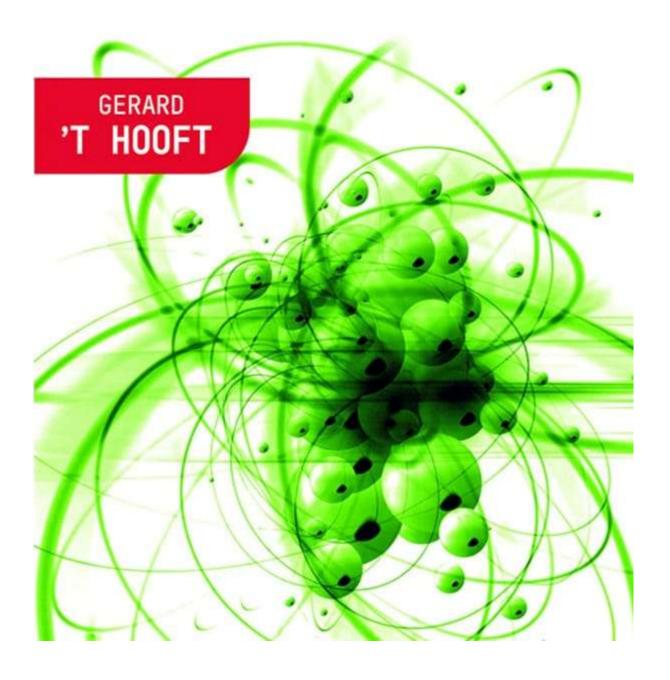
PARTÍCULAS ELEMENTALES

En busca de las partículas más pequeñas del universo



Reseña

Gerard 't Hooft nos ofrece en este libro una fascinante narración personal, de corte detectivesco, de uno de los períodos más creativos e interesantes de toda la historia de la física: la búsqueda de la estructura básica de la materia. En la primera parte, el autor nos ofrece un brillante resumen de todo lo que sabemos sobre el mundo de las moléculas, los átomos y los núcleos atómicos, mientras que en la segunda se ocupa de los avances conseguidos en el estudio de las partículas elementales durante los últimos años y de cómo se llegó a desarrollar la poderosa síntesis teórica denominada «teoría estándar». En los últimos capítulos también da rienda suelta a su imaginación especulando sobre los posibles caminos por los que puede discurrir la investigación científica en el futuro inmediato.

Índice

Prefacio

- 1. El principio del viaje hacia lo pequeño: cortando papel
- 2. Hacia las moléculas y los átomos
- 3. El misterio mágico de los cuantos
- 4. Velocidades deslumbrantes
- 5. El zoo de las partículas elementales antes de 1970
- 6. La vida y la muerte
- 7. Los locos Kaones
- 8. Los Quarks invisibles
- 9. ¿Campos o cordones?
- 10. La bonanza Yang-Mills
- 11. El vacío superconductor: la máquina de Higgs-Kibble
- 12. Modelos
- 13. Coloreando las interacciones fuertes
- 14. El monopolo magnético
- 15. <u>Gypsy</u>
- 16. La brillantez del modelo estándar
- 17. Anomalías
- 18. La engañosa perfección
- 19. Pesando neutrinos
- 20. El gran desierto
- 21. Technicolor
- 22. La gran unificación
- 23. La supergravedad
- 24. El espacio-tiempo de once dimensiones

- 25. Sujetando la supercuerda
- 26. En el agujero negro
- 27. Las teorías que aún no existen...
- 28. El dominio de la ley de lo más pequeño

Glosario

El autor

A mi madre

A la memoria de mi padre. A Betteke, Saskia y Ellen

Prefacio: una disculpa

Es difícil aventurarse en el mundo de lo definitivamente pequeño, o incluso hablar de ello, sin un conocimiento muy profundo de las leyes de la naturaleza que rigen ese mundo. Las fuerzas que uno encuentra allí determinan la forma en la cual se mueven las partículas pequeñísimas que vamos a estudiar y sus demás propiedades. De esas fuerzas también depende que podamos realmente observar estas partículas, y de cómo lo hagamos.

Esto no es fácil porque las leyes de la naturaleza son complicadas. Cada vez hay más expertos en este campo que buscan refugio en una especie de galimatías matemático que ninguna persona «normal» puede entender a menos que sea uno de ellos. Para apreciar realmente la solidez de la lógica de las leyes físicas, uno no puede evitar las matemáticas. Sin embargo, nosotros los físicos sentimos la necesidad de compartir la alegría que nos proporcionan nuestros maravillosos descubrimientos con cualquiera que esté dispuesto a escuchar. Nos piden, entonces, que evitemos completamente las matemáticas, y eso es lo que yo, sin mucho convencimiento, voy a hacer.

Mi intención es narrar los últimos 25 años de investigación sobre las partículas más pequeñas que constituyen la materia. Durante esos 25 años, yo empecé a ver la naturaleza como un test de

inteligencia para toda la humanidad en su conjunto, como un gigantesco puzle con el que podemos jugar. Una y otra vez, nos tropezamos con nuevas piezas, grandes o pequeñas, que encajan maravillosamente con las que ya tenemos. Yo quiero compartir con usted la sensación de triunfo que sentimos en esos momentos.

Así pues, lo que tengo que hacer es traducir las matemáticas a lenguaje sencillo. Esto es ciertamente posible, pero siempre perderemos algo, en particular, cuando trate de formular argumentos utilizados habitualmente para justificar o rechazar alguna teoría o descripción. Si usted, querido lector, siente que no es posible seguir mis argumentos, puede, desde luego, culparme, pero reclamaré la circunstancia atenuante de que traducir fórmulas matemáticas al lenguaje sencillo es a veces imposible sin hacer un poco de trampa.

En muchos casos, ni siquiera intentaré dar una explicación precisa. Un lector que no esté familiarizado con la física teórica tendrá que aceptar muchas de mis afirmaciones como artículos de fe. El objetivo es, pues, que el lector se haga una idea global de la situación sin necesidad de entrar en detalles (a menudo demasiado extensos) de la historia que ha precedido a la adquisición de este conocimiento.

Los cuatro primeros capítulos constituyen un resumen de lo que conocemos del mundo de las moléculas, los átomos y el núcleo atómico. Aunque en este libro repasaré de forma muy breve la interesantísima investigación que condujo a estos conocimientos, en aquel tiempo el autor ni siquiera llevaba pañales, y prefiere dejar la

revisión del tema a los historiadores de la ciencia¹. Este libro trata de lo que sucedió después.

En los últimos 25 años, nuestro conocimiento de las «partículas elementales» ha avanzado tanto que algunos investigadores han empezado a especular sobre «el final» de esta investigación: la teoría última de todas las partículas y las fuerzas, la así llamada teoría de todo, TOE². ¿Acaso la simple idea de una teoría tal, que abarque todo, no significa una sobreestimación sin límites de nuestra capacidad, o una subestimación, también sin límites, de la infinita complejidad de nuestro universo? Diré algo más acerca de este asunto un poco más adelante, pero, brevemente, la idea puede que no sea tan absurda como suena.

Este libro no pretende ser una revisión histórica de todo lo que sabemos sobre las partículas elementales. Libros sobre eso hay y son muy buenos³. Aunque el resultado final se parezca un poco, éste no ha sido escrito con la intención de ser una introducción sistemática a la física de partículas⁴. He añadido al final un glosario atendiendo a la sugerencia de varios lectores. El propósito de este libro no es más que un relato personal de alguno de los desarrollos en este campo. El objetivo es compartir con el lector mi propio

¹ Véase, por ejemplo, A. Pais, Inward Bound, Of Matter and Forces in the Physical World, Clarendon Press/Oxford University Press, Oxford-Nueva York, 1986.

² Del inglés Theory of Everything (N. del t.)

³ Véase, por ejemplo, Robert P. Crease y Charles C. Mann, The Second Creation: Makers of the Revolution in Twentieth-Century Physics, Macmillan, Nueva York, 1986.

⁴ Véase, por ejemplo, Anthony Hey y Patrick Walters, The Quantum Universe, Cambridge University Press, 1987, o Leon M. Lederman y David N. Schramm, From Quarks to the Cosmos, Tools of Discovery, The Scientific American Library, Nueva York, 1989.

entusiasmo y el de mis colegas científicos usando un lenguaje que espero sea razonablemente inteligible para todo el mundo.

Todas esas personas que menciono por su nombre son las que, de un modo u otro, han jugado un papel importante en el desarrollo de la imagen que tenemos de las partículas más pequeñas que forman la materia, en la forma en la que yo quiero contarlo. Todos ellos son personas que admiro por sus contribuciones e incluso con esta pequeña selección habrá muchas omisiones. Pido perdón por adelantado por las muchas inexactitudes en los nombres que menciono y por los que no menciono.

Probablemente me perdonarán si ahora mis palabras denotan algo de orgullo nacional. Hay bastantes investigadores holandeses que han destacado en este campo y yo mencionaré a muchos de ellos. Menos perdonable, sin duda, es que mi propia contribución aparezca mayor de lo que realmente ha sido. Esto no lo he podido evitar completamente porque, después de todo, mi intención es revelar el concepto de las partículas elementales según lo veo a través de mis propios ojos y, desde luego, lo que se ve demasiado cerca aparece amplificado.

La posición que he alcanzado en el mundo de la física y que me ha permitido hacer este detallado relato hubiera sido inalcanzable sin la importante influencia de mucha gente. En primer lugar están mi profesor de instituto Dr. W. P. J. Lignac y mi tío, el profesor Dr. N. G. van Kampen, y, luego, mi director de tesis el profesor Dr. M. J. G. Veltman. Cada uno de ellos compartió conmigo sus ideas sobre la naturaleza de nuestro mundo físico, y de su visión del mundo

surgió la mía. También son numerosos los físicos excelentes con los cuales he podido mantener discusiones y que me han ayudado a sentir el intenso placer que produce el descubrimiento de nuevas verdades.

Durante el tiempo que he dedicado a este libro, mi familia me ha apoyado incluso cuando esto significaba que durante las vacaciones dedicara más atención a un pequeño ordenador portátil que a ellos. Cuando pensaba que había terminado la traducción inglesa recibí una gran ayuda de Mrs. Robin Mize para corregir mi defectuoso inglés.

