



Espaciotiempos singulares y holismo físico

Singular spacetimes and physical holism

Espaço-tempos singulares e holismo físico

Manuel Herrera

Instituto de Filosofía

Pontificia Universidad Católica de Chile, Chile

manuel.herrera@uc.cl

0009-0003-5319-3731 

→ **Recibido:** 08/01/2026

→ **Aceptado:** 14/07/2026

→ **Publicado:** 31/10/2026

→ **Artículo Dossier II**

“Filosofía y Fundamentos de la Física”

© 2026 Manuel Herrera

CC BY 4.0

→ **Cómo citar:** Herrera, M. (2026). Espaciotiempos singulares y holismo físico. *Culturas Científicas*, 7(1), pp. 114–130 doi.org/10.35588/cc.v7d8357

[RESUMEN]

Este artículo examina el estatus holista de los espaciotiempos singulares en la relatividad general a partir del holismo físico propuesto por Richard Healey (1991). Se muestra que la caracterización estándar de las singularidades en términos de incompletitud de curvas revela una tensión entre la estructura local y la estructura global del espaciotiempo. En el dominio general de los modelos dinámicamente posibles de la teoría, se argumenta que la propiedad de incompletitud no superviene en la base local de propiedades y relaciones físicas, lo que constituye un caso genuino de holismo de propiedades en el sentido de Healey. Sin embargo, al restringir el análisis al dominio de los espaciotiempos maximales, la aplicación del holismo al estilo de Healey se ve restringida por razones geométricas. Se sostiene, no obstante, que estas singularidades exhiben una forma distinta de holismo, de carácter epistémico estructural, asociada a la imposibilidad de reconstruir localmente su estatus global.

[PALABRAS CLAVES]

holismo físico; singularidades espaciotemporales; relatividad general; superveniencia; incompletitud de curvas; maximalidad del espaciotiempo

[ABSTRACT]

This paper examines the holistic status of singular spacetimes in general relativity based on the physical holism proposed by Richard Healey (1991). It is shown that the standard characterization of singularities in terms of the incompleteness of curves reveals a tension between the local and global structure of spacetime. In the general domain of the theory's dynamically possible models, it is argued that the property of incompleteness does not supervene on the local base of physical properties and relations, which constitutes a genuine case of property holism in Healey's sense. However, by restricting the analysis to the domain of maximal spacetimes, the application of Healey-style holism is restricted for geometric reasons. It is maintained, nonetheless, that these singularities exhibit a distinct form of holism of a structural-epistemic nature, associated with the impossibility of locally reconstructing their global status.

[KEY WORDS]

physical holism; spacetime singularities; general relativity; supervenience; incompleteness of curves; spacetime maximality

1. Introducción

En términos generales, el holismo de propiedades suele formularse en términos del concepto de superveniencia. Se dice que un sistema es holista si las propiedades y relaciones cualitativas intrínsecas del todo *no supervienen* en las propiedades y relaciones cualitativas intrínsecas de sus partes (Healey, 1991; Healey y Gomes, 2022). Salvo notables excepciones (véase Esfeld, 2001), la discusión sobre el holismo de propiedades se ha desarrollado casi exclusivamente en el contexto de la mecánica cuántica. En buena parte de esta literatura, el llamado *holismo cuántico* se presenta como un marco metafísico para describir la estructura de los estados entrelazados, la no separabilidad de los sistemas compuestos y las correlaciones asociadas a las desigualdades de Bell (por ejemplo, Teller, 1986; Howard, 1989; Esfeld, 2001; Miller, 2016; Ismael y Schaffer, 2020).

Por su parte, los espaciotiempos singulares de la relatividad general se describen mediante modelos (o soluciones) de la teoría en los que ciertas trayectorias físicamente admisibles (por ejemplo, geodésicas tipo tiempo que representan las líneas de mundo de partículas u observadores idealizados) resultan incompletas y, en algunos casos, inextendibles bajo ciertas clases de extensiones admisibles. Esta caracterización estándar distingue entre modelos en los que la incompletitud puede eliminarse mediante una extensión del espaciotiempo (singularidades regulares D_{SR}) y modelos máximos en los que la incompletitud es insuperable (singularidades esenciales D_{SE}). En tales modelos singulares, la teoría permite que la historia de una partícula u observador “termine” (o “comience”) tras un intervalo finito de evolución, sin que exista en el modelo un mecanismo de ningún tipo que permita tal consecuencia¹. Una característica filosóficamente relevante de la caracterización de las singularidades en términos de curvas incompletas es que la propiedad de (in)completitud de una curva es una propiedad global del espaciotiempo, mientras que la curva misma es un objeto geométrico local, definido punto a punto sobre regiones concretas del espaciotiempo (Curiel, 1999, 2009; Lam, 2007, 2008). En este sentido, aunque los espaciotiempos singulares parecen describir situaciones altamente contraintuitivas (como la aparición o desaparición de la historia de un observador a lo largo de una curva incompleta), no deben entenderse como si contuvieran “puntos singulares” localizados en alguna región, sino más bien como exhibiendo un rasgo estructural del espaciotiempo en su conjunto. Este carácter global de las singularidades sugiere, prima facie, que los espaciotiempos singulares podrían estar vinculados a alguna forma de holismo físico.

El objetivo de esta investigación es analizar, en el marco de la relatividad general clásica, el estatus ontológico de los espaciotiempos singulares con el fin de determinar si su estructura global puede ser adecuadamente comprendida en términos del holismo de propiedades físicas al estilo de Healey (1991). Se considera que esta discusión es relevante porque, por una parte, desplaza el debate sobre el holismo físico más allá de su ámbito habitual de aplicación, esto es, los sistemas cuánticos entrelazados, y muestra que fenómenos geométricos clásicos, como las singularidades espaciotemporales, también podrían ser susceptibles de exhibir ciertos rasgos holistas; y, por otra parte, porque clarificar si las singularidades constituyen o no un caso de holismo de propiedades incide directamente en la interpretación de la relatividad general, en

¹En un espaciotiempo singular, la curva no choca contra una barrera física ni alcanza un límite geométrico predefinido; simplemente, la estructura métrica del espaciotiempo no permite continuar la trayectoria más allá de un valor finito del parámetro afín, a pesar de que la curva no ha alcanzado ningún punto final en la variedad espaciotemporal.

particular en la manera en que entendemos la relación entre la estructura local del espaciotiempo y su estructura global.

