de otra teoría. [63]

Dos futuros suaves con un pasado común

Vamos a construir un ejemplo lógico separado. El Universo es plano, hay polvo y un campo canónico; radiación no incluida. La densidad del polvo es M a^{-3}. Positivo Λ, S y M tienen la dimensión de densidad de energía. Elijamos la normalización general $\varphi_A(0)=\varphi_B(0)=0$. Vamos a introducir una función que, junto con todas sus derivadas, se desvanece en la sección anterior:

$$g(N) = \begin{cases} 0, & N \le 0, \\ e^{-1/N^2}, & N > 0, \end{cases} \qquad F(N) = \int_0^N g(x)\,dx.$$

Dos densidades de campo y dos ecuaciones de estado se dan como sigue:

$$\rho_A = \Lambda + Se^{-3N}, \qquad \rho_B = \rho_A e^{-3F}, \qquad w_A = -\frac{\Lambda}{\Lambda + Se^{-3N}}, \qquad w_B = w_A + g.$$

La ley de conservación se cumple para ambos modelos. En cada N finito tenemos 1+w>0, para que la trayectoria y el potencial se puedan restaurar de la manera habitual. El término S a^{-3} asegura una velocidad de campo distinta de cero en el memento de la conexión, debido a lo cual la función inversa N(φ) es suave. Tal término en la densidad escalar no convierte sus perturbaciones en polvo. [157]

$$\frac{d\phi}{dN} = M_{\rm Pl}\sqrt{3\Omega_\phi(1+w)}, \qquad V = \frac{1-w}{2}\rho, \qquad H^2 = \frac{Me^{-3N}+\rho}{3M_{\rm Pl}^2}.$$

Para A podemos escribir el potencial explícitamente. Déjenos elegir φ(0)=0, denote $C=2\sqrt{[S/(3(M+S)]}$ y $\varphi_\infty=M_{pl}C$ $\operatorname{arsinh}\sqrt{[(M+S)/\Lambda]}$. Entonces:

$$V_A(\phi) = \Lambda + \frac{\Lambda S}{2(M+S)}\sinh^2\left(\frac{\phi_\infty - \phi}{M_{\rm Pl}C}\right).$$

El potencial A es analítico y permite la continuación a través del valor limitante del campo. El potencial B obtenido por la segunda reconstrucción es infinitamente diferenciable, pero no es analítico real en el punto de unión. Este es un requisito previo esencial. Dos funciones analíticas en una región conectada común no podrían coincidir exactamente en un intervalo pasado abierto y luego divergir de esta manera.

Para N positivo, la integral F tiene una expresión explícita y un comportamiento asintótico:

$$F = Ne^{-1/N^2} - \sqrt{\pi}\,\operatorname{erfc}(1/N) = N - \sqrt{\pi} + \frac{1}{N} + O(N^{-3}).$$

Para el modelo A, la densidad tiende a una constante positiva, por lo que su futuro es asintóticamente de-Sitter. En B, la densidad de campo se comporta como una constante positiva multiplicada por a^{-3}; asintóticamente $a \propto t^{2/3}$. La integral conforme futura converge en A y diverge en B. Son los asintóticos los que establecen la diferencia entre los horizontes: un gráfico numérico finito no es suficiente para tal conclusión.

La ilustración numérica utiliza Λ=0.699, S=0.001 y M=0.300 en unidades de la densidad crítica actual. Con un control independiente, la integración separada de la ecuación de campo reprodujo la

densidad A con un error relativo menor que 10−14. Para B en dos redes potenciales, el error relativo máximo no excedió 2 × 10−9 en la sección 0≤N≤8. Ambos resultados se dan en el kit computacional. El ejemplo no viola la unicidad del problema de Cauchy: después de la conexión, diferentes potenciales actúan, es decir, diferentes modelos físicos.

La coincidencia se ha demostrado para un fondo homogéneo y perturbaciones lineales con datos iniciales comunes en una sección anterior común. Una falta de homogeneidad finita puede penetrar en la región de potenciales diferentes antes del campo de fondo. No se ha demostrado la equivalencia observacional completa no lineal, cuántica no perturbativa o global. Sin embargo, el ejemplo muestra el límite exacto de la inferencia sobre el futuro infinito del pasado reconstruido en la aproximación indicada.

Una prueba independiente con mapas dependientes

Para una cosmología y topología fijas, consideramos juntos los vectores gaussianos de temperatura T y E-polarización con promedios cero. La polarización no puede considerarse una re-realización independiente del mapa de temperatura. Su media condicional y covarianza condicional tienen la forma:

$$\mu_{E|T} = C_{ET} C_{TT}^{-1} T, \qquad \Sigma_{E|T} = C_{EE} - C_{ET} C_{TT}^{-1} C_{TE}.$$

Las matrices aquí deben describir los datos observados: con una máscara del cielo, ruido del instrumento y modelado de primer plano apropiado. Los datos de temperatura primero restringen los parámetros θ, incluidos el tamaño, la orientación y los parámetros cosmológicos; el pronóstico de polarización se promedia luego sobre la incertidumbre restante:

$$p(E|T) = \int p(E|T,\theta)\, p(\theta|T)\, d\theta.$$

Este es el punto de prueba en otro canal: usarlo como una predicción del mismo modelo, teniendo en cuenta la información física general. Sustituir una sola orientación mejor puede inflar la confianza. El libro formula un programa para tal análisis para la topología seleccionada, pero no se obtiene un nuevo límite numérico en el tamaño del espacio. [138] [140] [137]

Fase y ruido en el experimento gravitacional

Para dos sistemas con dos ramas, cada diferencia de cuatro energías newtonianas determina una interacción que puede entrelazar sus estados. Los términos de fase local se omiten porque no cambian el entrelazamiento:

$$E_{ij} = -\frac{G m_A m_B}{r_{ij}}, \qquad g = \frac{E_{LL} + E_{RR} - E_{LR} - E_{RL}}{4\hbar}, \qquad H_{\mathrm{int}} = \hbar g Z_A Z_B.$$

Con masas 10^{-14} kg y distancias $r_{LL}=r_{RR}=450$ μm, $r_{LR}=700$ μm, $r_{RL}=200$ μm, nosotros obtenemos $|g|\approx 0.0314\ s^{-1}$. Para un producto inicial de superposiciones iguales, la medida ideal de entrelazamiento, llamada negatividad, es $|\sin(2gt)|/2$. El primer máximo ocurre después de aproximadamente 25 segundos. Esta es una evaluación de la escala de fase de la geometría seleccionada, y no un diseño de un dispositivo ya operativo. [149]

El ruido considerado en los materiales viene dado por una ecuación separada de Markov. Su convención es esencial: la coherencia de un cúbit decae a un ritmo de 2γ, no γ.

$$\dot{\rho} = -ig[Z_A Z_B, \rho] + \sum_{j=A,B} \gamma_j (Z_j \rho Z_j - \rho), \qquad \gamma_j = \gamma_{\mathrm{env},j} + \eta|g|.$$

Para esta dinámica y este estado inicial, la aparición temprana del entrelazamiento requiere $g^2 > \gamma_A \gamma_B$. Si a cada experimento se le permite un fondo desconocido separado, las diferentes descomposiciones del total γ en los componentes habituales e hipotéticos pueden coincidir. La no negatividad de las contribuciones a veces da un límite superior conservador para η, pero no determina por sí mismo su valor. Se necesitan cambios de geometría controlados y calibración de ruido independiente. La inferencia sobre las propiedades del mediador también depende de la estructura y localidad de interacción explícitamente adoptadas. [150] [151] [152]

Escalas de partículas y direcciones adicionales

Para la materia oscura ondulada, es necesario distinguir entre la longitud de Broglie con h constante y la longitud reducida con $\hbar$. Las siguientes expresiones definen las estimaciones dimensionales aceptadas; las escalas de correlación exactas dependen de la distribución de la onda:

$$\lambda_{\mathrm{dB}} = \frac{h}{mv}, \qquad \ell_{\mathrm{coh}} = \frac{\hbar}{mv}, \qquad \tau_{\mathrm{coh}} = \frac{\hbar}{mv^2}.$$

Para $mc^2 = 2 \cdot 10^{-20}$ eV y v=20 km/s, las dos primeras estimaciones son iguales 30.115 y 4.793 pc. El coeficiente 2π cambia la comparación de la escala de campo con el tamaño del sistema estelar. Pero la longitud por sí sola no determina su calentamiento: la aceleración espacialmente uniforme mueve todo el sistema, por lo tanto, el calentamiento interno requiere inhomogeneidades de fuerza y sus correlaciones temporales. La fracción cosmológica de tal materia tampoco tiene que ser automáticamente igual a la fracción en el centro de un halo particular. [45]

En un ejemplo separado con dos direcciones complementarias de plano igual, la normalización de la escala fundamental se fija de la siguiente manera:

$$M_{\mathrm{Pl}}^2 = (2\pi R)^2 \overline{M}_6^{\,4} = R^2 M_D^4, \qquad M_D = \sqrt{2\pi}\, \overline{M}_6.$$

En M_D=10 TeV, El radio es 4.805 μm, y la energía del primer modo es 0.0411 eV. El límite estelar de aproximadamente 0.6 eV para el primer modo considerado en la literatura en el caso bidimensional correspondiente significaría $R \le 0.329$ μm y $M_D \ge 38.2$ TeV en esta convención. Por lo tanto, el ejemplo original con 10 TeV se excluye condicionalmente si se aplican las suposiciones de cálculo de enfriamiento. Esta conclusión no se transfiere automáticamente a una dimensión adicional o a una geometría arbitraria. [171] [132]

Por qué la frecuencia no es un termómetro listo para usar

Para la calibración de fuente de ondas gravitacionales acústicas de transición de fase seleccionada, el tamaño de burbuja característico y la frecuencia pico se relacionan como sigue. Aquí v_{wall} es la velocidad de la pared en unidades de c, $c_s = 1/\sqrt{3}$ es la velocidad del sonido en el plasma relativista, β/H_* es la duración de la transición inversa en unidades de la tasa de expansión, g_* es el número de grados relativistas efectivos de libertad. T_* indica la temperatura después de la transición y el recalentamiento asociado. La estimación supone una transición rápida $\beta/H_* \gg 1$ y un desplazamiento

al rojo radiativo estándar sin entrada de entropía tardía adicional. El parámetro z_p describe la forma del pico espectral y no es el corrimiento al rojo cosmológico. [54]

$$H_* R_* \simeq (8\pi)^{1/3} \frac{\max(v_{\rm wall}, c_s)}{\beta/H_*}.$$

$$f_0 \simeq 2.6 \times 10^{-5}\,{\rm Hz}\,\frac{T_*}{100\,{\rm GeV}}\left(\frac{g_*}{100}\right)^{1/6}\frac{z_p/10}{H_* R_*}.$$

Para v_{wall}=0.6, g_*=106.75, y z_p=10, Una transición con T_*=100 GeV y β/H_*=100 produce el mismo pico cerca 1.496 mHz como transición con T_*=1000 GeV y β/H_*=10. Una sola frecuencia no puede determinar la temperatura sin restricciones en la dinámica de la fuente. Este ejemplo no calcula la amplitud de la señal, la vida útil de las ondas acústicas o la probabilidad de detección. El siguiente paso físico requiere un cálculo conjunto de la transición, asimetría bariónica, restricciones de laboratorio y espectro de ondas utilizando un conjunto común de parámetros del modelo.

Un ejemplo ilustrativo de propagación de ondas gravitacionales

Solo se calcula aquí el transporte en modo tensor uniforme del capítulo de prueba de gravedad. La longitud de onda es mucho más pequeña que la escala del cambio de fondo; su velocidad es c, no hay masa adicional ni conversión a otros campos. Suponemos una normalización de la fuente consistente y la ausencia de transiciones de cribado locales que cambien los valores de M_* al final de la ruta. En estas condiciones, la envolvente es proporcional a $1/(aM_*)$, por lo tanto:

$$\Xi(z) = \frac{M_*(0)}{M_*(z)} = \exp\left[\frac{1}{2}\int_0^z \frac{\alpha_M(\widetilde{z})}{1+\widetilde{z}}\,d\widetilde{z}\right].$$

El signo de la integral se puede comprobar sin un solucionador numérico. Desde α_M=d ln M_*^2/d En una y a=1/(1+z) sigue d ln M_*/dz=−α_M/[2(1+z)]. La integración desde la fuente hasta el observador de hoy da un signo positivo en la expresión para $M_*(0)/M_*(z)$. con α_M=0 nosotros obtenemos Ξ=1; en z=0 La relación también es igual a uno. Esta comprobación evita que la distancia se confunda con su factor de amplitud inverso.

Para un ejemplo computacional que no pretende ser una teoría completa, asignamos α_M=α_{M0} En cuanto a s>0. Entonces:

$$\Xi(z) = \exp\left\{\frac{\alpha_{M0}}{2s}\left[1-(1+z)^{-s}\right]\right\}.$$

con α_{M0}=0.1 y s=1 por z=0.5; 1; 2; 3 Se obtienen en consecuencia 1.016806; 1.025315; 1.033895; 1.038212. La cuadratura adaptativa de la integral original reproduce la expresión analítica con una discrepancia absoluta menor que 10^{-13}. El efecto relativo en z=1 es igual a aproximadamente 2.53 porcentaje en la distancia. No es una estimación de la sensibilidad alcanzable: la distribución de la fuente, el error de orientación y la instrumentación no se calcularon aquí.

La función α_M(a) todavía no define perturbaciones escalares, estabilidad y pruebas locales. Requieren un conjunto completo y consistente de ecuaciones. Además, en los modelos blindados indicados en el capítulo principal, el valor de la relación de amplitud puede cambiar o volver a la unidad. Por lo tanto, este resultado se utiliza como un control de la fórmula de transporte y un ejemplo de normalización, y no como prueba de la existencia de una nueva gravedad admisible. Las entradas, la tabla y la comparación de los métodos se dan en el kit computacional.

Apéndice B

Programas de investigación

Estos programas convierten las preguntas del libro en una secuencia de cálculos y mediciones. Utilizan mecanismos publicados y el método general del Capítulo 21: definen un modelo de antemano, vinculan diferentes observables con parámetros comunes y nombran un resultado que forzará el rechazo de la versión que se está probando. El estado actual se enumera por separado del siguiente paso requerido.