Capítulo 1

El principio del viaje hacia lo pequeño: cortando papel

Empecemos nuestro viaje hacia el mundo de lo pequeño con lo que podemos ver a simple vista y con esas leyes de la física a las que estamos acostumbrados. Tome un gran trozo de papel y dóblelo para hacer un avión. Puede partir el papel por la mitad y hacer dos aviones más pequeños. También podría volver a cortar cada uno de los trozos y hacer aviones cada vez más pequeños. Las propiedades del papel y las reglas para doblarlo en forma de avión no cambian excepto que los aviones serán cada vez de menor tamaño. Progresivamente, sin embargo, según se continúa cortando el papel en trozos cada vez más pequeños, se irá haciendo más difícil hacer los aviones y, finalmente, se encontrará con que sólo le quedan pequeñas fibras de lo que una vez fueron trozos de papel utilizables. La propiedad de «poder ser doblado en un avión» se ha perdido.

Una situación similar es la que encontramos si empezamos a repartir un cubo de agua en cubos más pequeños. Las propiedades físicas del agua tales como que fluye de arriba abajo seguirán siendo las mismas hasta que, al final, no tengamos más que una gota de agua. Uno no puede verter gotas de agua de arriba abajo, hay que sacudirlas.

Todos los niños que juegan con coches de juguete o muñecas saben que se puede imitar el mundo de los mayores a una escala menor. El escritor Jonathan Swift se basó en este hecho para escribir sus famosas historias. Un aventurero llamado Gulliver llegó a la tierra de Lilliput, en la cual habitaban personas diminutas. Allí todo era muy pequeño: la naturaleza, las plantas y animales, todo estaba escalado a tamaño pequeño. Él mismo se veía allí como un gigante: «el hombre montaña». Llegó incluso a extinguir un peligroso fuego en el palacio real orinando sobre él.

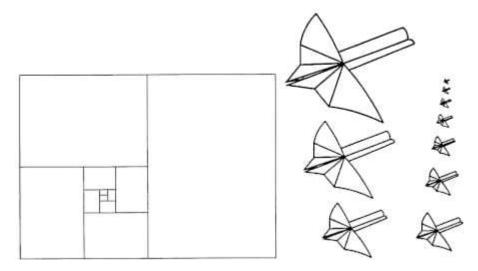


Figura 1. Cortes de papel y los aviones que se hacen con ellos.

Durante otro viaje, las fuerzas milagrosas del destino llevaron a Gulliver a un país llamado Brobdingnag, donde la gente y todos los seres animados e inanimados eran mucho más grandes que él. Allí era un enano, mimado por una niña pequeña llamada Glumdalclitch. Al final, Gulliver es recogido en su jaula por un águila que lo deja caer en el mar de donde lo rescatan unos marineros de tamaño normal que escuchan su historia con incredulidad.

Y tenían razón en no creerle. No importa lo bien contadas que estén, esas historias tienen puntos oscuros. Sabemos, por ejemplo, que las

llamas de las velas pequeñas son aproximadamente del mismo tamaño que las de las velas grandes. ¿De qué tamaño eran las llamas de las velas en Lilliput? Y cuanto más se piensa más cuestiones surgen: ¿cómo eran de grandes las gotas de la lluvia en Lilliput y en Brobdingnag?, ¿eran las leyes físicas para el agua diferentes allí que en nuestro propio mundo? Y, finalmente, los físicos preguntarían: ¿de qué tamaño eran los átomos en esos lugares?, ¿qué clase de reacciones químicas podrían tener lugar con los átomos del cuerpo de Gulliver?

Con esas preguntas las historias fallan. La verdadera razón por la que los mundos de *Los viajes de Gulliver* no pueden existir es que las leyes de la naturaleza no permanecen exactamente iguales cuando se cambia la escala. A veces esto es evidente en las películas de desastres, donde quizá se ha construido una maqueta a escala para simular una gran ola o un rascacielos incendiado. Los mejores resultados se obtienen cuando el factor de escala para el tiempo se elige igual a la raíz cuadrada de la escala espacial. Así, si el rascacielos se construye a escala de 1:9, hay que rodar la película a un ¹/₃ de su velocidad real. Pero incluso así, el ojo entrenado notará las diferencias entre lo que sucede en la película y lo que se observaría en el mundo real.

En resumen, las leyes que gobiernan el mundo físico tienen dos características importantes: muchas leyes de la naturaleza permanecen invariables cuando cambia la escala, pero hay otros fenómenos, tales como una vela encendida o las gotas de agua, que no cambian del mismo modo. La implicación final es que el mundo

de los objetos muy pequeños será completamente diferente del mundo ordinario.

Capítulo 2

Hacia las moléculas y los átomos

Justamente en el mundo de los seres vivos la escala crea importantes diferencias. En muchos aspectos, la anatomía de un ratón es una copia de la de un elefante, pero mientras que un ratón puede trepar por una pared de piedra prácticamente vertical sin mucha dificultad (y se puede caer desde una altura varias veces mayor que su propio tamaño sin hacerse gran daño), un elefante no sería capaz de realizar semejante hazaña. Con bastante generalidad se puede afirmar que los efectos de la gravedad son menos importantes cuanto menores sean los objetos que consideramos (sean vivos o inanimados).

Cuando llegamos a los seres unicelulares, se ve que para ellos no hay distinción entre arriba y abajo. Para ellos, la tensión superficial del agua es mucho más importante que la fuerza de la gravedad. Basta observar que la tensión superficial es la fuerza que da forma a una gota de agua y comparar el tamaño de esa gota con los seres unicelulares, muchísimo menores, para que sea evidente que la tensión superficial es muy importante a esta escala.

La tensión superficial es una consecuencia de que todas las moléculas y los átomos se atraen unos a otros con una fuerza que nosotros llamamos fuerza de Van der Waals. Esta fuerza de Van der Waals tiene un alcance muy corto. Para ser precisos, diremos que la intensidad de esta fuerza a una distancia r es aproximadamente proporcional a $1/r^7$. Esto significa que si se reduce la distancia

entre dos átomos a la mitad, la fuerza de Van der Waals con la que se atraen uno a otro se hace $2 \times 2 = 128$ veces más intensa. Cuando los átomos y las moléculas se acercan mucho unos a otros quedan unidos muy fuertemente a través de esta fuerza.

Johannes Diderik van der Waals (1837-1923) se graduó en 1873 en Leiden con una tesis que le haría famoso. Estaba escrita en holandés y se titulaba «Over de continuïteit van de gas- en vloeistof toestand». (Sobre la continuidad del estado líquido y gaseoso). En esa época la existencia de las moléculas y los átomos no estaba completamente aceptada, pero Van der Waals demostró que las propiedades de los gases y los líquidos se podían entender muy bien suponiendo que esas pequeñas partículas ocupan cierto volumen en el espacio y que en cuanto se separan suficientemente unas de otras, se atraían. El famoso físico inglés James Clerk Maxwell, muy impresionado con este trabajo, resaltó que había sugerido a unos cuantos investigadores que empezaran a estudiar holandés⁵. En 1910 Van der Waals recibió el premio Nobel, pero el holandés nunca llegó a ser una lengua científica internacionalmente aceptada como lo fueron, siglos antes, el latín y el griego, y, después, el alemán, el francés y el inglés. Hoy en día, para pesar de algunos, toda la ciencia se hace en inglés.

Los tamaños de los seres unicelulares, animales y vegetales, se miden en micrómetros o «micras», donde una micra es un ¹/₁₀₀₀ de

_

⁵ El punto de vista más radical —el que la mayoría de los físicos no estarían dispuestos a aceptar— es que el espacio y el tiempo consisten en un conjunto de puntos aislados; las partículas pueden estar situadas en esos puntos pero no entre ellos.

un milímetro, aproximadamente el tamaño de los detalles más pequeños que se pueden observar con un microscopio ordinario. El mundo de los microbios es fascinante, pero no es el objeto de este libro. Nosotros debemos continuar nuestro viaje hacia el mundo de lo pequeño y llegar hasta los átomos y a las moléculas mismas. En este punto, la fuerza de Van der Waals nos abre paso a un reino de fuerzas mucho más sofisticado: las de la química.

El químico ve los átomos como objetos más o menos esféricos de un diámetro de uno a varios Ångström, donde un Ångström es ¹/_{10 000} de una micra, es decir, 10⁻¹⁰ metros (una diez mil millonésima parte de un metro). Prácticamente toda la masa⁶ de un átomo se encuentra en un pequeño grano situado en su centro, llamado núcleo, sobre el que hablaremos más adelante.

A pequeñas distancias, las fuerzas entre átomos se hacen extremadamente complicadas; parece como si estuvieran equipados con ganchos y hembrillas con los cuales se pueden unir unos a otros. Los grupos voluminosos de varios átomos que se pueden formar de esta manera se llaman moléculas.

-

⁶ El lector que no esté familiarizado con el concepto de «masa» puede apañarse con la receta de que todos los objetos sobre la Tierra tienen masas iguales a sus pesos (las masas también se miden en gramos o kilogramos), pero el peso es la fuerza con la cual la Tierra atrae el objeto hacia su interior. En una nave espacial su masa es la misma que en la Tierra pero su peso es prácticamente cero.

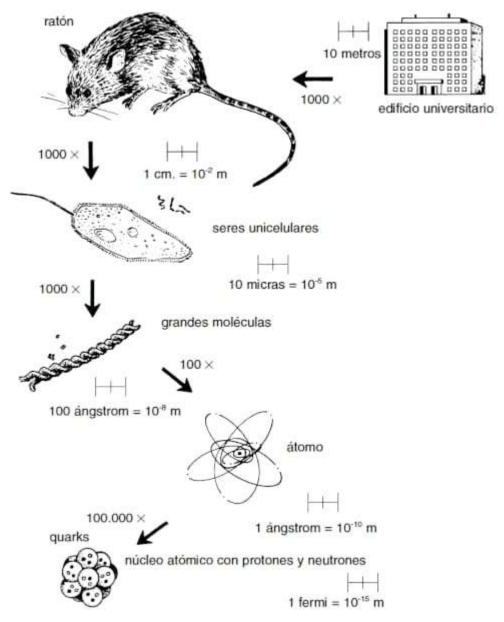


Figura 2. Tamaños relativos.