El artículo se estructura del siguiente modo. En la sección 2, presento el marco general de holismo físico que utilizo en este trabajo, en particular, la propuesta *Physical Holism* de Healey (1991). En la sección 3, introduzco las nociones de modelo, estructura global y estructura local del espaciotiempo, y su relación con la caracterización holista en el sentido de Healey. La tesis central de este artículo identifica dos niveles de holismo en la teoría. En la sección 4, después de definir los espaciotiempos singulares en términos de curvas incompletas, se muestra que, en el dominio amplio de modelos dinámicamente posibles de la teoría D_{RG} , la propiedad de incompletitud de una curva (perteneciente al todo espaciotemporal) no superviene en las propiedades y relaciones de las partes (regiones o puntos espaciotemporales), satisfaciendo la definición de holismo de Healey. Luego, en la sección 5, se argumenta que, en el dominio de los espaciotiempos maximales $D_{m\acute{a}x}$ (del cual las singularidades D_{SE} esenciales son un subconjunto propio), aunque la condición de maximalidad impone restricciones a la aplicación del holismo al estilo de Healey, las singularidades exhiben una forma relevante de holismo que adopta la forma de un holismo epistémico estructural. Finalmente, la sección 6 presenta las conclusiones generales de esta investigación.

2. El holismo físico de Healey

2.1. El holismo físico como fracaso de superveniencia: el marco de Healey

Podemos decir, de manera metafórica, que el holismo es la posición metafísica según la cual el todo es más que la suma de sus partes. Más estrictamente, el holismo sostiene que ciertas características del todo no pueden reducirse ni explicarse exhaustivamente en términos de las características de las partes que lo componen. Cabe distinguir, al menos, entre un holismo de carácter epistemológico y un holismo de carácter metafísico. En el primer caso, la tesis central es que la explicación del comportamiento de un sistema no puede obtenerse únicamente a partir de explicaciones que apelen a sus partes componentes o a las relaciones entre ellas. El *holismo metafísico*, por otra parte, se formula típicamente en términos de las propiedades y relaciones del todo y las de sus partes; es decir, existen propiedades y relaciones del todo que no están determinadas por las propiedades y relaciones de sus partes propias. En este sentido, el holismo metafísico puede entenderse como la *negación de una tesis de superveniencia* en el sentido de Kim (1984, 1987, 1990) o Lewis (1986), esto es, como la tesis según la cual no puede haber una diferencia relevante en un todo sin una diferencia relevante en sus partes básicas. La posición opuesta al holismo metafísico se denomina *particularismo metafísico*.

Antes de presentar el holismo físico de Richard Healey, es importante justificar la elección de este enfoque para el análisis holista que se pretende llevar a cabo en esta investigación, frente a alternativas como las de Paul Teller (1986) o Don Howard (1989). Primero, Healey no restringe su análisis a la mecánica cuántica como lo hacen Teller y Howard. Aunque desarrolla sus ejemplos en ese dominio, su enfoque del holismo es agnóstico respecto del dominio específico de aplicación, pues solo requiere la existencia de un conjunto de objetos en algún dominio cuyas propiedades no supervengan en sus partes propias. Esta generalidad permite trasladar el concepto a la relatividad general. Segundo, Teller (1986) enfatiza las “relaciones irreducibles”

entre las partes, lo que presupone una estructura mereológica específica. Aunque esta es una opción válida, requeriría reinterpretaciones geométricas adicionales en el contexto relativista. Por último, Howard (1989) ancla su discusión en las implicaciones metafísicas del teorema de Bell para la causalidad local. Aunque es importante filosóficamente, su énfasis en la separabilidad y la localidad es ortogonal al problema de las singularidades espaciotemporales, donde los problemas son fundamentalmente geométricos.

Presentemos ahora la definición de holismo físico propuesta por Healey (1991, p. 402; Healey y Gomes, 2022, secciones 3 y 4), para luego introducir algunas precisiones:

Holismo físico: existe un conjunto de objetos físicos de un dominio D , sujetos únicamente a procesos de tipo P , cuyas propiedades y relaciones físicas intrínsecas cualitativas no son supervenientes en las propiedades y relaciones físicas intrínsecas cualitativas de sus partes físicas básicas (relativas a D y P).²

Lo primero que debemos aclarar en estas definiciones de holismo es el término *holismo físico*. El término “físico” denota restricción al dominio de objetos y procesos físicos, excluyendo dominios abstractos, mentales o sociales. Esta restricción a lo físico permite formular tesis filosóficas sin comprometerse con afirmaciones metafísicas más generales sobre dominios no físicos.

En segundo lugar, conviene precisar qué entiende Healey por “partes básicas” en sus definiciones. Antes de introducir esta noción, Healey define las *partes últimas* como aquellas partes que no tienen partes propias, es decir, los “átomos mereológicos” de un objeto. Según Healey, la existencia de partes últimas es una cuestión empírica y no meramente filosófica, pues la física contemporánea ha ido desplazando sucesivamente al candidato (átomos, electrones, quarks, etc.) y no está claro que exista un nivel último. Dado este trasfondo, Healey opta por trabajar con la noción relativizada de “partes básicas”, definidas respecto de un dominio D y de un conjunto de procesos P . Así, cuando Healey habla de *partes básicas*, no se refiere a que existan partes últimas y absolutas de la realidad, sino a que lo que cuenta como “parte básica” depende de qué clase de objetos estemos considerando (D) y de qué tipo de procesos se permite que les ocurran (P). En consecuencia, un conjunto de partes es “básico” respecto de D y P si, a lo largo de todos los procesos de tipo P que puedan ocurrirles a los objetos de D , esas partes nunca se crean, nunca se destruyen y nunca se transforman en otra cosa. Por ejemplo, consideremos una mesa (objeto de un dominio D). Si los procesos P a los que se somete la mesa son procesos “suaves” (lijar, barnizar, mover), las tablas de madera son partes básicas de la mesa. Si P , en cambio, incluye quemarla, las tablas ya no sobreviven al proceso y habría que “bajar” a un nivel más fino (a moléculas o átomos) para hallar las partes básicas. De este modo, las partes básicas constituyen los “bloques de construcción” que conservan su identidad a través de los procesos P en el dominio D .