Programa 1 Campo de energía oscura en el espacio y el laboratorio

El programa desarrolla los capítulos 3, 8 y 10. Consideramos un campo escalar canónico con un potencial $V(\varphi)$ y una relación lineal entre el cambio en la constante de estructura fina y el campo: $\Delta\alpha/\alpha = \zeta\Delta\varphi/M_{Pl}$. Un potencial, una trayectoria y un ζ El acoplamiento debe explicar los datos cosmológicos y de laboratorio. El modelo local se fija sin cribado y sin compensar los cambios en otras constantes. El reloj limita el producto del acoplamiento y la velocidad de campo, por lo que estas cantidades no pueden separarse sin suposiciones adicionales. [60]

Las relaciones de frecuencia de diferentes relojes ópticos, las líneas espectrales de absorbedores distantes y las distancias cosmológicas se comparan físicamente. Los espectros de repetición de los mismos absorbentes verifican el cambio en el corrimiento al rojo; este canal es sensible a la historia de la expansión y a la evolución. $\zeta=0$. Para experimentos de caída libre, se calculan primero las cargas escalares de los materiales. Supervisan la deriva estándar, los cambios magnéticos y de temperatura, y la calibración del espectro. Los competidores incluyen errores de instrumentos y otras constantes cambiantes. El límite de violación del principio de equivalencia se traduce en una limitación ζ a través del mismo modelo de interacción. [61] [172]

La versión con el rango de potencial declarado y la conexión distinta de cero se excluye si las áreas válidas de todos los canales no se superponen. Para el perfil del capítulo 8, se restauró el potencial, se comprobó la dinámica homogénea y se calculó la deriva del desplazamiento al rojo; el último ejemplo reveló una fuerte degeneración con H_0 y la fracción de materia. El siguiente cálculo debe combinar errores espectrales reales y restricciones cosmológicas externas, conectar el campo local con la trayectoria cosmológica y derivar las cargas de los cuerpos. Todavía no hay un ajuste conjunto de las observaciones y la protección del campo de baja masa. El perfil gaussiano es aplicable en el intervalo establecido; su continuación infinita exacta tiene el defecto descrito en el capítulo. 8. [59] [62]

El desarrollo del primer programa es un mapa completo de la divergencia de deriva perfilada bajo errores correlacionados condicionales y restricciones externas. Muestra la complementariedad de H_0 independiente y calibración. Para seleccionar realmente las observaciones, todavía necesitamos el modelo de instrumento, el costo y las pruebas en implementaciones aleatorias de ambas cosmologías; están separadas del cálculo realizado en el apéndice computacional.

Programa 2 Expansión, crecimiento y transporte de las ondas

Los capítulos 3, 8 y 10 examinan la distancia y la estructura como diferentes consecuencias de la misma dinámica. La versión que se está probando usa relatividad general, materia conservada por separado y un campo canónico. La amplitud primaria y la pendiente se establecen en una época

temprana común; las funciones de transferencia se calculan a partir de la historia coincidente. Es imposible ajustar la amplitud de corriente de nuevo para cada canal. La aproximación de campo liso solo es permisible cuando se ha verificado la pequeñez de sus perturbaciones, principalmente en el régimen subhorizontal correspondiente.

Los estudios espectroscópicos miden BAO y la anisotropía de las distribuciones de galaxias, las imágenes de galaxias proporcionan lentes débiles, las supernovas proporcionan distancias relativas. El modelo general predice cada señal observada junto con la selección de objetos. La constante Λ y los cambios específicos en la gravedad se comparan con ella. La evolución no lineal, la retroalimentación bariónica, la distribución del desplazamiento al rojo, el acoplamiento galaxia-materia y la masa de neutrinos se tienen en cuenta juntos. Los volúmenes de revisión superpuestos requieren una covarianza común. [58] [73] [74]

La versión es rechazada si el rango de parámetros que explican las distancias requiere un crecimiento que sea inconsistente con los datos después de hacer coincidir las condiciones iniciales y el ruido. El siguiente paso es implementar el fondo y las perturbaciones en un código cosmológico y probar la muestra restante sin nueva normalización. El libro ha verificado la dinámica ilustrativa de fondo; Todavía no hay un análisis conjunto completo. Las fórmulas para la materia conservada por separado y un campo suave no pueden transferirse al sector oscuro que interactúa del programa 11.

Una comprobación adicional del segundo programa es la distancia de onda gravitacional. En la teoría elegida, se deriva junto con el crecimiento y la lente, incluida la generación de ondas y el posible cribado. El área de parámetros general debe admitir todos los canales. Una comparación no se considera una prueba de una teoría si a cada canal se le asigna independientemente una función libre conveniente. El ejemplo de transferencia condicional en el apéndice solo prueba la relación analítica cuando se declara el fondo.

Programa 3 Un episodio temprano y varias estadísticas

Para las preguntas en los capítulos 11-14, se seleccionan dos competidores específicos en el contexto inflacionario general. El primero contiene una breve reducción en la velocidad de la perturbación del sonido; el tiempo, la anchura y la amplitud del episodio están incluidos en la acción fija. El segundo especifica un estado excitado gaussiano en una cierta banda de escala con cero correlaciones iniciales de tres puntos. Las interacciones cúbicas y el biespectro posterior se derivan de cada descripción. Es inaceptable seleccionar independientemente la fase del biespectro después de ajustar la potencia. Estos mecanismos han conocido estudios previos [89] [91] [90]

Usando mapas de múltiples frecuencias del CMB, se miden la temperatura y la potencia de polarización E y las correlaciones de tres puntos de diferentes configuraciones. La implementación instrumental requiere el control del haz, ángulo de polarización, ruido y radiación galáctica. Los mapas artificiales de ambos modelos y el escenario base suave se pasan a través de las mismas máscaras y procesamiento. La temperatura y la polarización se analizan juntas; Iterar sobre la posición y el ancho de la característica se incluye en la calibración de significación. Los datos galácticos se agregan solo después de que se haya calculado el transporte no lineal.

Una realización distinta de cero se excluye si los parámetros que explican la potencia requieren un biespectro medible que es rechazado por los datos. El siguiente cálculo debe determinar primero si el par seleccionado tiene virtualmente las mismas estadísticas de dos puntos, y luego determinar la recompensa de los observables restantes. La especificación se ha preparado ahora, pero su

discriminabilidad no se ha calculado. La preferencia por el estado excitado aún no prueba el rebote: para tal conclusión, se necesita un modelo independiente de su origen.

El tercer programa añade correlación espacial de μ-distorsiones con temperatura CMB. Dos modelos pueden tener una energía media similar liberada durante la desintegración de pequeñas perturbaciones, y un acoplamiento diferente de modos largos y cortos. Primero, se deriva su biespectro total y remanente, luego se modelan la compensación espectral, la fuga de temperatura y la covarianza total. El mecanismo primario sigue siendo el mismo; Las amplitudes individuales de cada canal no pueden asignarse independientemente después de ver el resultado.

Programa 4 Topología a través del pronóstico de polarización condicional

La continuación de los capítulos 1, 15 y 17 prueba un toro cúbico tridimensional con una longitud de lado común L, una orientación y un espectro primordial especificado. Estos parámetros determinan los modos espaciales discretos y la covarianza temperatura-polarización completa. Los datos de temperatura producen una distribución sobre las geometrías; la distribución condicional de la E-polarización se calcula a continuación dada la temperatura ya medida. El promedio sobre geometrías admisibles conserva la incertidumbre predictiva. Una sola orientación de mejor ajuste no puede reemplazar esa distribución. [2] [140]

El material de medición es mapas de temperatura y polarización CMB. La covarianza teórica se lleva a cabo a través del haz real, la pixelación y la máscara del cielo; agrega ruido y errores de compensación correlacionados a ambas tarjetas. En datos artificiales, se repite toda la búsqueda de L y orientación. Los competidores incluyen el modelo plano no compacto, la anisotropía primaria, la calibración de polarización y las rotaciones de polarización física permisibles. Los círculos coincidentes se usan donde la geometría seleccionada realmente los predice. Un tensor pronosticado por sí mismo no describe el cielo completo observado.

Se descarta una gama particular de tamaños y orientaciones si el patrón de correlación requerido está ausente y la prueba tiene suficiente potencia. Los siguientes entregables son una covarianza calculada con un límite de L grande verificado y una prueba de polarización condicional calibrada. Hasta ahora, se ha preparado un protocolo; no se ha obtenido un nuevo tamaño limitado. La no detección de un patrón demasiado débil para observar no establece que el espacio es infinito y no prueba automáticamente los escenarios de otro mundo en el Capítulo 18. La varianza cósmica permanece incluso con un instrumento ideal. [7]

Programa 5 Dos direcciones adicionales y una escala común

En el capítulo 16 se especifica un modelo de dos direcciones compactas planas iguales con periodo 2πR. Con la normalización aceptada $\bar{M}_{Pl}^2 = R^2 M_D^4$ se relacionan el radio, la primera energía KK c/R y la escala fundamental. También es necesario establecer la estabilización de la geometría y la interacción de toda la torre de estados. Ilustración $M_D = 10$ TeV da $R \approx 4.805$ Micrómetro y primera energía 0.041 eV; es un punto calculado cuya viabilidad se prueba por separado. [128]

Un detector de torsión con un atractor móvil mide la desviación de la fuerza de la dependencia newtoniana; la señal se calcula para los tamaños reales del cuerpo. Se controlan las cargas superficiales, vibraciones y otras fuerzas no gravitacionales. El canal astrofísico comprueba el nacimiento de los estados KK y la pérdida de energía por la materia caliente. El perfil de supernova, las interacciones pion, las condiciones de escape libre y las posibles desintegraciones son importantes

aquí. Los competidores al efecto del laboratorio incluyen nuevas fuerzas sin dimensiones adicionales. [129] [132]

El requisito astrofísico conservador de la primera energía KK no inferior a aproximadamente 0.6 eV se traduce en $R \lesssim 0.329$ micrómetros y $M_D \gtrsim 38.2$ TeV en esta normalización. En consecuencia, el punto 10-TeV original se excluye condicionalmente cuando se aplican las premisas de evaluación; no se puede reemplazar silenciosamente con otro modelo. El siguiente cálculo es resaltar el rango permisible conjuntamente y calcular la convolución de su predicción de fuerza con la geometría de instalación. Actualmente solo se han verificado traducciones a escala. No hay un ajuste conjunto completo, incluido el enfriamiento y la estabilización; Las restricciones de desintegración requieren su propio modelo de población de estados. [133] [132] [134]

Programa 6 Fase gravitacional y pérdida adicional de coherencia

En el programa del capítulo 19, se preparan dos masas en superposiciones espaciales. Una geometría define la interacción Newtoniana entrelazada g. En la ecuación local sin memoria de la tasa de desfase $\gamma_i = \gamma_{env,i} + \eta|g|$ por $\eta \geq 0$. El parámetro η es común para series con diferentes distancias y tiempos de espera. El ruido ordinario es especificado por el modelo de entorno que se está probando. El canal de medición y realimentación clásico que compite requiere una salida separada para el interferómetro seleccionado. [149] [153]

Mide las fases relativas, el contraste de interferencias y las correlaciones requeridas para presenciar el entrelazamiento. Se llevan a cabo secuencias de control con contribución gravitacional suprimida e impulsos similares. Limitar independientemente las cargas, irregularidades eléctricas superficiales, gradientes magnéticos, vibraciones, gas y radiación térmica. El canal electromagnético es capaz de crear un entrelazamiento real, por lo que no puede ser reemplazado por ruido adicional. La interpretación del resultado requiere suposiciones explícitas sobre la localidad y las propiedades del mediador [150] [151]

La dinámica especificada queda excluida si la distribución de fases y correlaciones es incompatible con los datos y los controles. Con un ruido independiente arbitrario en cada serie, η no puede reconstruirse de forma única. Sin embargo, la no negatividad de $\gamma_{env,i}$ permite obtener una cota superior conservadora de η a partir del desfase total, teniendo en cuenta los errores. El siguiente paso es deducir la respuesta común al ruido y comprobar en datos artificiales si los modelos pueden distinguirse. Por ahora se dispone de una dinámica ilustrativa y del análisis de esta ambigüedad; no existe un nuevo límite experimental sobre η.

Programa 7 Autodispersión de materia en galaxias y lentes

Continuando desde el capítulo 6, se supone que toda la materia oscura se dispersa elásticamente sobre sí misma. Se selecciona un modelo angular de dos parámetros bien conocido con normalización s_0 y velocidad característica ω. Una ley de dispersión debería describir los escasos centros de algunos halos y los densos centros de otros a través de diferentes evoluciones. Las masas, concentraciones, edades e historias de bariones de los objetos siguen las distribuciones generales de la población; no se permite una sección separada para cada galaxia. [43] [42]

La radio interferometría del hidrógeno neutro y la espectroscopia óptica espacialmente resuelta proporcionan campos de velocidad de galaxias pequeñas. Las imágenes de arcos altamente lentedos restringen las masas, perfiles y números de halos perturbadores. Las perturbaciones artificiales se

introducen en las imágenes para medir la probabilidad de detección. El competidor es materia fría y sin colisiones con retroalimentación bariónica; a ambos modelos se les debe dar la misma libertad de narración. Monitoriza la inclinación del disco, el movimiento no circular, la lente primaria, la fuente de fondo y las estructuras a lo largo de la línea de visión. [44]

La versión de dos parámetros falla si una región común de s_0 y ω no describe ambos conjuntos o exige una fracción detectable de halos densos que no está presente. El siguiente cálculo consiste en calibrar la transferencia de calor y el colapso mediante simulaciones de la evolución, para después predecir la muestra reservada. Las secciones eficaces total, de transporte y de transferencia de calor no son intercambiables. El libro solo contiene ilustraciones de la escala física; todavía no hay un análisis general de la población mediante la cinemática y las lentes.

Programa 8 Onda de materia de cuásares a estrellas

El segundo programa del capítulo 6 especifica un campo ultraligero libre que interactúa gravitacionalmente, y una posible mezcla de materia oscura fría ordinaria. Los parámetros generales son masa m y fracción cosmológica del campo f. El espectro inicial y las funciones de transferencia se calculan de manera consistente. La densidad local de la componente de onda en cada halo se deriva del mismo modelo de mezcla; no se puede seleccionar independientemente para guardar ningún objeto estelar. El alisado temprano de la estructura y la dinámica tardía deben tener la misma causa física.