Consideremos, por ejemplo, el átomo de oxígeno, O, que tiene dos ganchos, y el átomo de hidrógeno, H, que tiene una sola hembrilla. Un átomo O y dos átomos H se pueden unir para formar una molécula de agua, H₂O. Dos hembrillas también se pueden unir entre ellas (por ejemplo, H₂ es una molécula de gas de hidrógeno), y lo mismo puede ocurrir con dos ganchos (O₂ es una molécula de gas

oxígeno), pero esta unión no es tan rígida. Los dos ganchos en el átomo de oxígeno no están situados uno enfrente de otro, sino que forman un ángulo de unos 104°, y algo similar se puede decir de muchos otros tipos de átomos. Consecuentemente, las moléculas adquieren formas complicadas. Una de las piezas de construcción más interesantes es el átomo de carbono, C, que tiene cuatro hembrillas que se enganchan bastante bien con las hembrillas de otros átomos de carbono. Muchas de las moléculas en los seres vivos están formadas por cadenas de átomos de carbono.

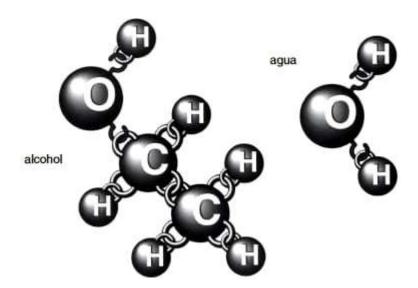


Figura 3. Los átomos se pueden unir entre ellos como si tuvieran ganchos y hembrillas.

Hay más de 100 clases diferentes de átomos y en cada una de esas clases las fuerzas de los átomos son características y, en mayor o menor medida, diferentes de las de los otros átomos. Las sustancias formadas por una sola clase de átomos se llaman elementos químicos. La palabra «átomo» procede del griego ἄτομος, que

significa «indivisible» y el uso de la palabra «elemento» sugiere que hemos llegado a los ladrillos básicos con los que está formada la materia. De hecho, esta es la imagen que se tenía a mediados del siglo XIX cuando se acuñaron estos términos, pero hoy sabemos que esto es falso, que los átomos se pueden dividir y que, de esta manera, los elementos han dejado de ser verdaderamente elementales. Nosotros continuamos con esta nomenclatura, aunque sea formalmente incorrecta, porque ya nos hemos acostumbrado a ella. ¡Pero no espere que la humanidad haya aprendido esta lección! Las palabras «partículas elementales» son igualmente inadecuadas. De la misma manera, ¿qué se puede pensar de palabras como «música moderna» o « música post moderna», etc.? Seguramente llegará el día en el que volveremos a tener que lamentar la introducción de semejante terminología.

Quizá la imagen de los átomos como pequeñas esferas con ganchitos y hembrillas no le parezca suficientemente científica. Es cierto, nosotros hablamos de «fuerzas de enlace químico» cuando nos referimos a la forma en que los átomos se unen unos a otros. Mi descripción de estas fuerzas ha sido de alguna manera fantasiosa porque hay un aspecto de ellas que quiero resaltar: ¡las leyes de la naturaleza que rigen las del enlace fuerzas químico afirmación perfectamente conocidas! Seguramente esta le sorprenda. Podría preguntarse ¿está toda la química terminada aunque los periódicos nunca hayan mencionado ese descubrimiento tan revolucionario? Bien, mi respuesta es no; lo que ocurre es simplemente que las ecuaciones fundamentales que describen las

fuerzas del enlace químico están perfectamente establecidas, pero desgraciadamente todos los cálculos que se realizan a partir de esas ecuaciones son tan enormemente complicados que estamos obligados a utilizar técnicas aproximativas. No siempre es fácil estimar la precisión de estas técnicas matemáticas, que a menudo es muy pobre. Incluso las moléculas más sencillas como las del agua o el alcohol, se estudian mejor mediante sencillas mediciones experimentales con las propias sustancias que haciendo cálculos *ab initio* a partir de nuestras ecuaciones. Actualmente, las técnicas matemáticas aproximativas, que están muy desarrolladas, vienen a decirnos que la descripción de los átomos como esferas con ganchitos y hembrillas no está tan mal después de todo.

Desde luego que no existen ni los ganchitos ni las hembrillas. Lo que da al átomo su forma casi esférica son los electrones, partículas cargadas eléctricamente que se mueven alegremente alrededor del núcleo. El electrón es muy ligero: su masa es solamente ¹/₁₈₃₆ de la del núcleo más ligero (el del hidrógeno). La carga eléctrica del electrón es de signo opuesto a la del núcleo, de manera que los electrones están fuertemente atraídos al núcleo y se repelen mutuamente. Si la carga eléctrica total de los electrones en un átomo iguala a la del núcleo, para lo que generalmente se necesitan varios electrones, se dice que el átomo está en equilibrio o que es eléctricamente neutro.

La fuerza a la que obedecen los electrones, la denominada fuerza electrostática o de Coulomb, es matemáticamente bastante sencilla y, sin embargo, los electrones son los responsables de las

importantes propiedades a las que nos hemos referido como «enlace químico». Esto se debe a que las leyes de movimiento de los electrones son muy especiales porque están regidas completamente por «la mecánica cuántica». La teoría que llamamos mecánica cuántica se completó a principios del siglo XX. Es una teoría paradójica, difícil de entender o explicar, pero al mismo tiempo interesante, fantástica y revolucionaria. La física teórica actual no se puede imaginar sin la mecánica cuántica, que es también el centro de toda la física teórica de las partículas elementales. Tendré que hablar mucho más de la mecánica cuántica más adelante, pero no haré ningún intento de explicar las fuerzas del enlace químico usando esta teoría (¡aunque sea posible!).

No solamente los electrones, sino también el núcleo atómico y los átomos en su conjunto obedecen a las leyes de la mecánica cuántica, pero como el núcleo y los átomos son mucho más pesados que los electrones las consecuencias de ello son menos drásticas. Para casi todos los propósitos, el químico puede considerar los átomos como bolas de billar entre las que surgen fuerzas muy especiales cuando se aproximan mucho unas a otras.

Capítulo 3

El misterio mágico de los cuantos

La física del siglo XX empezó exactamente en el año 1900, cuando el físico alemán Max Planck propuso una posible solución a un problema que había estado intrigando a los físicos durante años. Es el problema de la luz que emiten los cuerpos calentados a una cierta temperatura, y también la radiación infrarroja emitida, con menos intensidad, por los objetos más fríos.

Estaba bien aceptado entonces que esta radiación tenía un origen electromagnético y que se conocían las leyes de la naturaleza que regian estas ondas electromagnéticas. También se conocían las leyes para el frío y el calor, la así llamada «termodinámica», o al menos eso parecía. Pero si usamos las leyes de la termodinámica para calcular la intensidad de la radiación, el resultado no tiene ningún sentido. Los cálculos nos dicen que se emitiría una cantidad infinita de radiación en el ultravioleta más lejano, y, desde luego, esto no es lo que sucede. Lo que se observa es que la intensidad de la radiación muestra un pico a una cierta longitud de onda característica, y que la intensidad disminuye tanto para longitudes mayores como para longitudes menores. Esta longitud característica es inversamente proporcional a la temperatura absoluta del objeto radiante (la temperatura absoluta se define por una escala de temperatura que empieza a 273 °C bajo cero). Cuando a 1000 °C un objeto se pone al «rojo vivo», el objeto está radiando en la zona de la luz visible.

Lo que Planck propuso fue simplemente que la radiación sólo podía ser emitida en paquetes de un tamaño dado. La cantidad de energía de uno de esos paquetes, o cuantos, es inversamente proporcional a la longitud de onda y, por lo tanto, proporcional a la frecuencia de la radiación emitida. La fórmula es

$$E = h \times v$$

donde E es la energía del paquete, v es la frecuencia y h es una nueva constante fundamental de la naturaleza, la constante de Planck. Cuando Planck calculó la intensidad de la radiación térmica imponiendo esta nueva condición, el resultado coincidió perfectamente con las observaciones.

Poco tiempo después, en 1905, Einstein formuló esta teoría de una forma mucho más tajante: él sugirió que los objetos calientes no son los únicos que *emiten* radiación en paquetes de energía, sino que toda la radiación *consiste* en múltiplos del paquete de energía de Planck.

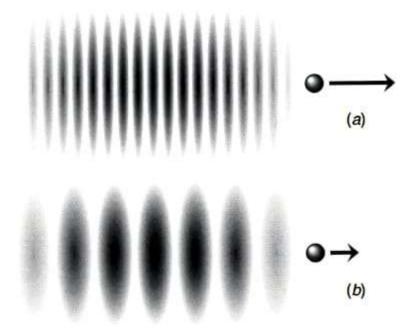


Figura 4. Las partículas tienen ondas asociadas. Las partículas con mayor energía (a) tienen ondas que oscilan más rápidamente y son más cortas que las partículas menos energéticas (b).

El príncipe francés Louis-Victor de Broglie, dándole otra vuelta a la teoría, propuso que no sólo cualquier cosa que oscila tiene una energía, sino que cualquier cosa con energía se debe comportar como una «onda» que se extiende en una cierta región del espacio, y que la frecuencia, ν , de la oscilación verifica la ecuación de Planck. Por lo tanto, los cuantos asociados con los rayos de luz deberían verse como una clase de partículas elementales: el fotón. Todas las demás clases de partículas llevan asociadas diferentes ondas oscilatorias de campos de fuerza, pero esto lo veremos más tarde. El curioso comportamiento de los electrones en el interior del átomo, descubierto y explicado por el famoso físico danés Niels Bohr, se pudo atribuir a las ondas de De Broglie. Poco después, en

1926, Erwin Schrödinger descubrió cómo escribir la teoría ondulatoria de De Broglie con ecuaciones matemáticas exactas. La precisión con la cual se podían realizar cálculos era asombrosa, y pronto quedó claro que el comportamiento de *todos* los objetos pequeños quedaba exactamente determinado por las recién descubiertas «ecuaciones de onda cuánticas».