Por último, para que la definición de holismo de Healey tenga sentido, se debe definir una base local de propiedades o una *base de superveniencia*, es decir, un conjunto de propiedades y

²Otra formulación de particularismo y holismo en términos de propiedades supervenientes es la propuesta por Teller (1986, pp. 71–73). En lugar de hablar de *particularismo físico* y *holismo físico*, Teller introduce las nociones de *fisicalismo local* y *holismo relacional*. Aunque las definiciones de holismo en Teller y en Healey no son equivalentes (pues el primero pone el énfasis en relaciones no supervenientes y el segundo en propiedades del todo que no supervienen en las propiedades de las partes), ambas concepciones comparten el rasgo de estar articuladas sobre una misma noción de superveniencia.

relaciones físicas intrínsecas cualitativas de las partes, a partir de las cuales, eventualmente, supervienen las propiedades y relaciones físicas intrínsecas cualitativas del todo. Como podemos observar, las propiedades del todo y de las partes no son propiedades cualesquiera, sino *propiedades físicas intrínsecas cualitativas* (y sus relaciones)³, es decir, propiedades que los objetos portan por el solo hecho de ser esos objetos y sin relación con nada externo a ellos.

2.2. Un esquema holista

Dado que el holismo físico se caracteriza por negar una tesis de superveniencia, conviene introducir un esquema general que sirva de marco de evaluación para el argumento que se desarrollará en las secciones 4 y 5. Healey mismo advierte que la noción de superveniencia que emplea conserva cierta imprecisión y sugiere explicitarla en términos de los modelos de una teoría física. La cuestión relevante es si existen dos modelos de tal teoría, correspondientes a algunos objetos de un dominio D , que coincidan en las propiedades y relaciones físicas intrínsecas cualitativas de las partes básicas de esos objetos, pero difieran en alguna propiedad o relación física intrínseca cualitativa de los objetos mismos (Healey, 1991, p. 402, nota al pie 8; Healey y Gomes, 2022, sección 4). Adoptaré esta sugerencia como el esquema general de superveniencia que guiará el análisis. Así, una propiedad G de un modelo M superviene en una base B de propiedades si no existen dos modelos M_1 y M_2 que coincidan exactamente en B , pero que difieran en G . De manera equivalente, si dos modelos comparten la misma base B , deben compartir necesariamente la propiedad G . Como parece evidente, el esquema de dos modelos que aquí se adopta corresponde más precisamente a una instancia de superveniencia global en el sentido de Kim (1984, 1987).

La noción de superveniencia que subyace al holismo físico en Healey comprende, entonces, cuatro ingredientes principales. Un modelo físico M (por ejemplo, una solución de las ecuaciones dinámicas de la relatividad) que representa el todo espaciotemporal; las partes básicas $P(M)$ que lo componen (por ejemplo, regiones o puntos espaciotemporales); una base de superveniencia B , relativa a un dominio D y a una clase de procesos P , constituida por un conjunto de propiedades y relaciones físicas intrínsecas cualitativas de esas partes; y, finalmente, las propiedades globales G del todo M . Sobre esta base, el esquema general para el holismo físico puede formularse del siguiente modo:

Holismo físico (caracterización modal): existen dos modelos M_1 y M_2 , tales que:

- $B(M_1) = B(M_2)$,
- Pero, $G(M_1) \neq G(M_2)$

Este esquema holista constituirá la herramienta central para determinar si los espaciotiempos singulares manifiestan holismo físico en algún sentido relevante. Se mostrará que, en

³Es importante notar que la noción de propiedad cualitativa en Healey no debe entenderse como opuesta a propiedad cuantitativa, sino más bien como opuesta a propiedad individual o particular. En física, las propiedades suelen expresarse mediante números (por ejemplo, masa o carga), pero estos representan magnitudes generales. Para Healey, un valor numérico es una propiedad cualitativa porque describe un estado o un tipo de objeto y no a un individuo. En consecuencia, cuando se dice “propiedades y relaciones físicas intrínsecas *cualitativas*”, se hace referencia a características que los objetos poseen por su propia naturaleza física (incluidos sus valores numéricos).

ciertos modelos de la relatividad general (en adelante, RG), dicho esquema puede instanciarse plenamente, mientras que en otros su aplicación queda inhibida por limitaciones de índole geométrica. Antes de desarrollar estos argumentos, es necesario introducir algunos aspectos técnicos de la relatividad general.

3. Relatividad general: estructura local y global

Un modelo (o solución) de la RG puede representarse mediante tripletas (M, g_{ab}, Ψ) , donde M es una variedad diferenciable de cuatro dimensiones, g_{ab} es un campo métrico lorentziano definido en cada punto de M y Ψ representa los campos materiales (materia ordinaria, no gravitacional). Así entendido, un modelo espaciotemporal de la RG constituye un candidato natural al *todo* físico en la formulación del holismo que hemos analizado más arriba, esto es, un universo clásico, dotado de estructura geométrica y de materia-energía. Además de la identificación del “todo relativista”, también se debe especificar qué se entiende por partes básicas, propiedades y relaciones físicas de las partes básicas (que conforman la base de superveniencia) y propiedades globales del todo en el marco relativista.

Típicamente, la estructura local del espaciotiempo se describe mediante la asignación de cantidades geométricas a cada punto o vecindario espaciotemporal. Para cada punto $p \in M$ (o, más adecuadamente, para cada abierto $U \subset M$), la teoría asigna un valor de la métrica g_{ab} , valores de los tensores de curvatura R_{abcd} y sus contracciones R_{ab} , R , así como campos de materia a través del tensor energía-momento. Estas son precisamente las magnitudes geométricas y de materia-energía que figuran en las ecuaciones de campo y que determinan, en cierto sentido, la “física local” en torno a cada punto o vecindario del espaciotiempo (ver, por ejemplo, Lam, 2008, pp. 119–120)⁴. Es pertinente, entonces, denominar a estas propiedades, las *propiedades físicas intrínsecas cualitativas* a las que hace referencia Healey, por un lado, y como *partes básicas* $P(M)$ a los puntos espaciotemporales $p \in M$ o a cada conjunto abierto $U \subset M$, por otro lado⁵. Se relativiza esta noción de parte básica a la clase de procesos P consistentes con las evoluciones dinámicas admisibles según las ecuaciones de campo de Einstein. Los puntos espaciotemporales (o los conjuntos abiertos que los contienen) no son creados, destruidos ni transformados por ningún proceso de este tipo.

Además de estas propiedades asignadas puntualmente, la definición de holismo exige identificar las relaciones físicas intrínsecas cualitativas entre las partes básicas. En el marco relativista, dos relaciones son candidatas a desempeñar este papel. En primer lugar, la estructura causal local, esto es, la relación de precedencia causal entre puntos suficientemente próximos, determinada por el carácter temporal, nulo o espacial del vector que los conecta; y, en segundo lugar, la conexión de Levi-Civita, la cual relaciona los espacios tangentes de puntos infinitesimalmente separados mediante el transporte paralelo, y que resulta indispensable para caracterizar localmente la noción de geodésica. Así, se define la *base de superveniencia* B como el conjunto de las propiedades y relaciones representadas por la métrica, los campos materiales

⁴Sobre propiedades locales y globales, ver Curiel (1999, sec. 5), Manchak (2009, 2013).