Los espectrógrafos de alta resolución miden la transmitancia de cuásares distantes en el bosque Lyman-α. La espectroscopia estelar repetida y las imágenes profundas revelan las velocidades internas, tamaños y edades de los viejos sistemas fríos. Los competidores son materia caliente y cambios en el espectro primario en el canal temprano, mareas y estrellas dobles en el canal tardío. Se monitorea la historia térmica del gas, el fondo ionizante, los metales, la compacidad inicial y las órbitas. La aceleración global de todo el sistema estelar no se considera su calentamiento interno.[45] [46]

La región seleccionada de m y f se excluye si los parámetros que satisfacen los datos tempranos no permiten que los sistemas fríos observados persistan bajo historias aceptables. El siguiente paso conecta la predicción hidrodinámica de los espectros con la evolución del campo de ondas, la autogravedad estelar y las fuerzas de marea coherentes. Se prueba la población restante, incluida la selección de objetos. Hasta ahora, solo se han calculado las longitudes y frecuencias características: no se ha obtenido un nuevo límite de masa articular. La indistinguibilidad observacional del efecto débil no soporta el campo.

Programa 9 Dos pesados neutrinos y un exceso de bariones

Para los capítulos 4 y 7, se fija un modelo mínimo de dos HNL con una matriz de acoplamiento F y masas M_1, M_2. La temperatura de calentamiento es preseleccionada bastante alta, entonces el dominio de la radiación tiene efecto. Las poblaciones iniciales de HNL y las cargas asimétricas son cero; no hay dilución posterior por entropía. F y M solos determinan las masas de neutrinos ligeros, la producción de estados pesados, decaimientos y rendimiento de bariones de Y_B. Una tercera HNL o una asimetría previa dada significaría una hipótesis diferente que se está probando. [48] [51]

En los aceleradores, buscan el nacimiento de HNL en las desintegraciones de mesones y W, y miden vértices distantes, vidas y canales de leptones. Se comparan con las oscilaciones de neutrinos

y la doble desintegración beta sin neutrinos. En este último, se tienen en cuenta el intercambio ligero y pesado y su interferencia. Las principales incertidumbres se relacionan con la producción de partículas, la geometría de la región de detección del detector, la eficiencia de reconstrucción del vértice y los elementos de la matriz nuclear. La parte de cosmología prueba adicionalmente la nucleosíntesis primordial y las desintegraciones tardías.[50] [173]

El modelo se excluye si el intervalo Y_B observado con el signo correcto no se incluye en el conjunto alcanzable de parámetros aceptables de laboratorio. El siguiente cálculo es reproducir los puntos de control de la cinética cuántica matricial, incluyendo coherencia, velocidades térmicas, redistribución de carga y esfalerones; luego construir el rango Y_B a masas y mezclas medibles fijas. Las aproximaciones cinéticas deben tener un error estimado. Ahora se ha compilado una especificación del mecanismo conocido; no se realizó una nueva exploración. La detección de HNL sola no es suficiente para reconstruir el origen de una sustancia.

Programa 10 Transición con un singlete y fuente común de violación de CP

Otra prueba en el Capítulo 7 considera el Modelo Estándar extendido por un S escalar real, un potencial renormalizable fijo y un operador violador de CP de dimensión cinco que acopla S, el campo de Higgs y el quark superior con coeficiente c_t/Λ. Las masas, la mezcla y los coeficientes potenciales son compartidos por todos los cálculos. La transición debe completarse, y la carga generada debe sobrevivir. El perfil, el espesor y la velocidad de la pared de la burbuja entran tanto en el cálculo del transporte de partículas como en el cálculo de una posible fuente de ondas gravitacionales. [52]

Los aceleradores prueban las propiedades de escalares y correlaciones CP-sensibles de quarks superiores. La espectroscopía molecular de inversión de campo limita el dipolo eléctrico y otras interacciones que violan la CP. El desplazamiento de frecuencia puede depender de varios operadores, por lo que no se puede aplicar un límite de EDM a una combinación arbitraria sin recálculo. El espectro de ondas gravitacionales se compara con el ruido del interferómetro y los fondos astrofísicos. Los competidores incluyen una transición sin suficiente salida de barión, otra fuente de violación de CP y ondas del sector oculto. [53] [54]

El escenario es rechazado si ninguna transición completa permitida por el laboratorio da el Y_B requerido sin la eliminación posterior de la asimetría y dejando el área de la teoría efectiva. El siguiente paso es un escaneo consistente del potencial, el nacimiento de burbujas, las paredes y el transporte cuántico con la salida de todas las señales de laboratorio. Para las ondas, se utiliza la misma velocidad de pared. Hasta ahora, solo se ha realizado una calibración de frecuencia ilustrativa, y no se ha calculado Y_B. La frecuencia en sí no determina la temperatura; la ausencia de ondas débiles no excluye todo el mecanismo.

Programa 11 Un radio y un sector oscuro interactivo

Un montón de capítulos 6, 8, 15 y 16 seleccionan una implementación específica de Dark Dimension con una dirección compacta grande. El radio R(u), el potencial de campo, el espectro KK y las conexiones de materia oscura provienen de la misma geometría. En el ejemplo publicado, el potencial y la masa de la materia oscura dependen exponencialmente del campo. La masa variable provoca un intercambio de energía, por lo que el fondo y las perturbaciones se emiten juntos. Este es un objeto diferente al toro bidimensional del programa 5. [135] [63]

Miden las distancias cosmológicas y el crecimiento de la estructura, la fuerza de corto alcance en el laboratorio, las pérdidas de energía astrofísica y posibles decaimientos. Los relojes y la caída libre están conectados si la compactación elegida predice los enlaces correspondientes con la materia ordinaria. Un conjunto de radio, su dependencia del campo, potencial y población de estados KK debe pasar a través de todos los canales. Las calibraciones de supernovas, la retroalimentación de bariones, los neutrinos, las fuerzas superficiales y las propiedades de la materia estelar caliente se monitorean. Los competidores son campos no relacionados y separan nuevas fuerzas.

Se descarta una implementación restringida si no hay una región factible general después de tener en cuenta estas incertidumbres. El siguiente producto es una implementación independiente de la acción seleccionada, el fondo asociado y las ecuaciones lineales, y la señal de potencia de la planta real. La estabilización y aplicabilidad del radio requieren su propia verificación. Existe un análisis cosmológico publicado, pero no se reproduce en el programa del libro. Los resultados conocidos sobre la estabilización de diferentes geometrías no pueden simplemente pegarse en un modelo completo; las conexiones intrínsecas entre el campo y la materia deben conservarse en todos los cálculos. [134]

Programa 12 Gravedad de vacío sin reajuste

La tarea es comprobar si la pequeña contribución gravitacional del vacío se conserva cuando cambia la descripción de la materia. Dos formulaciones son fijas: la relatividad general con un término constante renormalizado dado y el modelo global original para separar la contribución de vacío de Kaloper y Padilla. No se pueden mezclar con versiones locales posteriores sin una nueva definición de acción y condiciones. Se indican la región espacio-tiempo, las condiciones límite, los campos de materia y el orden de las correcciones cuánticas. En primer lugar, se comprueba si la solución seleccionada permite el promedio global requerido.

El primer cálculo añade un cambio constante a la Lagrangiana de la materia y produce un cambio en la ecuación gravitacional mientras se mantienen las otras premisas. El segundo introduce una transición de fase dada con una historia explícita de la contribución del vacío. No se requiere un mecanismo que elimine una parte permanente para eliminar un resto que cambia temporalmente. Por lo tanto, la reacción de expansión se calcula por separado y se comprueba la ley de conservación. Los parámetros libres no se vuelven a ajustar después de ver cada resultado.

El siguiente paso físico surge después de obtener una H(z) específica y perturbaciones: comparación con la historia caliente, las distancias y el crecimiento de la estructura. El resultado útil es el área permisible de transiciones y enmiendas, o el lugar exacto donde el mecanismo deja de realizar la tarea establecida. El laboratorio no puede cambiar el término de vacío constante de todo el Universo a voluntad. El estado actual del programa es una comparación consistente; no se ha realizado aquí un nuevo cálculo de la transición de fase cosmológica y una prueba de estabilidad radiativa completa.

Programa 13 Dos orígenes de la deficiencia de estructuras pequeñas

Comparamos la materia oscura fría con un espectro primordial modificado y una versión específica de la materia oscura cálida con un espectro primordial suave. El componente caliente se especifica por su masa, distribución de momento y fracción de densidad. La modificación primordial tiene un conjunto finito de parámetros fijados antes del análisis. Ambos modelos se ajustan a

espectros similares de inhomogeneidades de 21 cm en una época de referencia seleccionada. Esto crea una prueba significativa: el canal adicional debe distinguir las causas que ya se ven similares en la primera medición.

El siguiente paso calcula múltiples épocas, dependencia de la dirección de la línea de visión y estadísticas no lineales admisibles. Físicamente, se requerirán mapas de radio de múltiples frecuencias antes de la fuerte influencia de las estrellas. Las observaciones del modelo incluyen el patrón de frecuencia de la antena, el primer plano, las calibraciones, los modos perdidos y el historial térmico del hidrógeno. Muchas épocas no garantizan el éxito: si después del tiempo de referencia ambos modelos tienen las mismas funciones de transferencia y crecimiento, la observación lineal adicional puede no contener una nueva diferencia.

El producto requerido es un mapa de discriminabilidad en el espacio de escala, desplazamiento al rojo y error, con selección repetida de parámetros competidores aceptables. También debe haber regiones donde el problema inverso sigue siendo ambiguo. Antes de transferir a un proyecto específico, el mapa se traduce en requisitos para el área de la matriz, las bases, el ancho de banda y la estabilidad de calibración. El libro calcula la correspondencia entre frecuencias y épocas; la simulación conjunta de las dos cosmologías con el instrumento sigue siendo una parte abierta.

Programa 14 Medio neutrino y su traza acústica

Se selecciona una interacción microscópica de neutrinos con masas y constantes de acoplamiento dadas. Produce un término de colisión en lugar de una corrección arbitraria del espectro CMB. El competidor es la propagación libre estándar a una densidad total similar de partículas relativistas. Si la interacción transfiere energía entre los componentes o cambia el número de partículas, este cambio se incluye en las ecuaciones de fondo y la distribución inicial.

La verificación computacional comienza con la conservación de la energía y la transición adecuada entre los medios de comunicación que interactúan fuertemente y la propagación libre. Los espectros de temperatura y polarización conjunta se calculan entonces variando la densidad bariónica, el espectro primario y las calibraciones. El criterio físico es una fase consistente obligatoria y la estructura de amplitud, que no puede ser eliminado por la resintonización permitida. Un solo valor de N_{eff} no describe todas estas propiedades.

Después del análisis cosmológico, podemos continuar la distribución de neutrinos hasta nuestros días y calcular la captura por tritio, teniendo en cuenta las masas, la mezcla y la condensación local. La resolución de energía, el fondo de desintegración beta y las propiedades de destino se incluyen en el modelo de evento. El resultado debe vincular los parámetros iniciales a ambos canales o mostrar por qué este enlace no está claramente definido. El libro proporciona una referencia de temperatura estándar y una ruta de prueba; no se declara el nuevo cálculo de Boltzmann del medio interactivo y la sensibilidad de laboratorio.

Programa 15 Dinámica cuántica y competidor clásico

El control inicial ya está dado en el libro: los sistemas cuánticos y clásicos con una distribución gaussiana positiva coincidente en el espacio de fases pueden desarrollar momentos más altos de manera diferente durante la interacción no lineal. Comprueba el código y el significado de la asignación inicial. La parte cosmológica abierta comienza con una interacción dada de

perturbaciones inflacionarias, un tiempo inicial finito y una clase explícitamente elegida de estados estadísticos clásicos.

En primer lugar, se coordinan aquellas correlaciones simétricas iniciales que deben ser idénticas. El desarrollo posterior, incluido el orden de aproximación y renormalización, se calcula utilizando métodos independientes. Para cada diferencia, se indican las estadísticas observadas: por ejemplo, la configuración específica del biespectro después de la transferencia a CMB o la distribución de la materia. La contribución cuántica numéricamente pequeña se compara con el error de aproximación y la precisión del integrador clásico anterior con la precisión del instrumento.

La verificación física requiere un modelo de máscara, ruido, evolución no lineal y posibles simuladores clásicos. Al competidor clásico solo se le permite la libertad anunciada previamente. Si la diferencia desaparece después de tenerla en cuenta, la estadística elegida no resuelve el problema. Si se retiene, es la familia probada la que está excluida; una negación universal de todas las explicaciones clásicas requeriría otra prueba. El control oscilatorio realizado no es una medida del origen cuántico del Universo. El propósito de la secuela es establecer si una diferencia similar sobrevive a la transferencia física y la precisión observacional realista.

Programa 16 Historia de la expansión en el transporte de ondas gravitacionales

Se registran dos historias tempranas posteriores a la inflación, válidas antes del inicio de la fase caliente verificada. En uno, la historia de radiación seleccionada comienza inmediatamente, en el otro hay una época intermedia con una cierta ecuación de estado y mecanismo de finalización. Ambas historias deben satisfacer las limitaciones de la nucleosíntesis y la ley de conservación. El espectro del tensor primario recibe una familia de formas preliminarmente limitada; para una función arbitraria del espectro, el problema inverso puede permanecer no identificable.

Las ecuaciones de onda se integran a través de transiciones con convergencia comprobada, y luego se calcula la densidad espectral de hoy. Los pares de modelos coinciden con una señal cercana en la misma banda de frecuencia. La siguiente banda y la polarización CMB prueban la predicción del mismo conjunto de parámetros. Fuentes como las transiciones de fase y las cuerdas cósmicas se consideran por separado, ya que cambian el mecanismo mismo de la producción de ondas.

El programa de física incluye calibración del detector, ruido correlacionado y fondo astrofísico residual. Su producto son las regiones de frecuencias y errores donde las historias seleccionadas difieren necesariamente, y las regiones donde un cambio en el espectro inicial las enmascara. Tal comparación no puede reemplazarse con la promesa de determinar la temperatura de calentamiento a partir de un solo pico. El libro ya ha ilustrado la degeneración de la frecuencia de transición de fase; un nuevo análisis multibanda completo sigue siendo un desafío.

Programa 17 Información de un agujero negro en evaporación

Se selecciona un modelo de gravedad Jackiv-Teitelboim bidimensional específico, asociado con un campo conforme y un depósito externo. La acción, el estado, la trayectoria del límite, la conexión con el depósito y el modo de aproximación semiclásico están completamente especificados. El primer estudio reproduce los extremos de la entropía generalizada y la transición entre ramas admisibles. Un gráfico similar a la curva de Page no es suficiente: debe mostrar el origen de cada rama de las mismas ecuaciones.

Luego cambian un elemento físico, el estado inicial o el modo de comunicación, y verifican si la salida se mantiene. Un cálculo independiente debe distinguir entre la entropía del subsistema, la entropía térmica y la entropía de todo el sistema cerrado. Se tiene en cuenta la precisión de la aproximación y los posibles cambios en el área que el algoritmo asigna al subsistema de radiación. La falta de suavidad del mínimo aproximado de dos ramas no significa en sí misma una singularidad física.