No de cuántica funciona duda aue la mecánica maravillosamente bien. Sin embargo, surge una pregunta muy formal: ¿qué significan realmente esas ecuaciones?, ¿qué es lo que están describiendo? Cuando Isaac Newton, allá en 1687, formuló cómo debían de moverse los planetas alrededor del Sol, estaba claro para todo el mundo lo que significaban sus ecuaciones: que los planetas están siempre en una posición bien definida del espacio y que sus posiciones y sus velocidades en un momento concreto determinan inequívocamente cómo evolucionarán las posiciones y las velocidades con el tiempo.

Pero para los electrones todo es muy diferente. Su comportamiento parece estar envuelto en misterio. Es como si pudieran «existir» en diferentes lugares simultáneamente, como si fueran una nube o una onda, y esto no es un efecto pequeño. Si se realizan experimentos con suficiente precisión, se puede determinar que el electrón parece capaz de moverse simultáneamente a lo largo de trayectorias muy separadas unas de otras. ¿Qué puede significar todo esto?

Niels Bohr consiguió responder a esta pregunta de forma tal que con su explicación se pudo seguir trabajando y muchos físicos siguen considerando su respuesta satisfactoria. Se conoce como la «interpretación de Copenhague» de la mecánica cuántica. En vez de decir que un electrón se encuentra en un punto x o en un punto y, nosotros hablamos acerca del *estado* de un electrón. Ahora no sólo tenemos el estado «x» o el estado «y», sino estados «parcialmente x y también parcialmente y». Un único electrón puede encontrarse, por lo tanto, en varios lugares simultáneamente. Precisamente lo que nos dice la mecánica cuántica es cómo cambia el estado del electrón según transcurre el tiempo.

Un «detector» es un aparato con el cual se puede determinar si una partícula está o no presente en algún lugar. Podría ser un contador de partículas, o un trozo de celuloide sensible, o incluso un ojo humano. Si una partícula se encuentra con el detector, el estado de la misma se verá perturbado, de manera que sólo podremos utilizarlo si no queremos estudiar la evolución posterior del estado de la partícula. Si conocemos cuál es el estado, podemos calcular la *probabilidad* de que el detector registre la partícula en un punto x. Si la partícula se registra ahí, desde ese momento⁷ permanecerá en el estado «x».

Las leyes de la mecánica cuántica se han formulado con mucha precisión. Sabemos exactamente cómo calcular cualquier cosa que queramos saber. Pero si queremos «interpretar» el resultado, nos encontramos con una curiosa *incertidumbre* fundamental: que

Oue el estado cuántico de una

⁷ Que el estado cuántico de una partícula «salte» sólo porque está siendo detectada se presenta a veces como si fuera un axioma especial de la mecánica cuántica. Realmente este salto no es más que una descripción muy simplificada de un proceso complicado de interacción que tiene lugar en el detector. La «detección» realmente significa que un fenómeno microscópico (tal como el movimiento de una partícula) provoca el cambio a un estado diferente de un número enorme de moléculas en el «detector» (una aguja o un indicador luminoso).

varias propiedades de las partículas pequeñas no pueden estar bien definidas simultáneamente. Por ejemplo, podemos determinar la velocidad de una partícula con mucha precisión, pero entonces no sabremos exactamente dónde se encuentra; o, a la inversa, podemos determinar su posición con precisión, pero entonces su velocidad queda mal definida. Si una partícula tiene «espín» (rotación alrededor de su eje), la dirección alrededor de la cual está rotando (la orientación del eje) no puede ser definida con gran precisión.

No es fácil explicar con sencillez de dónde viene esta incertidumbre, pero hay ejemplos en la vida ordinaria que tienen algo parecido. La altura de un tono y la duración en el tiempo durante el cual oímos el tono tienen una incertidumbre mutua similar. Si uno desea afinar un instrumento musical, debe escuchar una nota durante un cierto intervalo de tiempo y compararla, por ejemplo, con un diapasón que debe vibrar también durante algún tiempo. Notas muy breves no tienen bien definido el tono; así, por ejemplo, si uno toca unas notas en brevísimos staccatos, no se puede oír muy bien si el instrumento está bien afinado. Esto es especialmente cierto para las notas bajas. Adviértase que me estoy refiriendo a una propiedad fundamental del sonido que no tiene nada que ver con la musicalidad. Usted podría objetar que un músico entrenado sería capaz de decir si un instrumento está bien afinado incluso con notas muy breves, pero esto es así porque él conoce tan bien el instrumento que puede juzgar la afinación por los armónicos, cuyas alturas están mejor definidas.

Para que las reglas de la mecánica cuántica funcionen, es necesario que todos los fenómenos naturales en el mundo de las cosas pequeñas estén regidos por las mismas reglas. Esto incluye a los virus, bacterias e incluso a las personas. Sin embargo, cuanto más grande y más pesado es un objeto más difícil es observar las desviaciones de las leyes del movimiento «clásicas» debidas a la mecánica cuántica. Me gustaría referirme a esta exigencia tan importante y tan peculiar de la teoría con la palabra «holismo». Esto no es exactamente lo mismo que entienden algunos filósofos por «holismo», y que se podría definir como «el todo es más que la suma de sus partes». Bien, si la física nos ha enseñado algo, es justo lo contrario: un objeto compuesto de un gran número de partículas puede ser entendido exactamente si se conocen las propiedades de partes (las partículas): basta que uno sus correctamente (¡y esto no es nada fácil en mecánica cuántica!). Lo que yo entiendo por holismo es que, efectivamente, el todo es la suma de las partes, pero sólo se puede hacer la suma si todas las partes obedecen a las mismas leyes. Por ejemplo, la constante de Planck, $h = 6.626075... \times 10^{-34}$ julios segundo, debe ser exactamente la misma para cualquier objeto en cualquier sitio, es decir, debe ser una constante universal.

Las reglas de la mecánica cuántica funcionan tan bien que refutarlas resulta realmente difícil. Los trucos ingeniosos descubiertos por Werner Heisenberg, Paul Dirac y muchos otros mejoraron y completaron las reglas generales. Pero Einstein y otros pioneros tales como Erwin Schrödinger, siempre presentaron serias

objeciones a esta interpretación. Quizá funcione bien, pero ¿dónde está exactamente el electrón, en el punto x o en el punto y? En pocas palabras, ¿dónde está *en realidad*?, ¿cuál es la realidad que hay detrás de nuestras fórmulas? Si tenemos que creer a Bohr, no tiene sentido buscar tal realidad. Las reglas de la mecánica cuántica, por sí mismas, y las observaciones realizadas con detectores son las únicas realidades de las que podemos hablar.

Hasta hoy, muchos investigadores coinciden con la actitud pragmática de Bohr. Los libros de historia dicen que Bohr demostró Einstein estaba equivocado. Pero científicos, que otros incluyéndome a mí, sospechan que a largo plazo el punto de vista de Einstein volverá: que falta algo en la interpretación de Copenhague. Las objeciones originales de Einstein pueden superarse, pero aún surgen problemas cuando uno trata de formular la mecánica cuántica para todo el universo (donde las medidas no se pueden repetir) y cuando se trata de reconciliar las leyes de la mecánica cuántica con las de la gravitación. Pero me estoy adelantando mucho en mi historia (regresaré sobre este tema en el capítulo 28). Para una descripción correcta de los átomos y las moléculas, la mecánica cuántica es una teoría perfecta.

El misterio esquivo de la mecánica cuántica ha dado lugar a grandes controversias, y la cantidad de disparates que ha sugerido es tan grande que un físico serio ni siquiera sabría por donde empezar a refutarlos. Algunos dicen que «la vida sobre la Tierra comenzó con un salto cuántico», que «el libre albedrío» y la «conciencia» se deben a la mecánica cuántica; incluso fenómenos

paranormales han llegado a ser descritos como efectos mecánico cuánticos.

Yo sospecho que todo esto es un intento de atribuir fenómenos paranormales) «ininteligibles» (como los a causas también «ininteligibles» (como la mecánica cuántica). Pero la mecánica cuántica no es ininteligible en absoluto, y la misma teoría proporciona contraargumentos. Su carácter «holístico», en el sentido que expliqué antes, implica que el resultado de cualquier cálculo es siempre una probabilidad. Si un experimento se repite muchas veces, un cierto porcentaje de los resultados será de un tipo y otro porcentaje será de otro tipo diferente. Cuantas más veces se repita el experimento más se aproximarán esos porcentajes al resultado de los cálculos realizados según las leyes de la mecánica cuántica. Esto también debe ser válido para la «aparición de la vida», una «decisión tomada con libre albedrío» o alguna «experiencia paranormal», si fuera posible repetir tales «experimentos» muchas veces. Desde luego que ningún ser humano puede «calcular» tales fenómenos a partir de las partículas elementales constituyentes, pero si pudiera, fenómenos considerados tendrían que estos ser como «observaciones experimentales».

Uno no debería subestimar la dificultad que entraña tratar con un número elevado de partículas, que hace imposible calcular exactamente cualquier fenómeno a gran escala a partir de los constituyentes mecánicocuánticos. Sin embargo, se puede alegar que ninguna célula del cerebro ni reacción química puede saltarse las relaciones de incertidumbre de la mecánica cuántica. Si una

cerebral tratara de hacer un cálculo «paranormal», necesariamente tendría que cometer errores y el resultado de sus cálculos estaría completamente de acuerdo con las relaciones de incertidumbre cuántica. Esto también tiene que aplicarse al origen de la vida. Tal vez la vida sobre la Tierra se originó como resultado de una coincidencia extremadamente improbable de sucesos, pero esto no tiene nada que ver con la mecánica cuántica. Muchísimas personas parecen albergar un deseo profundamente sentido por lo desconocido, por lo místico, y la mecánica cuántica parece satisfacerlo. No es mi caso. La mecánica cuántica es una teoría lógicamente coherente para describir el movimiento y las fuerzas de los átomos. Los físicos deberían asumir el deber de combatir el oscurantismo, pero algunos de nosotros quizá no nos demos cuenta de ello. Niels Bohr, por ejemplo, solía utilizar el conocido símbolo del Yin-Yang para simbolizar la complementariedad en la mecánica cuántica, es decir, el hecho de que una partícula deba ser considerada unas veces como onda y otras veces como partícula. Con esto él no quería decir que la meditación y la contemplación de nuestro propio ombligo nos fuera a ayudar a conseguir un entendimiento más profundo de los misterios de la mecánica cuántica, como algunos nos quieren hacer creer.