⁵Desde el punto de vista filosófico, existe un debate acerca de si las propiedades en un punto son genuinamente intrínsecas o si, por el contrario, estas presuponen cierta estructura de vecindario en torno a ese punto (Butterfield, 2006; Bartels, 2013, sec. 4). No obstante, para los fines del holismo que nos interesa analizar en este trabajo, basta con tomar vecindarios suficientemente pequeños como los portadores de las propiedades intrínsecas relevantes.

incluidos en el modelo y las estructuras físicas construidas local y covariantemente a partir de ellos⁶.

Por otra parte, el esquema de Healey nos exige reconocer cuándo dos modelos son indistinguibles respecto de sus bases de superveniencia. El concepto técnico de isomorfismo local puede ayudarnos en esta tarea. Diremos que un difeomorfismo $\varphi : U \rightarrow U'$ entre un entorno abierto U de un punto de un modelo (M, g_{ab}, Ψ) y un entorno abierto U' de un punto de otro modelo (M', g'_{ab}, Ψ') es un *isomorfismo local* entre ambos modelos si $\varphi^* g'_{ab} = g_{ab}$ y, además, $\varphi^* \Psi' = \Psi$ para cada uno de los campos materiales del modelo. La primera condición garantiza la preservación de toda estructura construida de forma covariante a partir de la métrica (la conexión de Levi-Civita, el tensor de Riemann, el de Ricci y el escalar de curvatura), mientras que la segunda garantiza la preservación de los campos materiales. Dos modelos (M, g_{ab}, Ψ) y (M', g'_{ab}, Ψ') serán equivalentes respecto de la base de superveniencia B cuando exista un isomorfismo local alrededor de cada punto de ambos modelos. Esta noción formaliza la idea de que ambos modelos comparten la misma estructura geométrica y material local, aunque puedan diferir en su estructura global. Bajo esta definición, la equivalencia local de los modelos implica su indiscernibilidad respecto de B .

Antes de cerrar esta sección, conviene subrayar que la estructura local de un espaciotiempo no fija, en general, su estructura global. Esta desconexión se manifiesta de manera paradigmática en ejemplos de modelos que son localmente isomorfos, pero que difieren en propiedades topológicas, causales o de (in)completitud. En particular, la (in)completitud de una curva (noción central en la caracterización de las singularidades) es una propiedad global del espaciotiempo que no puede determinarse a partir de información local espaciotemporal. Precisamente por este motivo, la incompletitud constituye un candidato natural para un análisis holista. En la siguiente sección se examinarán explícitamente los espaciotiempos singulares a la luz de esta propiedad.

4. Espaciotiempos singulares en la relatividad general

4.1. Singularidades y maximalidad del espaciotiempo

De acuerdo con la caracterización estándar (Earman, 1995, cap. 2; Curiel, 1999, pp. S121–S123; Curiel, Visser y Doboszewski, 2025)⁷, un espaciotiempo es singular si contiene, al menos, una curva incompleta e inextendible (“inextendible” dentro del modelo en cuestión) de longitud afín generalizada finita. Se dice que un espaciotiempo que cumple la condición anterior es b-incompleto⁸. A grandes rasgos, la longitud afín generalizada mide cuánta “distancia” recorre la curva, de un modo que funciona bien tanto para geodésicas como para otras curvas

⁶Esto es, mediante procedimientos que solo involucran el tensor métrico, los campos materiales y sus derivadas covariantes, evaluados en un punto o en una vecindad arbitrariamente pequeña.

⁷No existe una definición única de singularidad que capture todas las patologías espaciotemporales asociadas a ellas (Earman, 1995, 1996; Curiel, 1999; Lam, 2007, 2008). La definición estándar en términos de curvas incompletas es la más aceptada y, de hecho, es la caracterización de las singularidades que se utiliza en los teoremas de singularidad (Penrose, 1965; Hawking, 1966; Hawking y Penrose, 1970).

⁸En la b-completitud, la “b” viene de “bundle” (haz de marcos o *bundle of frames*, de acuerdo con Schmidt, 1971). Schmidt definió una manera más general de medir la longitud de curvas arbitrarias usando un haz de marcos del espaciotiempo. Esto permite detectar incompletitud en cualquier curva, no solo en geodésicas.

más generales. Cuando la longitud afín generalizada es finita, pero la curva no termina en ningún punto del espaciotiempo, se dice que la curva es b-incompleta⁹.

Como se dijo, la caracterización de las singularidades en términos de b-incompletitud constituye una definición amplia, aplicable no solo a geodésicas, sino también a curvas más generales. La g-incompletitud (que concierne a la incompletitud de geodésicas tipo tiempo o tipo luz) resulta especialmente esclarecedora respecto de las consecuencias físicamente indeseables asociadas a las singularidades. Estas geodésicas describen las trayectorias de partículas y observadores en caída libre cuyas historias pueden iniciarse o concluir tras un intervalo finito de tiempo propio sin que exista ningún mecanismo físico dentro del modelo que explique dicho fenómeno. Ahora bien, una aclaración crucial: aunque este fenómeno de “aparición” o “desaparición” parece sugerir que hay un lugar específico donde el observador inicia su existencia o deja de existir, la incompletitud no se encuentra localizada en ningún punto del espaciotiempo en particular (ver Curiel, 1999, pp. S138–S139). Un observador local, al inspeccionar cualquier vecindario acotado del espaciotiempo, jamás podría determinar directamente si una curva es incompleta, pues dicha determinación requiere evaluar la geometría del espaciotiempo en su totalidad.