La prueba más cercana aquí es matemática y computacional. Una posible simulación de laboratorio prueba el mapeo de un sistema seleccionado en un modelo, en lugar de la evaporación astrofísica per se. La transferencia del resultado a un agujero negro de cuatro dimensiones u horizonte cosmológico requiere una conclusión separada. El libro explica la ruta teórica; el nuevo cálculo de la curva de Page no se realizó. Una extensión útil es un conjunto reproducible de condiciones bajo las cuales la inferencia es robusta, y una limitación precisa en su aplicabilidad.

Apéndice C

Tareas computacionales y reproducción

Este apéndice distingue entre los cálculos realizados, las pruebas de métodos y los estudios futuros. Para la tarea D1, se dan programas, datos de entrada y valores de control. Los objetivos D2 y D3 siguen siendo especificaciones para estudios de características del universo temprano y poblaciones de materia oscura. Un generador ya hecho, entrenamiento de redes neuronales o un nuevo límite físico no se anuncian para ellos.

Cómo reproducir un cálculo completo

Los comandos de inicio y los requisitos para el entorno de software se dan en las instrucciones adjuntas para los cálculos. Las diferencias en los últimos decimales entre plataformas son aceptables; no deben cambiar los resultados de las pruebas declaradas dentro de la tolerancia especificada.

Tarea D1: especificación del modelo y datos de entrada

El modelo objetivo es una cosmología homogénea plana con materia no relativista conservada y un campo escalar canónico. Los parámetros de entrada $H_0 = 70$ km/s/Mpc y $\Omega_{m0} = 0.3$ especificado por el autor. La ecuación de estado tiene el perfil $1 + w = A \exp[-(\ln(1 + z) - b)^2/(2s^2)]$, donde $A = 0.25$, $s = 0.2$ y $b = \ln(1,5)$. La densidad de campo se deriva de la ecuación de continuidad. Este es un ejemplo de cálculo existente de un libro; no se ajusta a las observaciones.

El vector z es igual a [0.25; 0.5; 0.75; 1; 1.5; 2; 2.5; 3]. El cálculo de la deriva media supone fuentes comóviles y descuida la emisión en este rango de desplazamiento al rojo. No se incluyen las aceleraciones internas de los sistemas de absorción. El cambio de velocidad durante el intervalo Δt se calcula como $c\Delta t[H_0 - H(z)/(1 + z)]$ con conversión consistente de unidades. 20 y 40 Los años julianos son considerados. Esta definición de una señal promedio no es un modelo para medir líneas espectrales reales.

El error independiente σ toma los valores 0.1; 0.15; 0.2; 0.3; 0.5; 0.7; 1; 1.5 y 2 cm/s. La covarianza total viene dada por $C_{ij} = \sigma^2\delta_{ij} + \tau^2 u_i u_j$, donde τ = 0.5 cm/s y u = [−0.76; −0.6; −0.44; −0.28; 0.04; 0.36; 0.68; 1]. La amplitud correlacionada tiene media cero. El desplazamiento común libre B cambia la predicción media y no coincide con este modo. Al modificar el intervalo, se conservan artificialmente ambos componentes de la covarianza.

La familia competidora es un modelo plano con una constante cosmológica. H_0, Ω_{m0} y B están perfiladas. En la restricción condicional externa H_0, el centro es siempre igual a 70 km/s/Mpc, el ancho sH toma los valores 0.2; 0.5; 1; 2; 5; 10 km/s/Mpc o no hay restricción. Nueve errores, siete variantes H_0 y dos intervalos forman 126 líneas de la exploración principal. Se considera que la evaluación externa es independiente de la deriva; no se ha examinado por separado la aplicabilidad de esa suposición a los datos actuales.

Otras 14 líneas comparan siete combinaciones de restricciones condicionales para cada intervalo a σ = 1 cm/s. Los anchos utilizados son sh = 1 km/s/Mpc sΩ = 0.01 y sb = 0.1 cm/s con centros 70; 0.3 y 0. Por un lado. Ω_{m0}, Los parámetros H_0 B se resuelve linealmente. El mínimo para Ω_{m0} se busca usando una cuadrícula de puntos 1201 con el refinamiento de los mínimos locales encontrados. Los

rangos de búsqueda H_0 Desde 20 a 140 y Ω_{m0} Desde 0.01 a 0.99 son delimitadores numéricos; ni un solo mínimo final los alcanza.

Resultados de referencia y límites de inferencia

Desde hace veinte años y σ = 1 cm/s sin restricciones externas, Q = 0.31661491586716844. Con la restricción H_0 el ancho 1 resultados en 1.5650711955566339; con una restricción separada B del ancho 0.1, El resultado es 0.33152500553204495; con ambos - 3.4200771730750636. Al agregar las tres restricciones, Q = 5.694309749083916. Estos números miden la divergencia residual de las curvas sin ruido añadido después del ajuste y la adición de penalizaciones condicionales. No son significación estadística, probabilidad de detección, evidencia bayesiana o ganancia de información esperada.

Una optimización separada de tres parámetros prueba cuatro combinaciones de restricciones: la divergencia absoluta máxima Q es igual a 9.77 × 10−15. Cuando se desactiva el modo correlacionado, 0.31681625152981635 se obtiene. Sin restricciones externas, pasar de veinte a cuarenta años da Q40/Q20 = 4 Para todos los nueve σ. A lo largo de la exploración principal, el aumento de la restricción H0 no reduce el mínimo. Se verifica la definición positiva de C y la coincidencia de dos realizaciones de la proyección lineal local. El perfil no lineal y la proyección local tienen diferentes significados. Estas comprobaciones son específicas de este ejemplo computacional.

Con un control independiente, la densidad del campo escalar se recalcula por cuadratura sobre el corrimiento al rojo, y H0, Ωm0 y B se seleccionan conjuntamente. Las funciones de señal y perfil del módulo que se está probando no se importan. Para siete combinaciones de restricciones del ejemplo de veinte años, la diferencia absoluta máxima Q fue 1.42 × 10−14 Con la tolerancia establecida 10−8. El informe se proporciona en el kit computacional. El acuerdo de implementación verifica el cálculo bajo supuestos físicos comunes; no excluye el error de los supuestos en sí.

Problema D2 y características tempranas

El objetivo es encontrar la región de discriminabilidad de dos mecanismos tempranos dados después de que admitan un espectro de poder similar. La entrada debe ser acciones o estados, condiciones iniciales, parámetros aceptables, transferencia general a observaciones y un modelo de error. Se requiere calcular el espectro de potencia y el biespectro a partir de un conjunto de parámetros, luego estimar cuánta diferencia queda después del ajuste conjunto. Control inicial - restauración del límite suave cuando la función está desactivada y confirmación independiente de las normalizaciones. El siguiente resultado es una región reproducible de degeneración, no solo una hermosa curva seleccionada.

Las ilustraciones disponibles de características tempranas pueden servir como un diagnóstico inicial de la forma, pero no reemplazan la derivación de estadísticas conjuntas de un mecanismo particular. No hay un comando de lanzamiento listo en la especificación, ya que el generador completo aún no se ha creado. La finalización requiere una solución robusta a las perturbaciones, un orden elegido de aproximación, transferencia, emisiones de primer plano y covarianza conjunta. A continuación, puede probar la emulación y SBI en conjuntos separados. El éxito estará determinado por una diferencia reproducible bajo condiciones establecidas y una tasa de error calibrada, así como una indicación explícita del área donde no hay diferencia.

Problema D3 y la población de materia oscura

El objetivo es probar una determinada dependencia de la velocidad de autodispersión en varias poblaciones, comparándola con un modelo seleccionado de materia oscura fría y retroalimentación astrofísica. Los parámetros microfísicos siguen siendo generales; las historias de formación y los parámetros de observación varían entre objetos dentro de un modelo jerárquico dado. Las entradas serán conjuntos de simulaciones, un modelo de selección, características medidas de galaxias y lentes, y estimaciones de errores. El entrenamiento y las pruebas deben estar separados por objetos, historias y, en una prueba separada, por las prescripciones físicas del simulador.

El libro hasta ahora proporciona una formulación de este problema. Una simple ilustración de un perfil de densidad no es un generador de población suficiente. Se necesitan implementaciones de referencia independientes, pruebas de transferencia entre descripciones astrofísicas y predicción para una población reservada para la evaluación sin volver a sintonizar la microfísica general. Un posible resultado significativo es el descubrimiento de un desacuerdo inamovible en parte del espacio de parámetros o el establecimiento de la degeneración restante. Un límite numérico en la sección transversal de interacción requerirá observaciones reales y un procedimiento de derivación validado. Hasta este punto, el campo de resultado en la tarea legible por máquina permanece en blanco.

Tres niveles de finalización de tareas

El primer nivel es un estándar computacional: entradas fijas, un comando de trabajo, resultados de control y una cierta tolerancia. En este nivel es D1. El segundo nivel es la comprobación de la salida en datos simulados: implementaciones de ruido de ambos modelos, una regla de selección anunciada previamente, tasas de error, comprobaciones de calibración y robustez para el desajuste del generador especificado. Este nivel aún no se ha completado para las tres tareas. El tercer nivel es el estudio físico: datos, características del hardware, modelo de selección y pruebas independientes de los principales efectos sistemáticos.

La transición entre niveles va acompañada de un nuevo resultado registrado. La aceleración del programa se tiene en cuenta junto con el error; la expansión del modelo, junto con un cambio en el alcance de aplicabilidad; agregando una observación, junto con las dependencias de sus incertidumbres. La falta de discriminabilidad también es una respuesta útil si se establece para una clase claramente definida de modelos y mediciones. Esta disposición permite a los científicos y a los sistemas de inteligencia artificial seguir trabajando en un solo problema, preservando el origen de cada salida y no atribuyendo capacidades al cálculo previo que aún no tiene.

Cálculos de control adicionales

Un programa adicional repite las integrales de edad y distancia, la reconstrucción del potencial escalar con una solución separada a la ecuación de campo, las pruebas derivadas adiabáticas, el crecimiento lineal simplificado y las conversiones a escala física. Una suite computacional contiene entradas, resultados y errores. Los números corresponden a los supuestos de enseñanza del Apéndice A; no hay una solución completa de perturbaciones espaciales y ajuste de las observaciones.

Un programa separado comprueba las dos reconstrucciones de fondo del capítulo 20. Para A, se usa un potencial explícito, para B, se usa una reconstrucción paramétrica en dos rejillas. La historia pasada general sigue de la definición de la función de conmutación; horizontes diferentes - de sus

asintóticos analíticos. La cuadrícula final comprueba la implementación en el intervalo seleccionado y no reemplaza estos argumentos. Los resultados se muestran en el kit computacional.

Otro programa calcula una combinación entrelazada de cuatro energías newtonianas, prueba la negatividad ideal a través de la transposición parcial de la matriz de densidad y varios casos de umbral temprano bajo desfasamiento local. El programa oscilatorio repite el control oscilatorio del capítulo 12. Estos programas no describen una configuración completa ni proporcionan una nueva restricción experimental.

Glosario

Las entradas siguen el orden de la edición rusa. Las abreviaturas latinas y griegas siguen los términos principales. Las definiciones se refieren al sentido en el que se usan los conceptos en el libro.

Asimetría bariónica. El exceso de bariones sobre antibariones que permanecen en el Universo. Es conveniente expresarlo en relación con la densidad de fotones o entropía para una historia térmica específica. La explicación debe reproducir la magnitud del exceso y su conservación; la neutralidad eléctrica de la materia no significa igualdad de materia y antimateria.

Biespectro. Estadísticas de correlación de tres puntos. Para un campo estadísticamente homogéneo, los vectores de onda del triple se cierran en un triángulo. Para las perturbaciones gaussianas con media cero, el biespectro es igual a cero. Una señal distinta de cero puede reflejar interacciones tempranas o evolución tardía no lineal; estas fuentes deben distinguirse.

Degeneración de parámetros. Una situación en la que diferentes combinaciones de parámetros dan predicciones iguales o similares para observaciones seleccionadas. Una medición más precisa de una combinación no siempre nos permite determinar cada valor por separado. Ayudan las observaciones adicionales con distinta dependencia de los parámetros y una calibración independiente.

Geodesia incompleta. Una propiedad del espacio-tiempo en la que alguna geodésica no continúa dentro de un modelo dado a un valor finito de su parámetro natural. Para una partícula masiva, este parámetro es su propio tiempo. La incompletitud indica el límite de la descripción, pero no determina por sí misma la física de la continuación o creación del mundo.

Holografía. La idea de describir un sistema gravitacional a través de grados equivalentes de libertad en un espacio de dimensiones inferiores. Las implementaciones estudiadas se relacionan con ciertas teorías y geometrías. Ellos no prueban que el mundo visible es una proyección en una pantalla física, y no proporcionan una descripción ya hecha de nuestro Universo.

Horizonte de sucesos. Un límite causal que separa los eventos de los cuales las señales pueden llegar al observador de los eventos que no estarán disponibles para él en el futuro. En cosmología, su presencia depende de una mayor expansión. Medir la aceleración de hoy por sí solo no es suficiente para establecer ese límite para siempre.

Horizonte de partículas. El límite de la región desde la cual las señales podrían haber llegado al observador durante la historia pasada aceptada del Universo. Se define por esta historia de expansión. El horizonte de partículas no es una pared de material y no coincide automáticamente con la profundidad de una vista telescópica particular.

Lente gravitacional. Cambiar las direcciones y formas de los haces de luz bajo la influencia de la geometría gravitacional. Le permite estudiar la distribución de la masa, incluida la masa invisible, a partir de imágenes de objetos de fondo. La recuperación de masa requiere un modelo de lente y geometría; las distribuciones múltiples a veces producen efectos observados similares.

Ondas gravitacionales. Propagación de perturbaciones de geometría gravitacional capaces de transferir energía y cambiar las distancias mutuas de los cuerpos de prueba libres. Son creados por procesos astrofísicos y supuestos cósmicos tempranos. La frecuencia de la señal depende del mecanismo y la posterior expansión, por lo que no es un termómetro único de la época.

Inestabilidad de gradiente. El crecimiento de pequeñas perturbaciones espaciales asociadas con el signo inapropiado del término gradiente en la región de aplicabilidad de la teoría. Difiere del lento crecimiento gravitacional de la materia.

Decoherencia. Supresión de la interferencia disponible entre alternativas cuánticas debido a sus correlaciones con el medio ambiente. Para un subsistema, esto puede hacer que la imagen probabilística clásica sea una buena aproximación. El proceso no requiere la desaparición fundamental de la información del estado completo y no explica la especialidad de las condiciones iniciales.