Creo que la verdadera naturaleza de la mecánica cuántica se puede resumir de la siguiente manera: en principio, con las leyes de la naturaleza que conocemos actualmente se puede predecir el resultado de cualquier experimento, en el sentido que la predicción consiste en dos factores. El primer factor es un cálculo definido con

exactitud del efecto de las fuerzas y estructuras, tan riguroso como las leyes de Isaac Newton para el movimiento de los planetas en el sistema solar. El segundo factor es una arbitrariedad estadística e incontrolable definida matemáticamente de forma estricta. Las partículas seguirán una distribución de probabilidad dada, primero de una forma y luego de la otra. Las probabilidades se pueden calcular, y también la posibilidad de que un experimento concreto pueda desviarse de la probabilidad calculada, y así sucesivamente. Las probabilidades y la estadística a veces son mal entendidas incluso por los físicos. Algunos han propuesto, por ejemplo, la teoría de que todas las posibilidades de ciertos sucesos se realizan en «mundos paralelos» con las probabilidades dadas. Esto se conoce como la interpretación de los «muchos mundos» de la mecánica cuántica. A estas locuras se puede llegar cuando se intenta «cuantizar» el universo. En mi opinión, todo esto es un disparate. Mucho más razonable es la sospecha de que el elemento estadístico en nuestras predicciones desaparecerá completamente tan pronto como conozcamos la teoría completa de todas las fuerzas, la teoría de todo. Esto implica que nuestra descripción actual incluye variables y fuerzas que (aún) no conocemos o no entendemos. Esta interpretación se conoce con el nombre de «hipótesis de las variables ocultas».

Se han realizado numerosos intentos para desarrollar esta idea en términos de ciertos modelos matemáticos y, como ninguno tuvo éxito, los físicos han terminado haciendo lo mismo que siempre en estas circunstancias: probaron que es imposible. Albert Einstein, Nathan Rosen y Boris Podolski idearon un «Gedankenexperiment», un experimento hipotético, realizado sobre el papel, para el cual la mecánica cuántica predecía como resultado algo que es imposible de reproducir en ninguna teoría razonable de variables ocultas. Más tarde, el físico irlandés John Stewart Bell consiguió convertir este resultado en un teorema matemático. De acuerdo con Bell, a partir de interruptores, engranajes o cualquier otra cosa, no se puede construir un universo en el cual se puedan ver fenómenos mecánico cuánticos. Esto se conoce como un «teorema de imposibilidad».

Como probablemente usted ya sospeche, yo todavía creo en la hipótesis de las variables ocultas. Seguramente, nuestro mundo debe estar construido de una forma tan ingeniosa que alguna de las suposiciones que Einstein, Bell y otros encontraron tan naturales terminen siendo erróneas. Lo que no sé es cómo sucederá esto. En cualquier caso, la hipótesis de las variables ocultas es, para mí, la mejor manera de tranquilizar mi conciencia acerca de la mecánica cuántica. Y en lo que se refiere a los «teoremas de imposibilidad», más adelante encontraremos varios de ellos y discutiremos su destino.

Capítulo 4

Velocidades deslumbrantes

centro del átomo se encuentra un pequeño aproximadamente 100 000 veces más pequeño que el propio átomo: el núcleo atómico. Su masa e incluso más su carga eléctrica determinan las propiedades del átomo del cual forma parte. Debido a la solidez del núcleo parece que los átomos, que dan forma a nuestro mundo cotidiano, son intercambiables entre sí, incluso cuando interaccionan entre ellos para formar sustancias químicas. Pero el núcleo, a pesar de ser tan sólido, puede partirse. Si dos átomos chocan uno contra el otro con gran velocidad podría suceder que los dos núcleos llegaran a chocar entre sí y entonces o bien se rompen en trozos, o se funden liberando en el proceso partículas subnucleares. La nueva física de la primera mitad del siglo XX estuvo dominada por los nuevos acertijos que estas partículas presentaban.

Pero tenemos la mecánica cuántica, dirá, ¿es que no es aplicable siempre?, ¿cuál es la dificultad? Desde luego, la mecánica cuántica es válida para las partículas subatómicas, pero hay más que eso. Las fuerzas con que estas partículas interaccionan y que mantienen el núcleo atómico unido son tan fuertes, que las velocidades a las que tienen que moverse dentro y fuera del núcleo están cerca de la velocidad de la luz, que es de 300 000 km/s o 186 000 millas/s. Cuando tratamos con velocidades tan altas se necesita una segunda

modificación a las leyes de la física del siglo XIX: tenemos que contar con la *teoría de la relatividad especial* de Einstein.

Esta teoría también fue el resultado de una publicación de Einstein en 1905. Su punto de partida fue que el resultado en un experimento llevado a cabo en un laboratorio situado en el espacio exterior no podría depender de la velocidad ni de la dirección en la que el laboratorio se esté moviendo, incluso si uno trata de medir la velocidad de la luz en ese laboratorio. Esto es extraño, porque si suponemos que una nave espacial tiene una velocidad de 50 000 km/s, uno esperaría que en una dirección la velocidad de la luz fuera de 350 000 km/s y en la dirección contraria su valor se redujera a 250 000 km/s. También es de esperar que haya una pequeña desviación respecto a los 300 000 km/s en la dirección perpendicular.

El problema es que para realizar tal experimento se necesitan relojes de precisión y varas de medir, y que, además, algunos de los relojes tienen que estar sincronizados. El holandés Hendrik Antoon Lorentz (1853-1928) y, de forma independiente y unos años antes (en 1889), el irlandés George Francis Fitzgerald ya habían sugerido que los relojes y las varas de medir podrían estar afectados por la velocidad del laboratorio. Para muchos holandeses, Lorentz es más conocido por otro motivo: presidió un comité encargado de estimar las posibilidades de cerrar un gran golfo en Holanda, el Zuyderzee. Se quería diseñar una barrera de 20 millas para separar el Zuyderzee del mar del norte, para lo que hubo que calcular las corrientes debidas al movimiento de las mareas. Teniendo en cuenta

que en esos tiempos no había computadoras, los cálculos de Lorentz resultaron ser de gran precisión.

Él había considerado que los relojes y las varas de medir, tanto los que se encontraban en reposo como los que se movían, estarían afectados por su movimiento. Einstein se dio cuenta de que con estos efectos el movimiento y el reposo son conceptos relativos. No existe el reposo absoluto, ni un sistema de referencia absoluto con respecto al cual uno pueda medir la velocidad de la luz.

Pero había más cosas que tenían que ser relativas. En esta teoría, la *masa*⁸ y la *energía* también dependen de la velocidad, como lo hacen la intensidad del campo eléctrico y del magnético. Einstein descubrió que la masa de una partícula es siempre proporcional a la energía que contiene, supuesto que se haya tenido en cuenta una gran cantidad de «energía en reposo» para cada partícula. La energía en reposo de una partícula es proporcional a su masa si está en reposo:

$$E = M \times c^2$$

donde E es la energía de la partícula, M es su masa y c es la velocidad de la luz, que es una constante universal.

Como la velocidad de la luz es muy grande, esta ecuación sugiere que cada partícula debe almacenar una cantidad enorme de energía, y, en parte, esta predicción fue la que hizo que la teoría de

-

 $^{^8}$ Esto es, si la masa M se define por la ley de Newton $F=M\times a$. Los profesores de física moderna prefieren redefinir la masa de manera que sea independiente de la velocidad.

la relatividad tuviera tanta importancia para la física (¡y también para todo el mundo!). Para que la teoría de la relatividad también sea autoconsistente tiene que ser «holística», esto es, que todas las cosas y todo el mundo obedezcan a las leves de la relatividad. No son solamente los relojes los que se atrasan a grandes velocidades, sino que todos los procesos animados o inanimados se comportan de la forma tan inusual que describe esta teoría cuando nos acercamos a la velocidad de la luz. El corazón humano es simplemente un reloj biológico y latirá a una velocidad menor cuando viaje en un vehículo espacial a velocidades cercanas a la de la luz. Este extraño fenómeno conduce a lo que se conoce como la «paradoja de los gemelos», sugerida por Einstein, en la que dos gemelos idénticos tienen diferente edad cuando se reencuentran después de que uno haya permanecido en la Tierra mientras que el otro ha viajado a velocidades próximas a la de la luz9. Ninguno de los dos, sin embargo, sería capaz de determinar la velocidad absoluta del laboratorio en el que él o ella se encontraba.

Einstein comprendió rápidamente que las leyes de la gravedad también tendrían que ser modificadas para que cumplieran el principio relativista. Usted recordará que la gravedad tiene poca importancia para objetos pequeños y que, por lo tanto, las partículas subatómicas experimentan una fuerza gravitatoria extraordinariamente pequeña. Así pues, la gravedad no importa demasiado para nuestra historia. (Sin embargo, más adelante en

_

⁹ El que viaja en la nave espacial y siente la aceleración del motor acabará siendo el más joven de los dos. El hecho de que el otro sienta el *campo gravitatorio* de la Tierra sólo puede ser considerado en el marco de la teoría de la relatividad *general*.

este libro, nos volveremos a encontrar con esta fuerza curiosa y extremadamente fundamental). Pero el problema con el que Einstein se enfrentó, resultó ser también importante para entender otras fuerzas entre las partículas pequeñas, y por ello voy a describir la solución que encontró después de 10 años de búsqueda.