La definición de singularidad en términos de b-incompletitud permite identificar curvas incompletas e inextendibles dentro de un modelo espaciotemporal (M, g_{ab}, Ψ) ; sin embargo, se debe añadir una condición adicional a la caracterización de las singularidades en términos de b-incompletitud, a saber, que el modelo espaciotemporal sea maximal o, alternativamente, que no permita extensiones. Un espaciotiempo (M, g_{ab}, Ψ) es extendible si puede ser embebido en un espaciotiempo “más grande” de tal manera que la curva que previamente era incompleta e inextendible ahora sea extendible¹⁰. En otras palabras, la condición de maximalidad del espaciotiempo exige que el modelo espaciotemporal sea tan grande como pueda ser. La b-incompletitud y la condición de maximalidad dan lugar a dos tipos de singularidades: *singularidades regulares*, las que pueden ser “removidas” mediante una extensión espaciotemporal adecuada, convirtiendo el aparente punto singular en uno regular; y las *singularidades esenciales*, las cuales persisten después de una extensión espaciotemporal admisible.¹¹

No obstante, tal como notan Earman (1995, 1996) y Curiel (1999), la noción de maximalidad del espaciotiempo no se encuentra exenta de dificultades¹². Si un espaciotiempo se puede extender o no depende de la clase de diferenciabilidad/continuidad C^k que exijamos para la métrica. Un espaciotiempo podría ser inextendible si exigimos que la métrica sea infinitamente suave, es decir, de clase C^∞ ; sin embargo, ese mismo espaciotiempo podría admitir una extensión perfectamente válida si bajamos la exigencia a una clase menor (por ejemplo, C^2 o C^0). Earman (1995, 1996) argumenta que las ecuaciones de campo de Einstein no imponen una clase de diferenciabilidad privilegiada. No hay una razón física fundamental para preferir una clase C^∞ sobre, por ejemplo, una clase C^2 . Por lo tanto, decidir si existe una singularidad regular o esencial depende de una elección matemática arbitraria sobre cuán suave debe ser el espaciotiempo. Este problema es claramente expuesto por Earman (1996), quien

⁹Para los detalles técnico-matemáticos de las singularidades remito al lector a Hawking y Ellis (1973, cap. 8) y Wald (1984, cap. 9).

¹⁰Para detalles matemáticos sobre la noción de maximalidad del espaciotiempo, véanse Manchak (2014, 2020).

¹¹Esta terminología se basa en el trabajo canónico sobre las singularidades de Ellis y Schmidt (1977).

¹²Manchak (2011, 2020) también cuestiona la viabilidad del concepto de extensión espaciotemporal mediante la idea de la razonabilidad física de los modelos extendidos.

afirma:

...Más bien, la cuestión es que deberíamos interesarnos por las singularidades esenciales, singularidades que no pueden eliminarse extendiendo el espacio-tiempo; pero esta noción está mal definida hasta que se especifiquen las condiciones de continuidad/diferenciabilidad de las extensiones... Entonces, ¿cuáles son las condiciones mínimas de continuidad/diferenciabilidad para que esto sea posible? Y bajo estas condiciones mínimas, ¿cuáles de los espacio-tiempos de la relatividad general que comúnmente se consideran singulares se consideran esencialmente singulares? (pp. 628–629).

En suma, el punto central de Earman (1995, 1996) es que la noción de singularidad esencial depende de la elección de la regularidad de las extensiones del espaciotiempo. Diferentes requisitos de suavidad para la métrica (distintas clases C^k) conducen a respuestas distintas a la pregunta de si una singularidad es o no removible. Mientras no exista un criterio físicamente relevante y no ad hoc para seleccionar la clase C^k adecuada, la clasificación entre singularidades regulares, por un lado, y singularidades esenciales, por otro, permanecerá inestable.

4.2. La propiedad de incompletitud de una curva

Esta arbitrariedad en la elección de la clase C^k de las extensiones espaciotemporales nos habilita a realizar nuestro análisis de las singularidades distinguiendo tres dominios claramente definidos a los que se aplicará el esquema holista que se introdujo en la sección 2:

- D_{RG} : modelos (o soluciones) de la RG, sin condición alguna sobre el estatus de completitud de las curvas.
- D_{SR} : modelos pertenecientes a D_{RG} incompletos y C^k -extendibles (singularidades regulares).
- D_{SE} : modelos pertenecientes a D_{RG} incompletos y C^k -inextendibles (singularidades esenciales).

Es importante notar que D_{SR} y D_{SE} son subconjuntos disyuntos de D_{RG} ¹³. En el dominio de las singularidades regulares D_{SR} se encuentran todos los modelos dinámicamente posibles de la teoría que contienen curvas incompletas e inextendibles en el sentido definido por la b-incompletitud. Por otra parte, en el dominio de las singularidades esenciales D_{SE} persisten las singularidades que no han podido ser removidas mediante una extensión del espaciotiempo. En este sentido, el análisis holista de los modelos espaciotemporales requiere examinar primero el comportamiento de la propiedad de incompletitud en el dominio D_{SR} y luego evaluar cómo se traslada este comportamiento al caso D_{SE} .

Nos encontramos ahora en condiciones de evaluar si las singularidades espaciotemporales exhiben holismo físico. La pregunta central es: ¿puede la propiedad de incompletitud (o la

¹³ Siguiendo el esquema general presentado en la sección 2.2, se identifica aquí el dominio D con D_{RG} . Cada modelo $M \in D_{RG}$ constituye, en el sentido de la sección 2, un “objeto” cuyas propiedades y relaciones se evalúan respecto de sus partes básicas.

combinación de incompletitud de una curva más maximalidad del espaciotiempo) ser capturada mediante una base local de propiedades B ? Una respuesta negativa a esta pregunta reflejará el carácter holista de la propiedad de incompletitud. Así, el análisis de las singularidades se realiza en dos niveles, lo que refleja la estructura dual de la tesis defendida en este trabajo. Primero, se argumenta que en el dominio D_{RG} existe un claro fallo de superveniencia de la propiedad de incompletitud respecto de la base de superveniencia, lo cual implica que ciertos modelos en este dominio exhiben rasgos holistas en el sentido definido aquí. Segundo, veremos que en el dominio D_{SE} , aunque el esquema holista modal no prospera, las singularidades esenciales conservan rasgos holistas, aunque en una forma diferente al holismo de Healey.