Deriva del corrimiento al rojo. Cambio lento en el corrimiento al rojo de una sola fuente cosmológica entre épocas de observación. Para una fuente comóvil en FLRW, se relaciona la tasa de expansión en los momentos de recepción y emisión de luz. Su aislamiento requiere el control de sus propias aceleraciones y la estabilidad a largo plazo de la calibración espectral.

Inflación. La hipotética etapa de expansión acelerada del Universo temprano, durante la cual la longitud comóvil del Hubble disminuyó. Diversas implementaciones son capaces de crear perturbaciones primarias y explicar las propiedades de la región observada. Las predicciones exitosas no establecen un potencial de campo único o un comienzo absoluto de la existencia.

Superficie extrema cuántica. Una superficie en la que la entropía generalizada es estacionaria en una formulación gravitacional dada. Su uso requiere definir el subsistema y el modo de aproximación.

Compactación. La suposición de que las direcciones espaciales están cerradas o tienen un tamaño característico finito y, por lo tanto, no se perciben como grandes direcciones de movimiento. Su geometría influye en el espectro de excitaciones disponibles. El tamaño pequeño por sí solo no garantiza que el modelo esté de acuerdo con todos los experimentos.

Variación cósmica. Incertidumbre estadística asociada con el número finito de modos cósmicos disponibles y realizaciones del campo observado. La eliminación del ruido del instrumento no lo elimina. Su influencia depende del parámetro que se está midiendo, el volumen que se está examinando y la compartición de observables correlacionados.

Rebote cosmológico. La transición de compresión a expansión, en la que el factor de escala alcanza un mínimo distinto de cero. Requiere una cierta geometría, composición de la materia o cambios en la dinámica gravitacional. La suavidad de una solución homogénea aún no prueba la estabilidad de las perturbaciones, la continuidad geodésica completa o el realismo del resto de la historia.

Cosmología. La rama de la física que estudia el Universo como un todo: su composición, geometría, expansión, historia y origen de la estructura. Los modelos cosmológicos conectan mediciones de diferentes épocas por leyes generales. El área observada no necesariamente coincide con todo el espacio existente.

Desplazamiento al rojo. Un aumento en la longitud de onda observada en comparación con la longitud en la emisión; denotada por z. En la expansión cosmológica, se relaciona con la relación de los factores de escala entre la recepción y la emisión de luz. El movimiento de la fuente y los efectos gravitacionales también pueden cambiar las frecuencias observadas.

Curva de Page. Dependencia de la entropía del subsistema de radiación a tiempo durante la evaporación en el modelo seleccionado. Su disminución esperada en una etapa posterior se asocia con la redistribución de la información en el sistema completo. En un cálculo específico, debe indicar explícitamente el subsistema: las entropías del baño externo y el sistema de límites no coinciden por definición.

Curvatura. Una propiedad de la geometría que expresa la desviación del plano y se manifiesta en el movimiento relativo de los cuerpos libres cercanos. La curvatura espacial de la rebanada y la curvatura del espacio-tiempo son diferentes. La curvatura espacial cero no establece ni la infinidad del mundo ni la ausencia de identificaciones globales.

Factor de escala. Función a(t), que describe el cambio en las distancias entre participantes en la expansión cosmológica general. Su normalización absoluta es condicional; el valor de hoy se toma como uno. Un aumento en el factor de escala no significa una expansión igual de sistemas relacionados, como átomos, sistemas planetarios o galaxias.

Métrica. Un objeto que especifica intervalos entre eventos cercanos a través de cambios en sus coordenadas. En el espacio-tiempo, determina el tiempo adecuado, las distancias espaciales y las direcciones de la luz. Diferentes registros de coordenadas pueden describir la misma métrica, por lo que cambiar fórmulas no siempre significa una nueva geometría física.

Multiverso. El nombre de varias suposiciones acerca de las muchas regiones o mundos cósmicos entre los cuales se encuentra el nuestro. Los escenarios difieren en mecanismos, causalidad y estado de prueba. El multiverso cosmológico y la interpretación de muchos mundos de la mecánica cuántica no son la misma declaración.

Antecedentes cosmológicos de neutrinos. Reliquia de la población de neutrinos del Universo temprano caliente. Sus trazas cosmológicas indirectas y la captura directa de partículas individuales son diferentes tareas de medición.

Entropía generalizada. En gravedad semiclásica, la suma de la contribución geométrica del área y la entropía consistentemente renormalizada de los campos cuánticos en la formulación elegida.

Problema inverso. Reconstrucción de causas, parámetros o condiciones iniciales a partir de consecuencias medidas. En cosmología, requiere una descripción de la transferencia de señales y la selección observacional. Varios modelos pueden producir los mismos datos; la discriminación requiere observables adicionales o restricciones justificables independientemente sobre explicaciones admisibles.

potencial de campo. Una función que describe la parte potencial de la energía de campo en teoría. Su forma afecta a las propiedades de movimiento, equilibrio y perturbación. Las observaciones limitan solo el rango accesible de dinámicas; la continuación del potencial a valores no transitados requiere requisitos físicos adicionales.

Espacio-tiempo. Descripción geométrica general de eventos con coordenadas espaciales y temporales. En la teoría general de la relatividad, su métrica depende de la materia y la energía y determina el movimiento de los cuerpos libres y la luz. El tiempo difiere de las direcciones espaciales en su papel en la estructura causal.

Perfilado de parámetros. Minimización de la medida del desacuerdo con respecto a los parámetros auxiliares con valores fijos probados. Difiere del promedio bayesiano en la distribución de parámetros.

Estabilidad radiativa. Preservación de la propiedad declarada del modelo teniendo en cuenta las correcciones cuánticas en el esquema declarado sin ajustes arbitrarios repetidos de los parámetros en cada paso.

Dimensiones. Número de coordenadas independientes necesarias para especificar localmente una posición en el espacio considerado. El modelo habitual de espacio-tiempo tiene tres coordenadas espaciales y una de tiempo. La gran dimensión del espacio de los estados cuánticos no significa direcciones físicas adicionales de movimiento.

Recalentar. Transición de la energía de los campos que soportaron la inflación a partículas y radiación de la etapa caliente. El proceso puede incluir varias etapas de no equilibrio. Su duración y dinámica influyen en la relación entre la escala de observaciones y el tiempo de su origen en el modelo temprano.

Libre transmisión de partículas. Un régimen en el que las colisiones no tienen tiempo para mantener el equilibrio local en la escala bajo consideración. Las perturbaciones de dicho componente difieren de las perturbaciones de un fluido estrechamente acoplado.

Error sistemático. Sesgo o distorsión del resultado debido a instrumentación, calibración, selección de datos o inexactitud del modelo de procesamiento. Aumentar el número de observaciones no necesariamente lo elimina. La evaluación requiere pruebas independientes, modelado de respuestas y mediciones de referencia; una fuente común puede vincular errores de diferentes métodos.

Campo escalar. Cantidad especificada por un solo número en cada punto del espacio-tiempo y transformada como escalar al cambiar las coordenadas. Su dinámica está determinada por el término cinético, el potencial y las interacciones. Un campo escalar puede modelar procesos; el nombre en sí no establece su existencia.

Espectro de potencia. Descripción estadística de la amplitud de las inhomogeneidades a diferentes escalas espaciales o angulares. Está asociado con la correlación de campo punto a punto y no determina la ubicación específica de los objetos. Diferentes mecanismos pueden producir una potencia similar, pero difieren en correlaciones de orden superior.

Temperatura de espín. Parámetro de la relación de poblaciones de dos niveles hiperfinos del estado fundamental del hidrógeno. No tiene que coincidir con la temperatura cinética del gas o la temperatura de la radiación cósmica de fondo de microondas.

Vela estándar. Una fuente cuya luminosidad absoluta puede ser estimada o estandarizada por atributos. La comparación de esta luminosidad con el flujo resultante da la distancia. El método requiere calibración, teniendo en cuenta la absorción, la selección de objetos y la posible evolución de sus propiedades; una vela no es la misma lámpara.

Sirena estándar. Una fuente de ondas gravitacionales para la cual la forma de la señal permite estimar la distancia de luminosidad para una teoría de propagación dada. La medición de la expansión generalmente también requiere un desplazamiento al rojo. La precisión está limitada por la orientación del sistema, la calibración, la selección de galaxias anfitrionas y la selección de eventos detectados.

significación estadística. Una característica de cuán inusual es el resultado obtenido se le da una hipótesis dada que se está probando y un modelo estadístico. No es igual a la probabilidad de que la nueva teoría sea verdadera. La interpretación está influenciada por supuestos de ruido, opciones de análisis, sesgos y el conjunto de explicaciones que se comparan.

Esfera de Hubble. Una superficie con un radio característico c/H en un modelo de expansión homogénea, donde la velocidad de retroceso cosmológico es igual a la velocidad de la luz. Su posición está determinada por la tasa de expansión actual. No es un horizonte causal universal: la posibilidad de recibir una señal también depende de la evolución posterior.

Materia oscura. Un componente cuya presencia en la interpretación cosmológica estándar se infiere de la influencia gravitacional sobre el movimiento, la lente y el crecimiento de la estructura. Su naturaleza microscópica no ha sido establecida. Un resultado negativo de la búsqueda de una partícula limita el modelo correspondiente, y no automáticamente ninguna explicación a la materia oscura.

Energía oscura. El componente que explica la aceleración tardía de la expansión en la descripción gravitacional estándar. Pueden servir como una constante cosmológica o un sistema dinámico de campos. Las conclusiones sobre las propiedades dependen de la geometría adoptada, la composición del Universo y la ley de la gravedad.

Edades oscuras. El período posterior a la formación de átomos neutros y antes de la influencia significativa de los primeros objetos luminosos. Los límites exactos dependen de la historia de la formación de las fuentes.

Topología. La estructura global del espacio: su conectividad, caminos cerrados e identificación de puntos. La misma curvatura local permite diferentes topologías. Un espacio compacto puede tener un volumen finito sin un borde físico; no requiere la habitación exterior en la que se encuentra.

Ecuación de estado. Relación entre presión, densidad y otras características de un componente. El libro utiliza el parámetro w - la relación entre la presión y la densidad de energía. Para la constante cosmológica w = −1, para polvo no relativista - 0. El valor efectivo recuperado dividiendo los componentes que interactúan de manera diferente puede diferir del parámetro propio de cada campo.

Falsación. Una prueba en la que la predicción de una hipótesis puede ser confrontada con un resultado observacional que es inconsistente con ella bajo las condiciones dadas. Los modelos probabilísticos requieren criterios e incertidumbres. La ausencia de una señal refuta aquellas versiones que requerían su detección a la sensibilidad lograda.

Peine de frecuencia. Una fuente de luz con muchas líneas espectrales relacionadas con precisión. Cuando se vincula a un estándar de frecuencia atómica, sirve como una herramienta de calibración para el espectrógrafo. La presencia de un peine solo no elimina todos los errores: se debe tener en cuenta la transferencia de luz, la respuesta del detector y los cambios de instrumentos entre las observaciones.

Emulador. Rápida aproximación computacional a un solucionador físico dado. Su error relativo al solucionador y el error de la propia descripción física se evalúan por separado.

Entropía. Una característica cuantitativa de un estado, cuya definición depende de la descripción utilizada: macroestado, matriz de densidad cuántica, subsistema u horizonte. Estas cantidades no se pueden identificar automáticamente. La entropía de un estado cuántico cerrado se conserva durante la evolución unitaria, mientras que la entropía de un subsistema seleccionado puede cambiar.

Teoría de campo efectiva. Descripción de los procesos físicos en un rango limitado de energías y escalas, teniendo en cuenta la influencia de partes inaccesibles a través de interacciones permisibles. Sus predicciones requieren la verificación del rango de aplicabilidad. Una teoría efectiva exitosa no tiene que seguir siendo cierta en ninguna energía.

BAO: oscilaciones acústicas de bariones. Rastros de ondas sonoras de plasma temprano en la distribución espacial de la materia. La escala característica se utiliza como regla estándar para medir la geometría y la extensión. Su longitud física se calcula a partir de la historia temprana, por lo que la calibración absoluta requiere suposiciones sobre la composición y la dinámica del Universo.

BBN - nucleosíntesis primordial. Formación de núcleos ligeros en los primeros minutos de la historia caliente. Los cálculos relacionan las cantidades de deuterio, helio y otros elementos ligeros con la densidad de la materia ordinaria, las reacciones nucleares y la velocidad de expansión. La verificación observacional requiere tener en cuenta el procesamiento estelar posterior y los errores sistemáticos.

CMB - radiación cósmica de fondo de microondas. La radiación se retuvo desde el Universo temprano caliente y nos alcanzó después de que la materia se volviera lo suficientemente transparente. Su espectro, inhomogeneidades de temperatura y polarización llevan información diversa. El patrón observado contiene tanto perturbaciones primarias como las consecuencias de la evolución posterior.

CP simetría. La simetría conjunta de la sustitución de partículas por antipartículas, denominada C, y la reflexión espacial P. Su violación significa la diferencia en los procesos correspondientes. Forma parte de las condiciones habituales para la creación dinámica de la asimetría bariónica, pero la magnitud del efecto observado y su eficacia cosmológica dependen del mecanismo específico.

EDM: momento dipolar eléctrico. Características de la separación de carga eléctrica positiva y negativa. El momento constante de una partícula elemental a lo largo de su espín es sensible a la violación de la reflexión espacial y la inversión del tiempo. Los experimentos con partículas, átomos y moléculas limitan las interacciones, pero traducir el resultado en parámetros requiere un modelo microscópico.

HNL es un leptón neutro pesado. Un fermión neutro hipotético, más pesado que los neutrinos ligeros y capaz de interactuar mezclándose con ellos. En algunos modelos, tales partículas explican las masas de neutrinos y participan en la creación de la asimetría de bariones. El descubrimiento de una partícula aún no confirma el mecanismo cosmológico.

H_0 es la constante de Hubble. El valor actual de la tasa de expansión cosmológica H. Para objetos cercanos, relaciona la distancia con la parte cosmológica de la velocidad de recesión después de tener en cuenta los movimientos apropiados. Típicamente expresado en kilómetros por segundo por megaparsec; el nombre no implica que H sea constante en el tiempo.

KK - Modos Kaluza-Klein. Un conjunto de excitaciones que surgen cuando el campo se expande en una dirección compacta adicional. En una descripción efectiva con menos dimensiones, los modos aparecen como partículas con diferentes masas. Su espectro e interacciones dependen de la geometría, las condiciones de frontera y la teoría.