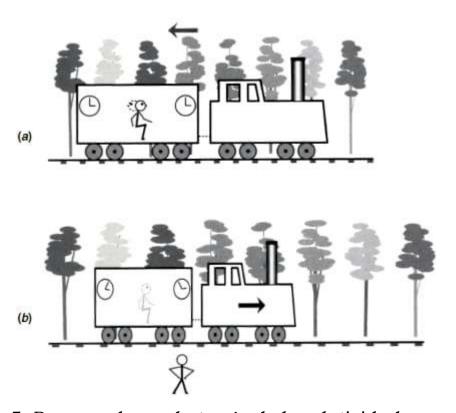


Figura 5. De acuerdo con la teoría de la relatividad especial de Einstein, la forma en que percibimos el tiempo y la longitud depende de dónde nos encontramos y de cómo nos movamos. Alguien en el interior de un tren que se mueve velozmente (a) puede haber sincronizado sus relojes y medir la longitud del tren en el que viaja, pero alguien fuera (b) vería que los relojes no marcan la misma hora y que el tren es algo más corto, aunque para él los árboles estén algo más alejados.

Para poder aplicar el principio de la relatividad a la fuerza gravitatoria, el principio tuvo que ser extendido de la siguiente manera: no sólo debe ser imposible determinar la velocidad absoluta del laboratorio, sino que también es imposible distinguir los *cambios* de esta velocidad de los efectos de una fuerza gravitatoria.

Einstein comprendió que la consecuencia de esto era que la gravedad hace al espacio-tiempo lo que la humedad a una hoja de papel: deforma la superficie con desigualdades que no se pueden eliminar planchándola. Hoy en día se conocen bien las matemáticas de los espacios curvos, pero en la época de Einstein el uso de estas nociones matemáticas tan abstractas para formular leyes fisicas era algo completamente nuevo, y le llevó varios años familiarizarse con ellas. Hoy, tres cuartos de siglo más tarde, los fisicos están bastante acostumbrados a utilizar matemáticas avanzadas. Pero, incluso ahora, el problema no es solamente tener que utilizar matemáticas abstractas, sino que a menudo la parte más difícil es establecer las ecuaciones y formalismos matemáticos correctos. Una vez que tenemos las ecuaciones, las podemos desenmarañar y resolver utilizando, por ejemplo, computadoras. Pero ¿qué son esas ecuaciones?

La interacción electromagnética

La interacción eléctrica es la fuerza con la cual dos partículas cargadas se repelen (si sus cargas son iguales) o se atraen (si sus cargas son de signo opuesto).

La interacción magnética es la fuerza que experimenta una partícula eléctricamente cargada que se mueve a través de un campo magnético. Las partículas cargadas en movimiento generan un campo magnético como, por ejemplo, los electrones que fluyen a través de las espiras de una bobina.

Las fuerzas magnéticas y eléctricas están entrelazadas. En 1873, James Clerk Maxwell consiguió formular las ecuaciones completas que rigen las fuerzas eléctricas y magnéticas. De esta forma, consiguió una «teoría unificada» que ahora se conoce con el nombre de electromagnetismo.

Las propiedades características de la interacción electromagnética cuando actúa sobre las partículas elementales son las siguientes:

La interacción actúa de forma universal sobre algo que llamamos carga eléctrica.

La interacción tiene muy largo alcance (los campos magnéticos se extienden entre estrellas).

La interacción es *bastante débil*. Su intensidad depende del cociente entre el cuadrado de la carga de un electrón y *2hc* (dos veces la constante de Planck por la velocidad de la luz). Esta fracción es aproximadamente igual a 1:137,036.

La «partícula mediadora» de esta interacción es el fotón, una partícula con masa nula (en reposo), con espín 1ⁱ y sin carga eléctrica.

En general, el alcance de una interacción es inversamente proporcional a la masa de la partícula mediadora.

La interacción gravitatoria

La gravedad es una interacción fundamental de la que Einstein descubrió su compleja estructura en 1915, y la relacionó con la curvatura del espacio y el tiempo. Sin embargo, aún no sabemos cómo reconciliar las leyes de la gravedad con las leyes de la mecánica cuántica (excepto cuando la interacción gravitatoria es suficientemente débil).

La interacción gravitatoria actúa exclusivamente sobre la *masa* de una partícula.

La interacción es de largo alcance (probablemente llega hasta los más lejanos confines del universo conocido).

La interacción es tan débil que probablemente nunca será posible detectar experimentalmente la atracción gravitatoria entre dos partículas elementales. La única razón por la que podemos medir esta interacción es porque es *colectiva*: todas las partículas (de la Tierra) atraen a todas las partículas (de nuestro cuerpo) en la misma dirección.

La partícula mediadora es el hipotético «gravitón». Aunque aún no se ha descubierto experimentalmente, sabemos lo que predice la mecánica cuántica: que tiene masa nula y espín 2.

Una ley general para las interacciones es que, si el mediador tiene espín *par*, la fuerza entre cargas iguales es atractiva y entre cargas opuestas repulsiva. Si el espín es impar (como en el electromagnetismo) se cumple la inversa.

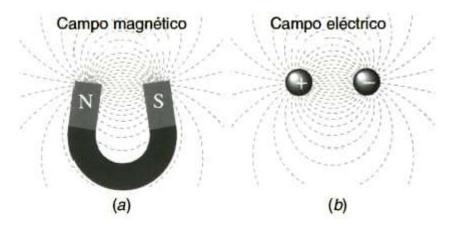


Figura 6. De acuerdo con las ecuaciones de Maxwell, las líneas del campo magnético (a) tienen la misma forma que las líneas del campo eléctrico (b).

La teoría de la gravedad de Einstein se conoce como teoría de la relatividad general. Hablaremos de ella más adelante, primero porque la teoría es un ejemplo para otras teorías de las fuerzas fundamentales y, en segundo lugar, porque objetos mucho más pequeños que las partículas subatómicas vuelven a ser más sensibles a la fuerza gravitatoria. Y para entender la teoría última de las partículas y las fuerzas, la gravedad será esencial. Pero primero hablaremos de las propias partículas subatómicas, para lo cual la teoría de la relatividad especial, que es la teoría de la relatividad sin fuerza gravitatoria, es suficiente.

Capítulo 5

El zoo de las partículas elementales antes de 1970

Nuestro viaje hacia lo muy pequeño nos ha llevado más allá de los átomos, que son objetos voluminosos y frágiles comparados con lo que nos ocupará a continuación: el núcleo atómico y lo que quiera que haya dentro. Los electrones, que ahora vemos «a gran distancia» dando vueltas alrededor del núcleo, son muy pequeños y extremadamente robustos. Ahora le invito a echar un vistazo en el interior del núcleo a través de los ojos de los científicos antes de 1970. Considero esos años alrededor de 1970 como un periodo crucial, pero elijo exactamente el año 1970 porque fue cuando yo conocí las partículas elementales, cuando era un joven estudiante graduado en la Universidad Estatal de Utrecht, Holanda.

Toda la física que he mencionado antes (y desde luego mucho más) era materia básica para los estudiantes de física teórica. También se conocía mucho acerca de la estructura del núcleo atómico. El núcleo está constituido por dos especies de bloques constitutivos: protones y neutrones. El protón (del griego πρῶτος = primero) debe su nombre al hecho de que el núcleo atómico más sencillo, que es el del hidrógeno, está formado por un solo protón. Tiene una unidad de carga positiva. El neutrón recuerda al protón como si fuera su hermano gemelo: su masa es prácticamente la misma, su espín es el mismo, pero en el neutrón no hay carga eléctrica: es neutro.

La masa de estas partículas se expresa en una unidad llamada megaelectrón-voltio o MeV, para abreviar. Un MeV (= 10⁶ electrón-

voltio) es la cantidad de energía de movimiento que adquiere una partícula con una unidad de carga (tal como un electrón o un protón) cuando atraviesa una diferencia de potencial de 10⁶ (1 000 000) voltios. Como esta energía se transforma en masa, el MeV es una unidad útil de masa para las partículas elementales.

La mayoría de los núcleos atómicos contienen más neutrones que protones. Los protones se encuentran tan juntos en el interior de un núcleo tan pequeño que se deberían repeler entre sí muy fuertemente debido a que tienen cargas eléctricas del mismo signo. Sin embargo, hay una fuerza que los mantiene unidos estrechamente y que es mucho más intensa que la fuerza electromagnética: es la llamada *interacción fuerte*.

La luz (véase capítulo 3) es un fenómeno electromagnético y está cuantizada en «fotones». Los fotones se comportan generalmente como los «mensajeros» de todas las interacciones electromagnéticas. Del mismo modo, la interacción fuerte también tiene sus cuantos. El físico japonés Hideki Yukawa (1907-1981) predijo las propiedades de las partículas cuánticas asociadas a la interacción fuerte, que más tarde se llamarían *piones*. Hay una diferencia muy importante entre los piones y los fotones. Un pión es un trozo de materia con una cierta cantidad de «masa». Si esta partícula está en reposo, su masa es siempre la misma, aproximadamente 140 MeV (véase la tabla 1 en este mismo capítulo), y si se mueve muy rápidamente, su masa parece aumentar¹⁰. Por el contrario, se dice que la masa del

-

¹⁰ Véase n. 8 del capítulo 1.

fotón en reposo es nula. Con esto no queremos decir que el fotón tenga masa nula, sino que el fotón no puede estar en reposo.