Recordemos el esquema holista presentado en la sección 2. El holismo físico al estilo Healey puede ser caracterizado en términos modales, esto es, a través de la presencia de dos modelos que presenten la misma base de superveniencia, pero que difieran en alguna de sus propiedades globales. Formalmente: existen dos modelos M_1 y M_2 , tales que $B(M_1) = B(M_2)$, pero $G(M_1) \neq G(M_2)$. Para mostrar que este esquema holista modal efectivamente se instancia, usaremos un ejemplo estándar en la literatura sobre singularidades, el espaciotiempo de Minkowski versus el espaciotiempo de Minkowski con un punto removido (por ejemplo, Earman, 1995, p. 31; Manchak, 2020, p. 11), ambas soluciones de las ecuaciones de campo de Einstein. En primer lugar, los dos modelos M_1 y M_2 en el esquema holista corresponden, respectivamente, al modelo de Minkowski completo y al modelo de Minkowski con un punto $p \in M_2$ removido. En segundo lugar, M_1 y M_2 son localmente isomorfos en el sentido de la sección 3, es decir, alrededor de cada punto de M_2 existe un isomorfismo local con un entorno de M_1 y, recíprocamente, alrededor de cada punto de M_1 (incluido el propio p) existe un isomorfismo local con un entorno de algún punto de M_2 . Esto último se cumple en virtud de la homogeneidad del espaciotiempo de Minkowski, puesto que la geometría en torno a p es idéntica a la geometría en torno a cualquier otro punto de la variedad espaciotemporal. Cualquier entorno suficientemente pequeño de p es isomorfo localmente a un entorno de algún punto $q \neq p$ de M_2 . Además, dado que la conexión de Levi-Civita se construye de manera covariante a partir de la métrica, todo isomorfismo local que preserve g_{ab} preserva también la conexión y, con ella, la relación de transporte paralelo y la estructura causal local. Como se estableció en la sección 3, la conexión (no solo los valores puntuales de la métrica y de la curvatura) forma parte de la base de superveniencia B , pues permite definir localmente la noción de geodésica. En consecuencia, entre ambos modelos coincide todo lo que compone la base B , incluidas las relaciones, no solo las propiedades puntuales. Por lo tanto, $B(M_1) = B(M_2)$. Tercero, aunque ambos modelos comparten exactamente la misma base de superveniencia, difieren en su comportamiento global. El espaciotiempo de Minkowski (M_1) es geodésicamente completo, mientras que el modelo obtenido al remover un punto de su variedad (M_2) presenta geodésicas incompletas e inextendibles. Estas geodésicas terminan en el extremo de un parámetro afín finito debido a la ausencia del punto eliminado de la variedad, de modo que M_2 resulta geodésicamente incompleto. Si $G =$ “ser geodésicamente incompleto” (G_{inc}), entonces existen dos modelos $M_1, M_2 \in D_{RG}$ tales que $B(M_1) = B(M_2)$ y, no obstante, $G_{inc}(M_1) \neq G_{inc}(M_2)$. Para ser más específicos, $M_1 \notin D_{SR} \cup D_{SE}$ (por ser geodésicamente completo), mientras que $M_2 \in D_{SR}$ (por ser incompleto y C^k -extendible). La propiedad de incompletitud, por tanto, no superviene en B dentro del dominio amplio D_{RG} .

Si bien se ha mostrado que la propiedad de incompletitud es no superveniente en una base local de propiedades y, por lo tanto, exhibe un carácter holista en el sentido definido, es menos claro que este ejemplo muestre que el dominio de las singularidades esenciales exhiba

un carácter holista. Esto se debe a que el modelo con el punto removido es extendible en el sentido discutido más arriba. La función de este ejemplo es mostrar que, en el dominio D_{RG} , la incompletitud geodésica ya exhibe el patrón estructural característico del holismo físico al estilo de Healey.

En la siguiente sección se restringirá la atención al subdominio $D_{m\acute{a}x}$ formado por espaciotiempos C^k -maximales, donde D_{SE} es un subconjunto. Se argumentará que en este dominio, a pesar de no instanciar el esquema modal, heredan un carácter holista (aunque conceptualmente distinto del instanciado en el dominio D_{RG}), pues la combinación de incompletitud y maximalidad no puede reconstruirse a partir de información puramente local sobre la métrica, la curvatura o la distribución de materia-energía en un punto del espaciotiempo.

5. Restricción al dominio maximal

¿Qué sucede cuando restringimos nuestra atención a espaciotiempos maximales? ¿Podemos identificar el patrón del esquema modal cuando M_1 y M_2 son ambos modelos C^k -maximales, pero con diferente estatus de completitud? Como veremos, en este dominio reducido el esquema modal al estilo de Healey deja de estar disponible cuando se impone el requisito de maximalidad, pero este fracaso del esquema no implica un retorno al particularismo, sino más bien refuerza el carácter esencialmente global de las singularidades.

5.1. Maximalidad y los límites del argumento modal

Recordemos que, en el dominio D_{RG} , existen modelos localmente isomorfos que comparten la misma base de superveniencia B y, sin embargo, difieren en su estatus de completitud, tal como se ejemplificó con el par Minkowski vs. Minkowski con un punto removido. Este par de modelos satisface el esquema modal: $B(M_1) = B(M_2)$, pero $G_{incomp}(M_1) \neq G_{incomp}(M_2)$. Vamos a intentar ahora trasladar este patrón de holismo al dominio D_{SE} , formado exclusivamente por modelos donde las singularidades se identifican mediante curvas incompletas en espaciotiempos máximos. Para ello, es útil definir el dominio $D_{m\acute{a}x}$ como los modelos $M \in D_{RG}$ que son C^k -maximales, del cual D_{SE} es un subconjunto propio (los espaciotiempos maximales que además son incompletos).

Para que el esquema modal funcione, necesitamos un par de modelos $(M_1, M_2) \in D_{m\acute{a}x}$ de modo que cumpla las siguientes condiciones: (i) M_1 y M_2 deben compartir la misma base de superveniencia B , es decir, deben ser localmente isomorfos; (ii) ambos espaciotiempos deben ser C^k -maximales (no admitan extensiones C^k); y (iii) deben diferir en el estatus de la propiedad de incompletitud de las curvas: $M_1 \notin D_{SE}$, mientras que $M_2 \in D_{SE}$. Sin embargo, para satisfacer simultáneamente (i) y (iii) es necesario introducir una diferencia global en la estructura del espaciotiempo. En la geometría estándar de la relatividad general, estas diferencias globales suelen producirse mediante operaciones de “recorte” de regiones o bien mediante identificaciones globales que alteran la topología o la estructura causal sin modificar la geometría local. Sin embargo, cuando la diferencia en la propiedad de (in)completitud se origina en un recorte de puntos o regiones, el espaciotiempo resultante suele ser C^k -extendible, por lo tanto, la incompletitud de las curvas se convierte en un artefacto removible mediante una extensión geométrica adecuada, lo que entra en tensión directa con la condición de maximalidad

impuesta en (ii). En estos casos, la estrategia que permite realizar (iii) tiende a socavar (ii), pues la posibilidad de reinstalar el punto o la región ausente mediante una extensión compatible con la clase C^k indica que el modelo no era maximal en el sentido requerido¹⁴.