SBI. Inferencia basada en simulación - restauración de distribuciones de parámetros o comparación de modelos usando simulaciones. La robustez depende de los modelos de entrenamiento, las estadísticas, los procedimientos de inferencia y los controles de calibración.

S_8 es la amplitud de agrupamiento de materia. La combinación $S_8 = \sigma_8\sqrt{(\Omega_m/0.3)}$ utilizado al comparar las mediciones de la estructura. Aquí. Ω_m es la fracción actual de materia, y σ_8 caracteriza las fluctuaciones de densidad lineal media-cuadrada en esferas de radio 8/h megaparsecs; h especifica H_0 en unidades de 100 kilómetros por segundo por megaparsec. Este es un parámetro de modelo.

ΛCDM. Modelo cosmológico básico que incluye la constante cosmológica Λ, materia oscura fría, materia ordinaria y radiación. La abreviatura CDM significa materia oscura fría. El análisis especifica la geometría, las perturbaciones iniciales y un conjunto de parámetros libres; las extensiones del modelo pueden cambiar las conclusiones.

μ-Correlación T. Conexión estadística del mapa espacial de μDistorsión del espectro con inhomogeneidades de temperatura de la radiación cósmica de fondo de microondas. En modelos dados, es sensible al acoplamiento de modos primarios largos y cortos.

Referencias

Las fuentes se enumeran en orden de primera referencia. Los números en el texto conducen a las entradas correspondientes.

[1] Tamara M. Davis; Charles H. Lineweaver. Expanding Confusion: common misconceptions of cosmological horizons and the superluminal expansion of the Universe. 2004. https://doi.org/10.1071/AS03040. https://arxiv.org/abs/astro-ph/0310808

[2] Planck Collaboration. Planck 2015 results. XVIII. Background geometry & topology. 2016. https://arxiv.org/abs/1502.01593

[3] Chris Clarkson; Bruce A. Bassett; Teresa Hui-Ching Lu. A general test of the Copernican Principle. Physical Review Letters 101, 011301 (2008). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.011301. https://arxiv.org/abs/0712.3457

[4] David W. Hogg. Distance measures in cosmology. 2000. Preprint. https://arxiv.org/abs/astro-ph/9905116

[5] D. J. Fixsen. The Temperature of the Cosmic Microwave Background. 2009. https://doi.org/10.1088/0004-637X/707/2/916. https://arxiv.org/abs/0911.1955

[6] Planck Collaboration. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. Astronomy & Astrophysics 641, A6 (2020). https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910. https://arxiv.org/abs/1807.06209

[7] Douglas Scott; Dagoberto Contreras; Ali Narimani; Yin-Zhe Ma. The information content of cosmic microwave background anisotropies. JCAP 06 (2016) 046. https://doi.org/10.1088/1475-7516/2016/06/046. https://arxiv.org/abs/1603.03550

[8] DESI Collaboration. DESI DR2 Results II: Measurements of Baryon Acoustic Oscillations and Cosmological Constraints. Physical Review D 112, 083515 (2025). https://doi.org/10.1103/tr6y-kpc6. https://arxiv.org/abs/2503.14738

[9] S. Blondin et al. Time Dilation in Type Ia Supernova Spectra at High Redshift. 2008. https://doi.org/10.1086/589568. https://arxiv.org/abs/0804.3595

[10] Abraham Loeb. Direct Measurement of Cosmological Parameters from the Cosmic Deceleration of Extragalactic Objects. 1998. https://doi.org/10.1086/311375. https://arxiv.org/abs/astro-ph/9802122

[11] Observatorio Europeo Austral. Instrumento ANDES para el Telescopio Extremadamente Grande. Descripción oficial del proyecto; verificada el 9 de noviembre de 2026. https://elt.eso.org/instrument/ANDES/

[12] Asociación Nacional del Trabajo. Unidad de calibración ANDES. Descripción oficial del proyecto; verificada el 9 de noviembre de 2026. https://andes.inaf.it/calibration-unit/

[13] A. Trost; C. M. J. Marques; S. Cristiani et al. The ESPRESSO Redshift Drift Experiment III — The Third Epoch of QSO J052915.80-435152.0. arXiv:2603.02318 (2026); aceptado en Astronomía y Astrofísica. https://arxiv.org/abs/2603.02318

[14] J. Liske; A. Grazian; E. Vanzella et al. Cosmic dynamics in the era of Extremely Large Telescopes. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 386, 1192–1218 (2008). https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.13090.x. https://arxiv.org/abs/0802.1532

[15] P. Noterdaeme; P. Petitjean; R. Srianand; C. Ledoux; S. Lopez. The evolution of the Cosmic Microwave Background Temperature: Measurements of TCMB at high redshift from carbon monoxide excitation. 2011. https://doi.org/10.1051/0004-6361/201016140. https://arxiv.org/abs/1012.3164

[16] B. D. Campos; P. Molaro; S. Sarkar. Big Bang Nucleosíntesis. En: Revisión de Física de Partículas 2025. https://pdg.lbl.gov/2025/reviews/rpp2025-rev-bbang-nucleosynthesis.pdf

[17] Ryan Cooke; Max Pettini; Charles C. Steidel. One Percent Determination of the Primordial Deuterium Abundance. 2018. https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaab53. https://arxiv.org/abs/1710.11129

[18] Julien Froustey; Cyril Pitrou; Maria Cristina Volpe. Neutrino decoupling including flavour oscillations and primordial nucleosynthesis. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics 12, 015 (2020). https://doi.org/10.1088/1475-7516/2020/12/015. https://arxiv.org/abs/2008.01074

[19] Sergei Bashinsky; Uros Seljak. Signatures of Relativistic Neutrinos in CMB Anisotropy and Matter Clustering. Physical Review D 69, 083002 (2004). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.69.083002. https://arxiv.org/abs/astro-ph/0310198

[20] Brent Follin; Lloyd Knox; Marius Millea; Zhen Pan. A First Detection of the Acoustic Oscillation Phase Shift Expected from the Cosmic Neutrino Background. Physical Review Letters 115, 091301 (2015). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.091301. https://arxiv.org/abs/1503.07863

[21] Francis-Yan Cyr-Racine; Kris Sigurdson. Limits on Neutrino-Neutrino Scattering in the Early Universe. Physical Review D 90, 123533 (2014). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.90.123533. https://arxiv.org/abs/1306.1536

[22] David Camarena; Francis-Yan Cyr-Racine. Strong constraints on a simple self-interacting neutrino cosmology. Physical Review D 111, 023504 (2025). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.111.023504. https://arxiv.org/abs/2403.05496

[23] Andrew J. Long; Cecilia Lunardini; Eray Sabancilar. Detecting non-relativistic cosmic neutrinos by capture on tritium: phenomenology and physics potential. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics 08, 038 (2014). https://doi.org/10.1088/1475-7516/2014/08/038. https://arxiv.org/abs/1405.7654

[24] PTOLEMY Collaboration; M. G. Betti et al. Neutrino physics with the PTOLEMY project: active neutrino properties and the light sterile case. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics 07, 047 (2019). https://doi.org/10.1088/1475-7516/2019/07/047. https://arxiv.org/abs/1902.05508

[25] Colaboración PTOLEMY / Laboratorios Nazionali del Gran Sasso, INFN. Los desafíos experimentales. Página oficial de PTOLEMY; verificada el 8 de noviembre de 2026. https://ptolemy.lngs.infn.it/the-experimental-challenges/

[26] V. Mossa et al. LUNA Collaboration. The baryon density of the Universe from an improved rate of deuterium burning. 2020. https://doi.org/10.1038/s41586-020-2878-4.

[27] A. Kogut et al. The Primordial Inflation Explorer (PIXIE): A Nulling Polarimeter for Cosmic Microwave Background Observations. 2011. https://doi.org/10.1088/1475-7516/2011/07/025. https://arxiv.org/abs/1105.2044

[28] Abraham Loeb; Matias Zaldarriaga. Measuring the Small-Scale Power Spectrum of Cosmic Density Fluctuations Through 21 cm Tomography Prior to the Epoch of Structure Formation. Physical Review Letters 92, 211301 (2004). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.211301. https://arxiv.org/abs/astro-ph/0312134

[29] Antony Lewis; Anthony Challinor. The 21cm angular-power spectrum from the dark ages. Physical Review D 76, 083005 (2007). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.76.083005. https://arxiv.org/abs/astro-ph/0702600

[30] Rajesh Mondal; Rennan Barkana. Prospects for precision cosmology with the 21 cm signal from the dark ages. Nature Astronomy 7, 1025–1030 (2023). https://doi.org/10.1038/s41550-023-02057-y. https://arxiv.org/abs/2305.08593

[31] Yacine Ali-Haïmoud; P. Daniel Meerburg; Sihan Yuan. A new light on 21 cm intensity fluctuations from the dark ages. Physical Review D 89, 083506 (2014). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.89.083506. https://arxiv.org/abs/1312.4948

[32] Julian B. Muñoz; Yacine Ali-Haïmoud; Marc Kamionkowski. Primordial non-gaussianity from the bispectrum of 21-cm fluctuations in the dark ages. Physical Review D 92, 083508 (2015). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.083508. https://arxiv.org/abs/1506.04152

[33] Paul Bode; Jeremiah P. Ostriker; Neil Turok. Halo Formation in Warm Dark Matter Models. Astrophysical Journal 556, 93–107 (2001). https://doi.org/10.1086/321541. https://arxiv.org/abs/astro-ph/0010389

[34] Laboratorio de Ciencias Espaciales de UC Berkeley. Noche LuSEE. Página oficial del proyecto; verificada el 8 de noviembre de 2026. https://www.ssl.berkeley.edu/projects/lusee-night/

[35] Stuart D. Bale et al. LuSEE 'Night': The Lunar Surface Electromagnetics Experiment. arXiv:2301.10345 (2023); documento presentado en URSI GASS 2023. https://doi.org/10.48550/arXiv.2301.10345. https://arxiv.org/abs/2301.10345

[36] Adrian Liu; Aaron R. Parsons; Cathryn M. Trott. The Epoch of Reionization Window: I. Mathematical Formalism. Physical Review D 90, 023018 (2014). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.90.023018. https://arxiv.org/abs/1404.2596

[37] Douglas Clowe; Marusa Bradač; Anthony H. Gonzalez; Maxim Markevitch; Scott W. Randall; Christine Jones; Dennis Zaritsky. A direct empirical proof of the existence of dark matter. Astrophysical Journal Letters 648, L109–L113 (2006). https://doi.org/10.1086/508162. https://arxiv.org/abs/astro-ph/0608407

[38] J. Aalbers et al. (LZ Collaboration). Dark Matter Search Results from 4.2 Tonne-Years of Exposure of the LUX-ZEPLIN (LZ) Experiment. 2025. https://doi.org/10.1103/4dyc-z8zf. https://arxiv.org/abs/2410.17036

[39] G. Carosi et al. (ADMX Collaboration). Search for Axion Dark Matter from 1.1 to 1.3 GHz with ADMX. 2025. https://doi.org/10.1103/d7mg-6sqq. https://arxiv.org/abs/2504.07279

[40] Daniel C. Brotherton et al. (ALPS II). Any Light Particle Searches with ALPS II: first science results. 2026. https://doi.org/10.1103/61sw-k3bc. https://arxiv.org/abs/2512.14110

[41] D. S. Akerib et al. (LZ Collaboration). Searches for Light Dark Matter and Evidence of Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering of Solar Neutrinos with the LUX-ZEPLIN (LZ) Experiment. 2026. https://doi.org/10.1103/jvqf-njpj. https://arxiv.org/abs/2512.08065

[42] Ethan O. Nadler; Daneng Yang; Hai-Bo Yu. A Self-interacting Dark Matter Solution to the Extreme Diversity of Low-mass Halo Properties. 2023. https://doi.org/10.3847/2041-8213/ad0e09. https://arxiv.org/abs/2306.01830

[43] Zixiang Jia; Fangzhou Jiang; Shubo Li; Ran Li; Jing Wang; Ling Zhu. An Enhanced Isothermal Jeans Approach to Constraining Dark Matter Self-Interactions from Galactic Kinematics. 2026. La versión utilizada fue arXiv v2 del 3 de noviembre de 2026, sección 4.2 y conclusión. https://doi.org/10.1093/mnras/stag969. https://arxiv.org/abs/2601.17118

[44] Alexandres Lazar et al. A dark matter profile to model diverse feedback-induced core sizes of ΛCDM haloes. 2020. https://doi.org/10.1093/mnras/staa2101. https://arxiv.org/abs/2004.10817

[45] Keir K. Rogers; Hiranya V. Peiris. Strong bound on canonical ultra-light axion dark matter from the Lyman-alpha forest. 2021. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.071302. https://arxiv.org/abs/2007.12705

[46] Andrew Eberhardt; Mateja Gosenca; Lam Hui. Heating and scattering of stellar distributions by ultralight dark matter. 2026. https://doi.org/10.1103/zngx-f8pz. https://arxiv.org/abs/2510.17079

[47] A. D. Sakharov. Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe. JETP Letters 5, 24–27 (1967); Russian original Pisma ZhETF 5, 32–35 (1967); reprint UFN 161(5), 61–64 (1991). https://www.ufn.ru/ru/articles/1991/5/h/

[48] E. Kh. Akhmedov; V. A. Rubakov; A. Yu. Smirnov. Baryogenesis via neutrino oscillations. Physical Review Letters 81, 1359–1362 (1998). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.1359. https://arxiv.org/abs/hep-ph/9803255

[49] M. D'Onofrio; K. Rummukainen; A. Tranberg. The Sphaleron Rate in the Minimal Standard Model. Physical Review Letters 113, 141602 (2014). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.141602. https://arxiv.org/abs/1404.3565

[50] ATLAS Collaboration. Search for heavy neutral leptons in decays of W bosons using leptonic and semi-leptonic displaced vertices in sqrt(s)=13 TeV pp collisions with the ATLAS detector. Journal of High Energy Physics 07 (2025) 196. https://doi.org/10.1007/JHEP07(2025)196. https://arxiv.org/abs/2503.16213

[51] J. de Vries; M. Drewes; Y. Georis; J. Klarić; V. Plakkot. Confronting the low-scale seesaw and leptogenesis with neutrinoless double beta decay. Journal of High Energy Physics 05 (2025) 090. https://doi.org/10.1007/JHEP05(2025)090. https://arxiv.org/abs/2407.10560

[52] J. Ellis; M. Lewicki; M. Merchand; J. M. No; M. Zych. The scalar singlet extension of the Standard Model: gravitational waves versus baryogenesis. Journal of High Energy Physics 01 (2023) 093. https://doi.org/10.1007/JHEP01(2023)093. https://arxiv.org/abs/2210.16305