TABLA 1. Las partículas elementales con una vida superior a 10-20 segundos que se conocían en 1970.º

Nombre	Símbolo	Masa (MeV)	Carga	Espín	Vida media (segundos)	Principales modos de desintegración	S,	I_1^{b}
Fotón	γ	0	0	1	800	estable		
Leptones ($L=1$, $B=0$):								
Electrón	ϵ	0,5109990	=	1/2	80	estable		
Muon	μ	105,6584	-	4	2,1970 × 10 ⁻⁶	$e+\overline{V}_e+V_\mu$		
Neutrino electrónico	v,	-0	0	ł	- 00	estable		
Neutrino tauónico	ν_{μ}	~0	0	1	~ 00	estable		
Mesones (L=0, B=0):	(%)							
Pión positivo	π*	139,570	+	0	$2,603 \times 10^{-8}$	$\mu + \nu_{\mu}$	0,	1
Pión negativo	π	139,570	_	0	$2,603 \times 10^{-1}$	$\mu + \overline{v}_{\mu}$	O,	-1
Pión neutro	n ^a	134,976	0	0	0.84×10^{-16}	27	0,	0
Kaón positivo	K*	493,68	+	0	$1,237 \times 10^{-8}$	$\mu^* + \nu_{\mu}$: $\pi^* + \pi^0$; 3π	1,	1
Kaón negativo	K-	493,68	-	0	$1,237 \times 10^{-8}$	$\mu + \overline{\nu}_{\mu}; \pi + \pi^{\mu}; 3\pi$	-1,	-1
K-largo	$K_{\rm L}$	497,7	0	0	$5,17 \times 10^{-8}$	$3\pi^{0}$; $\pi^{+}+\pi^{-}+\pi^{0}$	±1,∓	1 1
K-corto	K _s	497.7	0	0	0.893×10^{-10}	$2\pi^{0}$; $\pi^{*}+\pi^{*}$	±1,7	1
Éta	η	547.5	0	0	5,5 × 10 ⁻¹⁹	3π; 2y	0,	0
Bariones (L=0, B=1)								
Protón	p	938,2723	+	1/2	00	estable	0,	1/2
Neutrón	n	939,5656	0	1/2	887	$p+e+\overline{V}_{e}$	0,	-1
Lambda	٨	1.115,68	0	1	$2,63 \times 10^{-10}$	$p+\pi$, $n+\pi^0$, $p+e^-+V_e$	-1,	0
Sigma-más	Σ^{+}	1.189,4	+	1	0.80×10^{-15}	$p+\pi^0$, $n+\pi^*$	-1,	1
Sigma-cero	Σ^{a}	1.192,5	0	1 2	7.4×10^{-20}	Λ+γ	-1,	0
Sigma-menos	Σ-	1.197.4	-	1	1.48×10^{-10}	$n+\pi$, $n+e^{-}+V$	-1,	-1
Ksi-cero	Ξ^{i}	1.314,9	0	1/2	2.9×10^{-10}	$\Lambda + \pi^0$	-2,	1 2
Ksi-menos	Ξ	1.321,3	-	<u> </u>	1.64×10^{-10}	$\Lambda + \pi$, $\Lambda + e^- + v_e$	-2,	$-\frac{1}{2}$
Omega-menos	Ω	1.672,4	2	11	0.82×10^{-10}	$\Lambda + K : \Xi^0 + \pi : \Xi^0 + e^- + \nu$	-3.	0

a Para cada leptón y cada barión existe la correspondiente antipartícula. Las antipartículas tienen la misma masa que las correspondientes partículas, pero sus cargas eléctricas y los números cuánticos B y L. (que se explicaran enseguida) son opuestos. Los mesones neutros son su propia antipartícula, y el π' es la antipartícula de π, igual que ocurre con κ' y κ'. El símbolo de una antipartícula es el mismo que el de la partícula con una barra arriba. (Las masas y las vidas medias están corregidas de acuerdo con los datos de 1994).

Como todas las partículas con masa en reposo nula, el fotón se mueve exclusivamente con la velocidad de la luz, 300 000 km/s, una velocidad que el pión nunca puede alcanzar, porque requeriría una cantidad infinita de energía cinética. Para el fotón toda su masa se debe a su energía cinética.

b Los símbolos S («extrafleza») e I₃ («isoespín) se explican al final del capítulo 5.

El pión es más ligero que el protón y que el neutrón, pero es más pesado que el electrón (véase tabla 1). Hay tres clases de piones: uno tiene carga eléctrica positiva, otro la tiene negativa y el tercero tiene carga neutra. Si los protones y los neutrones chocan entre ellos con suficiente energía, a menudo se emiten piones. Esto es parecido a lo que ocurre cuando *calentamos* una sustancia y los átomos se agitan de manera que empiezan a chocar frecuentemente entre ellos. Entonces los átomos empiezan a emitir luz, esto es, fotones. De la misma manera, pero a una escala 10 000 veces más pequeña, los núcleos atómicos emiten piones si se agitan frenéticamente.

Por cierto, el descubrimiento del pión no fue fácil. Tuvo lugar en una época (1935) en la cual los científicos no podían aún generar artificialmente partículas de ese tipo. Eran capaces, sin embargo, de estudiar los fragmentos subatómicos que la Naturaleza nos proporciona libremente desde los lejanos límites del universo: «los rayos cósmicos». Se sabía que los rayos cósmicos dejaban trazas en un aparato llamado «cámara de niebla» y que estudiando esas trazas se podían determinar las propiedades de las partículas. Y, de hecho, se encontró una con una masa que coincidía razonablemente bien con la que Yukawa había predicho. Se la llamó *mesón* (el griego µέσος = medio) porque su masa estaba comprendida entre la del electrón y la del protón. «Mesón» era también la palabra con la que Yukawa había llamado a la partícula cuando predijo su existencia. Pero había una importante discrepancia: la partícula observada no se veía afectada en absoluto por las interacciones fuertes y, por lo

tanto, no podía ser un pión. Actualmente nos referimos a esta partícula con la abreviatura µ y el nombre de *muón*, porque el desacuerdo había llegado a ser embarazoso en todos los aspectos. La palabra «mesón» se utiliza solamente para piones y partículas del mismo tipo.

Hoy ya sabemos cuál fue la causa de esta discrepancia y cómo el muón se encontraba entre los rayos cósmicos la primera vez. Arriba en la atmósfera, los átomos del espacio exterior chocan con enorme energía con los átomos de la atmósfera. Allí se producen inmediatamente muchos piones en acuerdo perfecto con la teoría de Yukawa. Pero lo que Yukawa no podía saber es que los piones no son estables: los piones neutros se desintegran en fotones y los piones cargados se desintegran en menos de la diezmillonésima parte de un segundo en un muón, y un *neutrino* (otro espécimen del zoológico de las partículas; véase tabla 1). El neutrino generalmente se escapa sin ser detectado, pero los muones alcanzan la parte baja de la atmósfera y pueden ser detectados incluso a cientos de metros de profundidad bajo tierra. Puesto que los muones no interaccionan fuertemente, pueden pasar a través del aire y parte del suelo sin desintegrarse.

Cuando todo esto quedó claro, Isidore I. Rabi¹¹ resumió elegantemente la reacción del mundo científico al descubrimiento del muón: «¿quién ha encargado *esto*?». Incluso con lo que sabemos actualmente sobre las partículas elementales no hubiera sido

¹¹ Rabi fue uno de los descubridores de la resonancia magnética, técnica utilizada para estudiar muchas propiedades de los átomos y las moléculas en un campo magnético. Él también fue uno de los fundadores del laboratorio de investigación subatómico europeo, CERN, en Ginebra.

posible «encargar» o predecir el muón. En cualquier caso, nadie ha conseguido formular una teoría creíble que nos diga cómo se podría haber calculado y predicho la masa de este muón (que resultó ser aproximadamente 200 veces la masa del electrón).

Y había más cosas que tampoco se predijeron. El pión no fue lo único que se descubrió en las capas altas de la atmósfera. Los *kaones* son partículas más pesadas que los piones, pero en otros aspectos bastante parecidos. Se necesitó mucho trabajo inicial (realizado por el físico americano Murray Gell-Mann y el holandés Abraham Pais, entre otros) para conseguir encajar estas partículas con las demás. Misteriosamente, varias clases de partículas, que parecían ser eléctricamente neutras, con una masa de unos 500 MeV, se podían generar de varias formas y se desintegraban de modos también diferentes. Aunque al principio no era obvio en absoluto, estas partículas resultaron ser sólo de dos tipos, K_L y K_S^{12} . En el próximo capítulo explicaré por qué estas partículas son tan especiales.

Una propiedad digna de mención de todas estas partículas pequeñas es que pueden rotar alrededor de un eje, igual que las bolas de tenis o de billar pueden tener *espín*; pero hay una diferencia importante entre estas partículas y las bolas de tenis o de billar. El espín (o, con más precisión, el momento angular, que es aproximadamente la masa por el radio por la velocidad de rotación) se puede medir como un múltiplo de la constante de Planck dividido

-

 $^{^{12}}$ Los subíndices L y S son respectivamente las iniciales de las palabras inglesas long, largo, y short, corto (N. del t.)

por 2π. Medido en esta unidad y de acuerdo con la mecánica cuántica, el espín de cualquier objeto tiene que ser o un entero o un entero más un medio. El espín total de cada tipo de partículas — aunque no la dirección del mismo— es fijo.

El electrón, por ejemplo, tiene espín 1/2. Esto lo descubrieron dos estudiantes holandeses, Samuel Goudsmit (1902-1978) y George Uhlenbeck (1900-1988), que escribieron sus tesis conjuntamente sobre este problema en 1927. Fue una idea audaz que partículas tan pequeñas como los electrones pudieran tener espín y, de hecho, bastante grande. Al principio, la idea fue recibida con escepticismo porque la «superficie del electrón» se tendría que mover con una velocidad 137 veces mayor que la de la luz. Hoy en día, tales objeciones son sencillamente ignoradas porque no existe tal superficie de un electrón.

Los fotones y los neutrinos, al ser partículas sin masa, comparten la propiedad de que su eje de rotación es siempre paralelo a la dirección del movimiento, mientras que otras partículas rotan en direcciones arbitrarias. Siempre será dificil describir el espín con palabras sencillas. La mecánica cuántica hace imposible definir con precisión la dirección del eje de rotación, excepto para los dos casos mencionados. Sin embargo, para objetos grandes que rotan con velocidades altas, la dirección de rotación puede tener un significado más preciso.