Por otra parte, el resultado de la estrategia de identificación global es una alteración en la topología y, probablemente, en las propiedades globales del modelo sin afectar su geometría local. No obstante, estas construcciones introducen con frecuencia alteraciones en la estructura causal del espaciotiempo —como la presencia de horizontes de Cauchy o curvas temporales cerradas— que comprometen la admisibilidad física de los modelos o los sitúan fuera de la clase de espaciotiempos que típicamente se consideran “razonables” en la relatividad general. Así, bajo una clase C^k fija¹⁵ y para las dos estrategias examinadas (recorte e identificación global), la combinación de isomorfismo local y maximalidad impone una rigidez que compromete la coexistencia de las condiciones (i), (ii) y (iii).

Conviene anticipar una objeción. A primera vista, el espaciotiempo de Misner (1963) podría parecer un contraejemplo a las consideraciones anteriores, pues es localmente plano (esto es, localmente isomorfo al espaciotiempo de Minkowski) e inextendible bajo ciertos criterios de la clase C^k y, sin embargo, incompleto. Esto sugeriría la existencia de modelos geoméricamente indistinguibles en vecindarios arbitrariamente pequeños que difieren en la propiedad global de incompletitud, lo que socavaría la tesis de que el esquema modal no puede instanciarse en $D_{\text{máx}}$. No obstante, esta objeción pierde fuerza una vez que se atiende a una característica fundamental de estos espaciotiempos, pues violan las condiciones causales, en particular al contener curvas temporales cerradas. Estas patologías causales son de naturaleza radicalmente distinta de las que originan la incompletitud de una curva y ponen en entredicho la admisibilidad física de tales soluciones. En consecuencia, para evaluar rigurosamente la tesis del holismo físico, es metodológicamente apropiado restringirnos a espaciotiempos causalmente razonables, entendidos como aquellos cuya maximalidad (cuando la haya) se define exclusivamente respecto de extensiones que preservan la estructura causal de la solución.

En suma, como se ha afirmado, la no instanciación del esquema modal en este dominio no debe leerse como un argumento a favor del particularismo. Lo único que muestra es que la maximalidad impone restricciones que hacen impracticable el esquema modal en este dominio.

5.2. Singularidades y holismo en el dominio D_{SE} : ¿qué se puede afirmar?

Comencemos recordando el resultado central del apartado anterior. En el dominio $D_{\text{máx}}$, formado por espaciotiempos causalmente razonables y C^k -maximales, ninguna de las dos estrategias examinadas (el recorte de regiones y la identificación global) permite construir un par de modelos (M_1, M_2) que sean simultáneamente localmente isomorfos, C^k -maximales y, sin embargo, difieran en su estatus de incompletitud. El recorte compromete la maximalidad, al proporcionar al propio espaciotiempo original una extensión admisible; la identificación global, por su parte, compromete la razonabilidad causal del modelo. La razón no es que la incompletitud pierda su carácter global, sino que la condición adicional de maximalidad bloquee,

¹⁴Ver Hawking y Ellis (1973), O'Neill (1983), Wald (1984) para detalles técnicos y matemáticos.

¹⁵Un mismo modelo puede ser C^2 -inextendible, pero C^0 -extendible, o viceversa según sea el caso. Por lo tanto, el argumento esbozado aquí es válido para una clase C^k fija.

con los medios geométricos disponibles, la construcción de tales pares. Este resultado muestra que las estrategias examinadas no presentan un fallo de superveniencia dentro de $D_{\text{máx}}$. En este dominio, por tanto, el argumento presentado no establece un fallo de superveniencia en el esquema holista.

Es importante, en este punto, distinguir con cuidado entre el carácter global de una propiedad y su no superveniencia en una base local. Como se ha enfatizado a lo largo del artículo, que una propiedad sea global en el sentido geométrico (esto es, que no se determine a partir de información en vecindarios arbitrariamente pequeños) no implica, por sí mismo, un fallo de superveniencia en la distribución de propiedades intrínsecas de los puntos. La globalidad identifica un tipo de propiedad susceptible de exhibir holismo, pero no lo garantiza.

El resultado que hemos obtenido en el dominio $D_{\text{máx}}$ no implica que las singularidades esenciales carezcan de interés holista. En $D_{\text{máx}}$, tanto la incompletitud como la maximalidad siguen siendo propiedades genuinamente globales del espaciotiempo. Ningún procedimiento basado exclusivamente en información local (por extensa que esta sea) permite decidir si un espaciotiempo es esencialmente singular. En este sentido, aunque la singularidad esencial esté metafísicamente fijada por la estructura global del modelo, permanece estructuralmente inaccesible a toda evaluación local¹⁶. Este rasgo no constituye holismo en el sentido de Healey, pero sí una forma distinta y genuina de holismo físico: un *holismo epistémico estructural* que revela los límites internos de la estructura global del espaciotiempo¹⁷. El reconocimiento de este segundo tipo de holismo amplía nuestro entendimiento de cómo la estructura global puede ser relevante metafísicamente.

En este punto podría objetarse que la propuesta no es holismo, sino mera globalidad, porque la incapacidad de decidir localmente las propiedades globales ya está contenida en su definición. No hay nada sustantivo aquí, diría la crítica: toda propiedad global es, por definición, no inspeccionable localmente. Sin embargo, esta objeción confunde dos tesis distintas. Que una propiedad global no pueda decidirse inspeccionando vecindarios locales es una trivialidad definicional; en cambio, que no exista ningún procedimiento epistémico capaz de decidirla, ni siquiera uno que agregue toda la información local disponible en regiones arbitrariamente extensas, es una afirmación sustantiva. Determinarla exige establecer la inexistencia de extensiones geométricas admisibles, lo que implica cuantificar sobre un espacio de modelos posibles. En este sentido, la inaccesibilidad epistémica que caracteriza a las singularidades esenciales no está contenida en su definición como propiedades globales, sino que refleja una limitación estructural genuina, que justifica su carácter holista en un sentido epistémico.

¹⁶Por “procedimiento local” se entiende uno que opera únicamente sobre el tensor métrico y sus derivadas tensoriales en un punto o región espaciotemporal $U \subset M$, el cual no tiene acceso a la estructura topológica de la variedad M ni al espacio de todas las extensiones C^k posibles ni a la información causal global.

¹⁷Conviene distinguir este holismo epistémico estructural del holismo epistemológico (o explicativo) mencionado en la sección 2.1. El último concierne a si el comportamiento del todo puede explicarse en términos del comportamiento de sus partes, mientras que el primero concierne a si un procedimiento que solo dispone de información local puede, en principio, determinar una propiedad genuinamente global. Se trata, por tanto, de una tercera categoría de holismo, no contemplada explícitamente en el esquema explicativo/metafísico de Healey (1991), pero compatible con su espíritu general.