[53] T. S. Roussy et al. An improved bound on the electron's electric dipole moment. Science 381, 46–50 (2023). https://doi.org/10.1126/science.adg4084. https://arxiv.org/abs/2212.11841

[54] C. Caprini et al.; LISA Cosmology Working Group. Detecting gravitational waves from cosmological phase transitions with LISA: an update. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics 03 (2020) 024. https://doi.org/10.1088/1475-7516/2020/03/024. https://arxiv.org/abs/1910.13125

[55] D. E. Kaplan; M. A. Luty; K. M. Zurek. Asymmetric dark matter. Physical Review D 79, 115016 (2009). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.79.115016. https://arxiv.org/abs/0901.4117

[56] Adam G. Riess et al. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. Astronomical Journal 116, 1009–1038 (1998). https://doi.org/10.1086/300499. https://arxiv.org/abs/astro-ph/9805201

[57] DESI Collaboration. DESI DR2 Results IV: Alcock-Paczynski Measurements from the Lyman Alpha Forest and Cosmological Constraints. 2026. Preprint. https://arxiv.org/abs/2607.27410

[58] DES Collaboration. Constraints on Dynamical Dark Energy from Multiple Probes in the Full Dark Energy Survey. 2026. Preprint. https://arxiv.org/abs/2605.27221

[59] Y. Park; M. Raveri; B. Jain. Reconstructing quintessence. Physical Review D 103, 103530. https://arxiv.org/abs/2101.04666

[60] P. P. Avelino. Avoiding unrealistic priors: the case of dark energy constraints from the time variation of the fine-structure constant. Physical Review D 93, 083501. https://arxiv.org/abs/1602.04501

[61] T. Damour; J. F. Donoghue. Equivalence Principle Violations and Couplings of a Light Dilaton. Physical Review D 82, 084033. https://arxiv.org/abs/1007.2792

[62] S. M. Carroll. Quintessence and the Rest of the World: Suppressing Long-Range Interactions. Physical Review Letters 81, 3067 (1998). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.3067. https://arxiv.org/abs/astro-ph/9806099

[63] A. Bedroya; G. Obied; C. Vafa; D. H. Wu. Evolving dark sector and the dark dimension scenario. Physical Review D 114, 103506, published 4 November 2026; DOI 10.1103/1rsq-cv2m. https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/1rsq-cv2m

[64] Stephen P. Martin. Two-loop effective potential for a general renormalizable theory and softly broken supersymmetry. Physical Review D 65, 116003 (2002). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.65.116003. https://arxiv.org/abs/hep-ph/0111209v2

[65] R. L. Jaffe. The Casimir Effect and the Quantum Vacuum. Physical Review D 72, 021301 (2005). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.72.021301. https://arxiv.org/abs/hep-th/0503158

[66] Nemanja Kaloper; Antonio Padilla. Sequestering the Standard Model Vacuum Energy. Physical Review Letters 112, 091304 (2014). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.091304. https://arxiv.org/abs/1309.6562v2

[67] Nemanja Kaloper; Antonio Padilla; David Stefanyszyn; George Zahariade. A Manifestly Local Theory of Vacuum Energy Sequestering. Physical Review Letters 116, 051302 (2016). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.051302. https://arxiv.org/abs/1505.01492v2

[68] H_0DN Collaboration. The Local Distance Network: a community consensus report on the measurement of the Hubble constant at 1% precision. A&A 708, A166 (2026). https://doi.org/10.1051/0004-6361/202557993. https://arxiv.org/abs/2510.23823

[69] Wendy L. Freedman et al. Status Report on the Chicago-Carnegie Hubble Program (CCHP): Measurement of the Hubble Constant Using the Hubble and James Webb Space Telescopes. 2025. https://doi.org/10.3847/1538-4357/adce78. https://arxiv.org/abs/2408.06153

[70] TDCOSMO Collaboration. TDCOSMO 2026: A 3% measurement of the Hubble constant from strong lensing and stellar kinematics. 2026. Preprint. https://arxiv.org/abs/2610.14781

[71] George Efstathiou. Evolving Dark Energy or Supernovae Systematics? MNRAS 538(2), 875 (2025). https://arxiv.org/abs/2408.07175

[72] M. Vincenzi et al. (DES Collaboration). Comparing the DES-SN5YR and Pantheon+ SN cosmology analyses: Investigation based on Evolving Dark Energy or Supernovae systematics? MNRAS 541(3), 2585 (2025). https://arxiv.org/abs/2501.06664

[73] DES Collaboration. Dark Energy Survey Year 6 Results: Cosmological Constraints from Galaxy Clustering and Weak Lensing. 2026. https://doi.org/10.1103/nnlj-gyr2. https://arxiv.org/abs/2601.14559

[74] Angus H. Wright et al. KiDS-Legacy: Cosmological constraints from cosmic shear with the complete Kilo-Degree Survey. 2025. https://doi.org/10.1051/0004-6361/202554908. https://arxiv.org/abs/2503.19441

[75] Jay R. Krishnan; Kevork N. Abazajian. Statistics meet systematics: Resolution of the massive early JWST galaxy tension. Physical Review D 113, 083007 (2026). https://doi.org/10.1103/gjf5-3r89.

[76] Leonardo Comini; Sunny Vagnozzi; Abraham Loeb. Dark energy, spatial curvature, and star formation efficiency from JWST photometric and spectroscopic high-redshift galaxies. Journal of High Energy Astrophysics 53, 100626 (2026). https://doi.org/10.1016/j.jheap.2026.100626. https://arxiv.org/abs/2604.13866

[77] Enis Belgacem; Yves Dirian; Stefano Foffa; Michele Maggiore. Modified gravitational-wave propagation and standard sirens. Physical Review D 98, 023510 (2018). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.023510. https://arxiv.org/abs/1805.08731

[78] LIGO Scientific Collaboration; Virgo Collaboration; Fermi Gamma-Ray Burst Monitor; INTEGRAL. Gravitational Waves and Gamma-rays from a Binary Neutron Star Merger: GW170817 and GRB 170817A. The Astrophysical Journal Letters 848, L13 (2017). https://doi.org/10.3847/2041-8213/aa920c. https://arxiv.org/abs/1710.05834

[79] Macarena Lagos; Maya Fishbach; Philippe Landry; Daniel E. Holz. Standard sirens with a running Planck mass. Physical Review D 99, 083504 (2019). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.99.083504.

[80] Charles Dalang; Lucas Lombriser. Limitations on Standard Sirens tests of gravity from screening. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics 10, 013 (2019). https://doi.org/10.1088/1475-7516/2019/10/013. https://arxiv.org/abs/1906.12333

[81] Charles Dalang; Pierre Fleury; Lucas Lombriser. Horndeski gravity and standard sirens. Physical Review D 102, 044036 (2020). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.102.044036. https://arxiv.org/abs/1912.06117

[82] B. P. Abbott et al. A gravitational-wave standard siren measurement of the Hubble constant. 2017. https://arxiv.org/abs/1710.05835

[83] Alan H. Guth. Inflationary universe: A possible solution to the horizon and flatness problems. 1981. https://doi.org/10.1103/PhysRevD.23.347.

[84] James M. Bardeen; Paul J. Steinhardt; Michael S. Turner. Spontaneous creation of almost scale-free density perturbations in an inflationary universe. 1983. https://doi.org/10.1103/PhysRevD.28.679.

[85] Planck Collaboration. Planck 2018 results. X. Constraints on inflation. 2020. https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833887. https://arxiv.org/abs/1807.06211

[86] Thibaut Louis et al.; Colaboración ACT. El Telescopio Cosmológico de Atacama: Espectros de Potencia DR6, Probabilidades y Parámetros LambdaCDM. La entrada arXiv indica la aceptación en JCAP. https://arxiv.org/abs/2503.14452

[87] BICEP/Keck Collaboration. BICEP/Keck XIII: Improved Constraints on Primordial Gravitational Waves using Planck, WMAP, and BICEP/Keck Observations through the 2018 Observing Season. 2021. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.151301. https://arxiv.org/abs/2110.00483

[88] Planck Collaboration. Planck 2018 results. IX. Constraints on primordial non-Gaussianity. Astronomy & Astrophysics 641, A9 (2020). https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935891. https://arxiv.org/abs/1905.05697

[89] Ana Achucarro; Jinn-Ouk Gong; Gonzalo A. Palma; Subodh P. Patil. Correlating features in the primordial spectra. Physical Review D 87, 121301 (2013). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.87.121301. https://arxiv.org/abs/1211.5619

[90] Ana Achucarro; Vicente Atal; Pablo Ortiz; Jesus Torrado. Localized correlated features in the CMB power spectrum and primordial bispectrum from a transient reduction in the speed of sound. Physical Review D 89, 103006 (2014). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.89.103006. https://arxiv.org/abs/1311.2552

[91] R. Holman; Andrew J. Tolley. Enhanced Non-Gaussianity from Excited Initial States. JCAP 05 (2008) 001. https://doi.org/10.1088/1475-7516/2008/05/001. https://arxiv.org/abs/0710.1302

[92] Latham A. Boyle; Paul J. Steinhardt. Probing the early universe with inflationary gravitational waves. Physical Review D 77, 063504 (2008). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.77.063504. https://arxiv.org/abs/astro-ph/0512014

[93] Yuki Watanabe; Eiichiro Komatsu. Improved Calculation of the Primordial Gravitational Wave Spectrum in the Standard Model. Physical Review D 73, 123515 (2006). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.73.123515. https://arxiv.org/abs/astro-ph/0604176

[94] Sachiko Kuroyanagi; Christophe Ringeval; Tomo Takahashi. Early Universe Tomography with CMB and Gravitational Waves. Physical Review D 87, 083502 (2013). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.87.083502. https://arxiv.org/abs/1301.1778

[95] David Polarski; Alexei A. Starobinsky. Semiclassicality and Decoherence of Cosmological Perturbations. Classical and Quantum Gravity 13, 377–392 (1996); versión v2 utilizada. https://doi.org/10.1088/0264-9381/13/3/006. https://arxiv.org/abs/gr-qc/9504030v2

[96] Jérôme Martin; Vincent Vennin. Quantum Discord of Cosmic Inflation: Can we Show that CMB Anisotropies are of Quantum-Mechanical Origin? Physical Review D 93, 023505 (2016). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.93.023505. https://arxiv.org/abs/1510.04038

[97] Elliot Nelson. Quantum Decoherence During Inflation from Gravitational Nonlinearities. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics 03 (2016) 022. https://doi.org/10.1088/1475-7516/2016/03/022. https://arxiv.org/abs/1601.03734

[98] J. E. Moyal. Quantum mechanics as a statistical theory. Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society 45(1), 99–124 (1949). https://doi.org/10.1017/S0305004100000487.

[99] Daniel Green; Rafael A. Porto. Signals of a Quantum Universe. Physical Review Letters 124, 251302 (2020). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.124.251302. https://arxiv.org/abs/2001.09149

[100] Guillermo Ballesteros; Jesús Gambín Egea; Alejandro Pérez Rodríguez. Classical and quantum evolution of inflationary fluctuations. 2026. https://doi.org/10.1103/w7y3-gxbr. https://arxiv.org/abs/2604.18416v2

[101] Juan Maldacena. A model with cosmological Bell inequalities. Fortschritte der Physik (2016), first online 2015. https://doi.org/10.1002/prop.201500097. https://arxiv.org/abs/1508.01082

[102] Arvind Borde; Alan H. Guth; Alexander Vilenkin. Inflationary Spacetimes Are Incomplete in Past Directions. Physical Review Letters 90, 151301 (2003). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.151301. https://arxiv.org/abs/gr-qc/0110012

[103] Abhay Ashtekar; Tomasz Pawlowski; Parampreet Singh. Quantum Nature of the Big Bang: Improved dynamics. Physical Review D 74, 084003 (2006). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.74.084003. https://arxiv.org/abs/gr-qc/0607039

[104] Jerome Quintin; Zeinab Sherkatghanad; Yi-Fu Cai; Robert H. Brandenberger. Evolution of cosmological perturbations and the production of non-Gaussianities through a nonsingular bounce: Indications for a no-go theorem in single field matter bounce cosmologies. Physical Review D 92, 063532 (2015). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.063532. https://arxiv.org/abs/1508.04141

[105] James B. Hartle; Stephen W. Hawking. Wave function of the Universe. Physical Review D 28, 2960 (1983). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.28.2960.

[106] David Wallace. Gravity, Entropy, and Cosmology: In Search of Clarity. 2010. https://doi.org/10.1093/bjps/axp048. https://arxiv.org/abs/0907.0659

[107] Sean M. Carroll; Heywood Tam. Unitary Evolution and Cosmological Fine-Tuning. 2010. Preprint. https://doi.org/10.48550/arXiv.1007.1417. https://arxiv.org/abs/1007.1417

[108] Wojciech H. Zurek. Pointer basis of quantum apparatus: Into what mixture does the wave packet collapse? 1981. https://doi.org/10.1103/PhysRevD.24.1516.

[109] Ali Nayeri. Inflationary branch decoherence and the cosmological arrow of time. Physical Review D 113, 126030 (2026). https://doi.org/10.1103/1k1w-c7vd. https://arxiv.org/abs/2602.21263

[110] G. W. Gibbons; S. W. Hawking. Cosmological event horizons, thermodynamics, and particle creation. Physical Review D 15, 2738 (1977). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.15.2738.

[111] D. J. Fixsen; E. S. Cheng; J. M. Gales; J. C. Mather; R. A. Shafer; E. L. Wright. The Cosmic Microwave Background Spectrum from the Full COBE/FIRAS Data Set. 1996. https://doi.org/10.1086/178173. https://arxiv.org/abs/astro-ph/9605054

[112] Jens Chluba; Adrienne L. Erickcek; Ido Ben-Dayan. Probing the inflaton: Small-scale power spectrum constraints from measurements of the Cosmic Microwave Background energy spectrum. 2012. https://doi.org/10.1088/0004-637X/758/2/76. https://arxiv.org/abs/1203.2681

[113] Enrico Pajer; Matias Zaldarriaga. A New Window on Primordial non-Gaussianity. Physical Review Letters 109, 021302 (2012). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.021302. https://arxiv.org/abs/1201.5375

[114] Mathieu Remazeilles; Jens Chluba. Extracting foreground-obscured μ-distortion anisotropies to constrain primordial non-Gaussianity. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 478, 807–824 (2018). https://doi.org/10.1093/mnras/sty1034. https://arxiv.org/abs/1802.10101

[115] Mathieu Remazeilles; Andrea Ravenni; Jens Chluba. Leverage on small-scale primordial non-Gaussianity through cross-correlations between CMB E-mode and μ-distortion anisotropies. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 512, 455–470 (2022). https://doi.org/10.1093/mnras/stac519. https://arxiv.org/abs/2110.14664

[116] Maldacena, J. M. The Large N Limit of Superconformal Field Theories and Supergravity. Advances in Theoretical and Mathematical Physics 2, 231–252 (1998) (1999). https://doi.org/10.1023/A:1026654312961. https://arxiv.org/abs/hep-th/9711200

[117] Tadashi Takayanagi. Emergent Holographic Spacetime from Quantum Information. Physical Review Letters 134, 240001 (2025). https://arxiv.org/abs/2506.06595

[118] Shinsei Ryu; Tadashi Takayanagi. Holographic Derivation of Entanglement Entropy from the anti–de Sitter Space/Conformal Field Theory Correspondence. Physical Review Letters 96, 181602 (2006). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.181602. https://arxiv.org/abs/hep-th/0603001

[119] Mark Van Raamsdonk. Building up spacetime with quantum entanglement. General Relativity and Gravitation 42, 2323–2329 (2010). https://doi.org/10.1007/s10714-010-1034-0. https://arxiv.org/abs/1005.3035

[120] S. W. Hawking. Particle creation by black holes. Communications in Mathematical Physics 43, 199–220 (1975). https://doi.org/10.1007/BF02345020.

[121] Don N. Page. Average Entropy of a Subsystem. Physical Review Letters 71, 1291–1294 (1993). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.71.1291. https://arxiv.org/abs/gr-qc/9305007v2

[122] Netta Engelhardt; Aron C. Wall. Quantum Extremal Surfaces: Holographic Entanglement Entropy beyond the Classical Regime. Journal of High Energy Physics 01 (2015) 073. https://doi.org/10.1007/JHEP01(2015)073. https://arxiv.org/abs/1408.3203v3

[123] Ahmed Almheiri; Netta Engelhardt; Donald Marolf; Henry Maxfield. The entropy of bulk quantum fields and the entanglement wedge of an evaporating black hole. Journal of High Energy Physics 12 (2019) 063. https://doi.org/10.1007/JHEP12(2019)063. https://arxiv.org/abs/1905.08762v3

[124] Geoffrey Penington. Entanglement Wedge Reconstruction and the Information Paradox. 2020. https://arxiv.org/abs/1905.08255v3

[125] Jafferis, D. et al. Traversable wormhole dynamics on a quantum processor. Nature 612, 51–55 (2022). https://doi.org/10.1038/s41586-022-05424-3.

[126] Kobrin, B.; Schuster, T.; Yao, N. Y. Experiments implementing small commuting models lack gravitational features. Nature 643, E17–E19 (2025). https://doi.org/10.1038/s41586-025-08939-7.

[127] Jafferis, D. et al. Reply to: Experiments implementing small commuting models lack gravitational features. Nature 643, E20–E23 (2025). https://doi.org/10.1038/s41586-025-08995-z.

[128] Arkani-Hamed, N.; Dimopoulos, S.; Dvali, G. The Hierarchy Problem and New Dimensions at a Millimeter. Physics Letters B 429, 263–272 (1998). https://doi.org/10.1016/S0370-2693(98)00466-3. https://arxiv.org/abs/hep-ph/9803315

[129] Lee, J. G.; Adelberger, E. G.; Cook, T. S.; Fleischer, S. M.; Heckel, B. R. New Test of the Gravitational $1/r^2$ Law at Separations down to 52 μm. Physical Review Letters 124, 101101 (2020). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.124.101101. https://arxiv.org/abs/2002.11761

[130] ATLAS Collaboration. Search for new phenomena in events with an energetic jet and missing transverse momentum in pp collisions at sqrt(s)=13 TeV with the ATLAS detector. Physical Review D 103, 112006 (2021). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.103.112006. https://arxiv.org/abs/2102.10874

[131] CMS Collaboration. Search for new physics in the final state with a single photon and large missing transverse momentum in proton-proton collisions at sqrt(s)=13 TeV. Physical Review D 113, 072020 (2026). https://doi.org/10.1103/f9r8-styj. https://arxiv.org/abs/2511.17310

[132] E. Hardy; A. Sokolov; H. Stubbs. Stellar cooling limits on KK gravitons and dark dimensions. JHEP 03 (2026) 029; preprint arXiv:2510.18975v2 (2025). https://arxiv.org/abs/2510.18975

[133] S. Hannestad; G. G. Raffelt. La supernova y la estrella de neutrones limitan las grandes dimensiones adicionales reexaminadas. Physical Review D 67, 125008; erratum 69, 029901; versión del autor corregida el 2 de abril de 2025 (2003). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.67.125008. https://arxiv.org/abs/hep-ph/0304029

[134] A. P. Braun; M. Cicoli; R. Milioli; R. Valandro. Moduli stabilisation for ADD and the Dark Dimension scenario. JHEP 10 (2026) 112, publicado el 9 de octubre de 2026. https://link.springer.com/article/10.1007/JHEP10(2026)112

[135] M. Montero; C. Vafa; I. Valenzuela. The dark dimension and the Swampland. JHEP 02 (2023) 022. https://arxiv.org/abs/2205.12293

[136] Neil J. Cornish; David N. Spergel; Glenn D. Starkman. Circles in the Sky: Finding Topology with the Microwave Background Radiation. Classical and Quantum Gravity 15, 2657–2670 (1998). https://doi.org/10.1088/0264-9381/15/9/013. https://arxiv.org/abs/astro-ph/9801212

[137] Johannes R. Eskilt et al.; COMPACT Collaboration. Cosmic topology. Part IIa. Eigenmodes, correlation matrices, and detectability of orientable Euclidean manifolds. JCAP 03 (2024) 036. https://doi.org/10.1088/1475-7516/2024/03/036. https://arxiv.org/abs/2306.17112

[138] Yashar Akrami et al.; COMPACT Collaboration. Promise of Future Searches for Cosmic Topology. Physical Review Letters 132, 171501 (2024). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.132.171501. https://arxiv.org/abs/2210.11426

[139] Wayne Hu; Martin White. CMB Anisotropies: Total Angular Momentum Method. Physical Review D 56, 596–615 (1997). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.56.596. https://arxiv.org/abs/astro-ph/9702170

[140] Amirhossein Samandar et al. (COMPACT Collaboration). Cosmic topology. Part IIIb. Eigenmodes and correlation matrices of spin-2 perturbations in orientable Euclidean manifolds. JCAP 08 (2025) 015. https://doi.org/10.1088/1475-7516/2025/08/015. https://arxiv.org/abs/2503.08671

[141] Hugh Everett III. “Relative State” Formulation of Quantum Mechanics. Reviews of Modern Physics 29, 454–462 (1957). https://doi.org/10.1103/RevModPhys.29.454.

[142] Wojciech H. Zurek. Environment-induced superselection rules. Physical Review D 26, 1862 (1982). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.26.1862.

[143] Andrei D. Linde. Eternally existing self-reproducing chaotic inflationary universe. Physics Letters B 175, 395–400 (1986). https://doi.org/10.1016/0370-2693(86)90611-8.

[144] Alan H. Guth. Eternal inflation and its implications. Journal of Physics A 40, 6811–6826 (2007). https://doi.org/10.1088/1751-8113/40/25/S25. https://arxiv.org/abs/hep-th/0702178

[145] Alan H. Guth; Vitaly Vanchurin. Eternal Inflation, Global Time Cutoff Measures, and a Probability Paradox. 2011. Preprint. https://arxiv.org/abs/1108.0665

[146] Stephen M. Feeney; Matthew C. Johnson; Daniel J. Mortlock; Hiranya V. Peiris. First Observational Tests of Eternal Inflation: Analysis Methods and WMAP 7-Year Results. Physical Review D 84, 043507 (2011). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.84.043507. https://arxiv.org/abs/1012.3667

[147] Stephen M. Feeney; Franz Elsner; Matthew C. Johnson; Hiranya V. Peiris. Forecasting constraints from the cosmic microwave background on eternal inflation. Physical Review D 92, 083515 (2015). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.083515. https://arxiv.org/abs/1506.01716

[148] John F. Donoghue. General relativity as an effective field theory: The leading quantum corrections. Physical Review D 50, 3874–3888 (1994). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.50.3874. https://arxiv.org/abs/gr-qc/9405057

[149] Bose, S. et al. A Spin Entanglement Witness for Quantum Gravity. Physical Review Letters 119, 240401 (2017). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.240401. https://arxiv.org/abs/1707.06050

[150] A. Di Biagio. Gravity-induced entanglement is not a theory-independent witness of nonclassicality of the gravitational field. Physical Review D 114, 084050 (2026). https://doi.org/10.1103/r8ry-sp35. https://arxiv.org/abs/2511.02683

[151] Tianfeng Feng; Vlatko Vedral; Chiara Marletto. Collapse-based models for gravity do not violate the entanglement-based witness of non-classicality. Physical Review D 113, 104055 (2026). https://doi.org/10.1103/83rl-nygv. https://arxiv.org/abs/2503.19774

[152] Nicolas Boulle; Guilherme Franzmann. Subsystems independence in gravitationally induced entanglement proposals. Physical Review D 114, 025015 (2026). https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/tgjx-y7hl

[153] Kafri, D.; Taylor, J. M.; Milburn, G. J. A classical channel model for gravitational decoherence. New Journal of Physics 16, 065020 (2014). https://doi.org/10.1088/1367-2630/16/6/065020. https://arxiv.org/abs/1401.0946

[154] Lawrence M. Krauss; Michael S. Turner. Geometry and Destiny. General Relativity and Gravitation 31, 1453–1459 (1999). https://doi.org/10.1023/A:1026757718530. https://arxiv.org/abs/astro-ph/9904020

[155] Robert R. Caldwell; Marc Kamionkowski; Nevin N. Weinberg. Phantom Energy: Dark Energy with $w < -1$ Causes a Cosmic Doomsday. 2003. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.071301. https://arxiv.org/abs/astro-ph/0302506

[156] Eric V. Linder. Exploring the Expansion History of the Universe. Physical Review Letters 90, 091301 (2003). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.091301. https://arxiv.org/abs/astro-ph/0208512

[157] A. A. Starobinsky. How to determine an effective potential for a variable cosmological term. JETP Letters 68, 757–763 (1998). https://doi.org/10.1134/1.567941.

[158] M. Martinelli et al.; Euclid Collaboration. Euclid: constraining dark energy coupled to electromagnetism using astrophysical and laboratory data. Astronomy & Astrophysics 654, A148 (2021). https://arxiv.org/abs/2105.09746

[159] Kyle Cranmer; Johann Brehmer; Gilles Louppe. The frontier of simulation-based inference. Proceedings of the National Academy of Sciences 117, 30055–30062 (2020). https://doi.org/10.1073/pnas.1912789117. https://arxiv.org/abs/1911.01429

[160] H. T. Jense; I. Harrison; E. Calabrese; A. Spurio Mancini; B. Bolliet; J. Dunkley; J. C. Hill. A complete framework for cosmological emulation and inference with CosmoPower. arXiv:2405.07903v1 (2024); utilizado para la discusión metodológica. https://arxiv.org/abs/2405.07903

[161] Francisco Villaescusa-Navarro; Daniel Anglés-Alcázar; Shy Genel et al. The CAMELS project: Cosmology and Astrophysics with MachinE Learning Simulations. The Astrophysical Journal 915, 71 (2021). https://doi.org/10.3847/1538-4357/abf7ba. https://arxiv.org/abs/2010.00619

[162] Sean Talts; Michael Betancourt; Daniel Simpson; Aki Vehtari; Andrew Gelman. Validating Bayesian Inference Algorithms with Simulation-Based Calibration. arXiv:1804.06788v2, corregido el 21 de octubre de 2020. https://arxiv.org/abs/1804.06788

[163] Toka Alokda; Cristiano Porciani; Alexander Eggemeier. Coverage is not enough: Frequentist tests of simulation-based inference for primordial non-Gaussianity. Astronomy & Astrophysics 714, A66 (2026). https://doi.org/10.1051/0004-6361/202660668. https://arxiv.org/abs/2605.00980

[164] Adam Foster; Martin Jankowiak; Eli Bingham; Paul Horsfall; Yee Whye Teh; Tom Rainforth; Noah Goodman. Variational Bayesian Optimal Experimental Design. Advances in Neural Information Processing Systems 32 (2019); arXiv:1903.05480v3. https://arxiv.org/abs/1903.05480

[165] Joseph Tooby-Smith. HepLean: Digitalising high energy physics. arXiv:2405.08863v1 (2024); se utilizó la versión del autor. https://arxiv.org/abs/2405.08863

[166] Jordan Meadows; Lan Zhang; Andre Freitas. FormalScience: Scalable Human-in-the-Loop Autoformalisation of Science with Agentic Code Generation in Lean. ACL 2026; arXiv:2604.23002v1. https://arxiv.org/abs/2604.23002

[167] M. Filzinger et al. Improved limits on the coupling of ultralight bosonic dark matter to photons from optical atomic clock comparisons. Physical Review Letters 130, 253001 (2023). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.130.253001. https://arxiv.org/abs/2301.03433

[168] G. Dvali; M. Zaldarriaga. Changing alpha with time: implications for fifth-force-type experiments and quintessence. Physical Review Letters 88, 091303. https://arxiv.org/abs/hep-ph/0108217

[169] Emilio Bellini; Ignacy Sawicki. Maximal freedom at minimum cost: linear large-scale structure in general modifications of gravity. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics 07 (2014) 050. https://doi.org/10.1088/1475-7516/2014/07/050. https://arxiv.org/abs/1404.3713v3

[170] Jaume Garriga; V. F. Mukhanov. Perturbations in k-inflation. Physics Letters B 458, 219–225 (1999). https://doi.org/10.1016/S0370-2693(99)00602-4. https://arxiv.org/abs/hep-th/9904176

[171] Particle Data Group; Y. Gershtein and A. Pomarol (section authors). Extra Dimensions, Review of Particle Physics 2025. 2025. https://pdg.lbl.gov/2025/reviews/rpp2025-rev-extra-dimensions.pdf

[172] MICROSCOPE Collaboration; P. Touboul et al. MICROSCOPE Mission: Final Results of the Test of the Equivalence Principle. Physical Review Letters 129, 121102. https://arxiv.org/abs/2209.15487

[173] KamLAND-Zen Collaboration; S. Abe et al. Search for Majorana Neutrinos with the Complete KamLAND-Zen Dataset. Physical Review Letters 135, 262501 (2025). https://doi.org/10.1103/jkf6-48j8. https://arxiv.org/abs/2406.11438

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