6. Conclusiones

Por una parte, se ha mostrado que en el dominio D_{RG} de la teoría, la incompletitud geodésica constituye un caso genuino de holismo de propiedades físicas en el sentido de Healey: existen modelos que comparten la misma base de superveniencia y, sin embargo, difieren en una propiedad global físicamente significativa para las singularidades. Por otra parte, al restringir el análisis al dominio de los espaciotiempos maximales, el esquema modal deja de ser aplicable debido a las restricciones geométricas impuestas por la maximalidad. No obstante, este bloqueo modal no implica que las singularidades pierdan su carácter holista. Tanto la incompletitud como la maximalidad siguen siendo propiedades genuinamente globales del espaciotiempo, cuya determinación no puede reconstruirse a partir del mosaico de propiedades intrínsecas codificado en la base B . En este dominio, el rasgo holista no adopta la forma de un fallo de superveniencia modal, sino la de una limitación epistémica estructural, pues decidir si un espaciotiempo es esencialmente singular exige cuantificar sobre el espacio total de extensiones geométricas admisibles.

Finalmente, estos resultados sugieren que la relatividad general no es una teoría puramente particularista en el sentido relevante para la discusión del holismo físico. La distinción habitual entre teorías cuánticas holistas y teorías clásicas particularistas resulta, al menos en este contexto, simplista.

Agradecimientos

Este trabajo contó con el apoyo de la Agencia Nacional de Investigación y Desarrollo, ANID, FONDECYT Postdoctorado N.º 3240219, “Un análisis del super-substantialismo desde la mirada de la relatividad general”. Santiago, Chile.

Referencias

- Bartels, A. (2013). Why Metrical Properties are not Powers. *Synthese*, 190(12), 2001–2013.
- Butterfield, J. (2006). Against Pointillisme about Mechanics. *The British Journal for the Philosophy of Science*, 57(4), 709–753.
- Curiel, E. (1999). The Analysis of Singular Spacetimes. *Philosophy of Science*, 66, 119–145.
- Curiel, E. (2009). General relativity needs no interpretation. *Philosophy of Science*, 76(1), 44–72.
- Curiel, E., Visser, M., y Doboszewski, J. (2025). Singularities and Black Holes. The Stanford Encyclopedia of Philosophy (Fall 2025 Edition), Edward N. Zalta y Uri Nodelman (eds.).
- Earman, J. (1995). *Bangs, Crunches, Whimpers, and Shrieks: Singularities and Acausalities in Relativistic Spacetimes*. Oxford University Press.
- Earman, J. (1996). Tolerance for Spacetime Singularities. *Foundations of Physics*, 26(5), 623–640.

- Ellis, G., y Schmidt, B. (1977). Singular Space-Times. *General Relativity and Gravitation*, 8(11), 915–953.
- Esfeld, M. (2001). *Holism in Philosophy of Mind and Philosophy of Physics*. Springer Netherlands.
- Hawking, S. (1966). The Occurrence of Singularities in Cosmology. *Proceedings of the Royal Society of London*, 294(1439), 511–521.
- Hawking, S., y Penrose, R. (1970). The singularities of gravitational collapse and cosmology. *Proceedings of the Royal Society of London*, 314(1519), 529–548.
- Hawking, S., y Ellis, G. (1973). *The Large Scale Structure of Space-Time*. Cambridge University Press.
- Healey, R. (1991). Holism and Nonseparability. *The Journal of Philosophy*, 88(8), 393–421.
- Healey, R., y Gomes, H. (2022). Holism and Nonseparability in Physics. The Stanford Encyclopedia of Philosophy (Spring 2022 Edition), Edward N. Zalta (ed.).
- Howard, D. (1989). Holism, Separability, and the Metaphysical Implications of the Bell Experiments. In J. Cushing y E. McMullin (Eds.), *Philosophical Consequences of Quantum Theory: Reflections on Bell's Theorem*. University of Notre Dame Press.
- Ismael, J., y Schaffer, J. (2020). Quantum Holism: Nonseparability as Common Ground. *Synthese*, 197(10), 4131–4160.
- Kim, J. (1984). Concepts of Supervenience. *Philosophy and Phenomenological Research*, 45(2), 153–176.
- Kim, J. (1987). “Strong” and “Global” Supervenience Revisited. *Philosophy and Phenomenological Research*, 48(2), 315–326.
- Kim, J. (1990). Supervenience as Philosophical Concept. *Metaphilosophy*, 21(1/2), 1–27.
- Lam, V. (2007). The Singular Nature of Spacetime. *Philosophy of Science*, 74(5), 712–723.
- Lam, V. (2008). Structural Aspects of Space-Time Singularities. In D. Dieks (Ed.), *The Ontology of Spacetime II* (pp. 111–132). Elsevier.
- Lewis, D. (1986). *On the Plurality of Worlds*. Basil Blackwell.
- Manchak, J. (2009). Can We Know the Global Structure of Spacetime? *Studies in History and Philosophy of Modern Physics*, 40, 53–56.
- Manchak, J. (2011). What Is a Physically Reasonable Space-Time? *Philosophy of Science*, 78, 410–420.
- Manchak, J. (2013). Global Spacetime Structure. In R. Batterman (Ed.), *The Oxford Handbook of Philosophy of Physics* (pp. 587–606). Oxford University Press.
- Manchak, J. (2014). On Space-time Singularities, Holes, and Extensions. *Philosophy of Science*, 81(5), 1066–1076.
- Manchak, J. (2020). *Global Spacetime Structure*. Cambridge University Press.
- Miller, E. (2016). Quantum Holism. *Philosophy Compass*, 11(9), 507–514.
- Misner, C. (1963). The Flatter Regions of Newman, Unti, and Tamburino's Generalized Schwarzschild. *Journal of Mathematical Physics*, 4, 924–937.

- O'Neill, B. (1983). *Semi-Riemannian Geometry: With Applications to Relativity*. Academic Press.
- Penrose, R. (1965). Gravitational Collapse and Space-Time Singularities. *Physical Review Letters*, 14(3), 57–59.
- Schmidt, B. (1971). A New Definition of Singular Point in General Relativity. *General Relativity and Gravitation*, 1, 269–280.
- Teller, P. (1986). Relational Holism and Quantum Mechanics. *The British Journal for the Philosophy of Science*, 37(1), 71–81.
- Wald, R. (1984). *General Relativity*. University of Chicago Press.