Las partículas con espín entero se llaman «bosones» y las que tienen espín entero más un medio se llaman «fermiones». Consultando los valores del espín en la tabla 1 se puede comprobar que los

«leptones» y los «bariones» son fermiones, y que los mesones y los fotones son bosones. En muchos aspectos, los fermiones se comportan de manera diferente de los bosones. Los fermiones tienen la propiedad de que cada uno de ellos requiere su propio espacio: dos fermiones del mismo tipo no pueden estar en el mismo punto, y su movimiento está regido por ecuaciones tales que se evitan unos a otros. Curiosamente no se necesita ninguna fuerza para conseguir esto. De hecho, las fuerzas entre los fermiones pueden ser atractivas o repulsivas. El fenómeno por el cual cada fermión tiene que estar en un «estado» diferente se conoce como el principio de exclusión de Pauli. Cada átomo está rodeado por una nube de electrones, que son fermiones (espín 1/2). Si dos átomos se aproximan entre sí, los electrones se mueven de tal manera que las dos nubes se evitan una a otra, dando como resultado una fuerza repulsiva. Cuando usted aplauda, notará que las manos no se traspasan una a través de la otra. Esto es debido al principio de exclusión de Pauli para los electrones de sus manos.

En contraste con el característico individualismo de los fermiones, los bosones se comportan colectivamente y les gusta colocarse todos en el mismo lugar. Un *láser*, por ejemplo, produce un haz de luz en el cual muchísimos fotones llevan la misma longitud de onda y dirección de movimiento. Esto es posible porque los fotones son bosones. Volveremos a encontrarnos con este carácter colectivo de las partículas con espín entero más adelante.

Hay otra regla de juego que nuestra familia de partículas elementales debe obedecer: cada partícula tiene su correspondiente

antipartícula. Las partículas tienen el mismo espín y exactamente la misma masa que sus antipartículas, pero las cargas eléctricas, igual que los números llamados S, I_3 , L y B de la tabla 1 (enseguida explicaré lo que son) son todas opuestas. Por ejemplo, π^+ y π^- son antipartículas una de la otra, igual que K^+ y K^- . Por otra parte, Σ^+ y Σ^- no son antipartículas entre ellas (ambas tienen B=1 y sus masas tampoco son idénticas). Las antipartículas de las anteriores no se han mencionado explícitamente (ver la nota a de la tabla). Las partículas π^0 , η y el fotón, γ , son excepciones a esta regla en el sentido de que son idénticas a sus propias antipartículas.

Igual que ocurre con las plantas y los animales, los tipos de partículas observados fueron clasificados en especies y familias. Además del fotón, tenemos leptones y hadrones, y estos últimos se subdividen en mesones y bariones. Esta ordenación se basa en las diferentes clases de interacciones que se dan entre estas partículas. Las tres clases de «interacciones» que encontraremos son: la «interacción fuerte», la «interacción electromagnética», y «interacción débil». Debo añadir que cuando hablamos de una «interacción» no nos referimos necesariamente a algo que modifique el movimiento de las partículas, sino a lo que hace que las partículas se alteren de alguna manera unas a otras, incluyendo el caso en el que intercambien su propia identidad. Las partículas pueden interaccionar entre sí a distancia, pero esto sucede porque intercambian una partícula a modo de mensajero. Estos mensajeros son los llamados «mediadores» de la interacción. Debo admitir que ahora todo esto debe de sonar bastante misterioso. En términos

matemáticos se puede describir mejor, un lamento que será frecuente, porque lo que he descrito no son más que las consecuencias de un sistema de ecuaciones matemáticas. En su conjunto, las ecuaciones tienen mucho más sentido que mi inglés defectuoso.

Regresando a las partículas de la tabla, los leptones (del griego λεπτός = ligero, delgado, débil) son partículas a las que no les afecta la interacción fuerte, pero sí la interacción débil y, si están eléctricamente cargadas, también la interacción electromagnética. Son más ligeras que la mayoría (aunque más tarde se encontró un miembro más pesado de esta familia) y, por lo que sabemos, todas tienen espín 1/2. Esto significa que todas ellas rotan alrededor de un eje, pero con la menor velocidad posible.

El electrón es el leptón que nos resulta más familiar. Como es la partícula cargada más ligera, todos los núcleos atómicos, que son pesados y están cargados positivamente, adquieren de forma más o menos automática un número suficiente de estos electrones de manera que neutralicen su carga eléctrica. Esta es la causa por la que hay cantidades inmensas de electrones en la materia ordinaria. Un metal, por ejemplo, debe su capacidad de conducir la corriente eléctrica al hecho de que una porción importante de sus electrones pueden moverse libremente en su interior.

La interacción débil

La interacción débil es la responsable de que muchas partículas y también muchos núcleos atómicos exóticos sean inestables. La

interacción débil puede provocar que una partícula se transforme en otra relacionada, por emisión de un electrón y un neutrino. Enrico Fermi en 1934, estableció una fórmula general de la interacción débil, que fue mejorada posteriormente por George Sudarshan, Robert Marshak, Murray Gell-Mann, Richard Feynman y otros. La fórmula mejorada funcionaba muy bien, pero se hizo evidente que no era adecuada en todas las circunstancias.

En 1970, de las siguientes características de la interacción débil sólo se conocían las tres primeras:

- La interacción actúa de forma universal sobre muchos tipos diferentes de partículas y su intensidad es aproximadamente igual para todas (aunque sus *efectos* pueden ser muy diferentes en cada caso). A los neutrinos les afecta *exclusivamente* la interacción débil.
- Comparada con las demás interacciones, ésta tiene un alcance muy corto.
- La interacción es muy débil. Consecuentemente, los choques de partículas en los cuales hay neutrinos involucrados son tan poco frecuentes que se necesitan chorros muy intensos de neutrinos para poder estudiar tales sucesos.
- Los «mediadores» de la interacción débil, llamados W+ y W-, no se detectaron hasta la década de 1980. Al igual que el fotón, tienen espín 1, pero están eléctricamente cargados y son muy pesados (esta es la causa por la que el alcance de la interacción es tan corto). Hay un tercer mediador, Z⁰, que es responsable de un tercer tipo de interacción débil que no tiene

nada que ver con la desintegración de las partículas: la «corriente neutra». Permite que los neutrinos puedan colisionar con otras partículas sin cambiar su identidad.

A partir de 1970, quedó clara la relación entre la interacción electromagnética y la interacción débil.

La interacción fuerte

La interacción fuerte actúa solamente entre las partículas que llamamos *hadrones*, a las que proporciona una estructura interna complicada.

Hasta aproximadamente 1972, sólo se conocían las reglas de simetría de la interacción fuerte y no fuimos capaces de formular las leyes de la interacción con precisión.

El alcance de esta interacción no se extiende más allá del radio de un núcleo atómico ligero (10⁻¹³ cm aproximadamente).

La interacción es fuerte. Bajo la influencia de esta interacción, las partículas que pueden desintegrarse, las «resonancias» lo hacen muy rápidamente. Un ejemplo es la resonancia Δ , con una vida media de solamente $0,6 \times 10^{-23}$ s. Esta colisión es extremadamente probable cuando dos hadrones se encuentran a una distancia cercana a 10^{-13} cm.

Hasta 1972 se pensaba que los mediadores de la interacción fuerte eran los piones, que tiene espín 0 y masa comprendida entre 135 y 140 MeV. Por ejemplo, la fuerte atracción entre dos protones se debe fundamentalmente al intercambio de un pión. Hoy en día se

dice que esto obedece al hecho de que los piones son los hadrones más ligeros y que, como los demás hadrones, están formados por «quarks». La interacción fuerte es entonces un efecto secundario de una interacción más fuerte incluso entre quarks. Los mediadores de esta interacción más fuerte son los gluones, que se analizarán en el capítulo 13.

Los *neutrinos* también son leptones. Sólo interaccionan con otras partículas a través de la interacción débil, y por esta razón son extremadamente difíciles de detectar. Un neutrino puede viajar a través de miles de estrellas y planetas sin disminuir su velocidad o cambiar de dirección.

Los hadrones (del griego ἀδρός = fuerte) sienten la interacción fuerte. Esto les hace muy sensibles a la presencia de otros, de manera que uno podría pensar que son «más grandes» que los leptones. Es casi seguro que dos hadrones que se encuentren a una distancia menor que un fermi (10⁻¹³ cm) se verán afectados en su movimiento o interaccionarán de alguna otra manera. Esto no les ocurre a los leptones. En 1970, estaba bastante claro que los hadrones deberían tener una estructura interna complicada a diferencia de los leptones, que se podían considerar como «puntuales». Un hadrón es una especie de pelota hecha de algún material misterioso.

Al principio, la subdivisión de los hadrones en *mesones* y *bariones* (del griego $\beta\alpha\rho\dot{\nu}\varsigma$ = pesado) se basaba en la diferencia de masas: los mesones tienen una masa que está generalmente entre la de los leptones y la de los bariones. Pero la masa no nos dice nada acerca

de la naturaleza de estas partículas; es mejor fijarse en el espín. Si el espín es entero, entonces tenemos un mesón; si es entero más un medio, entonces lo que tenemos es un barión (o un antibarión). Lo esencial, sin embargo, es que en todos los procesos entre partículas elementales el número de bariones menos el número de antibariones debe permanecer constante. Decimos que el «número bariónico» total se conserva; el número bariónico llamado B en la tabla 1, es 1 para los bariones, -1 para los antibariones y 0 para los mesones.

Uno podría pensar en otros tipos de «carga» que se conserven cuando los hadrones chocan. Entonces hablamos de una «ley de conservación». Una de esas cargas es la «extrañeza», denotada por la letra S en la tabla 1. La mayoría de las partículas tienen un valor fijo para S. Si la partícula A y la B chocan y después de la colisión se han transformado en C y D, tal proceso de colisión sólo es posible si la suma de los valores S de las partículas A y B es igual a la suma del de las partículas C y D. Igual ocurre tanto para la energía total de A y B, que tiene que ser igual a la de C y D, como para una magnitud llamada «momento», que se define para cada partícula como el producto de la masa por la velocidad. Las leyes de conservación tales como la conservación de la energía, la conservación del momento y ahora la conservación de la extrañeza, juegan un papel crucial en la fisica de partículas.

El término «extrañeza» es bastante adecuado: las partículas «ordinarias», como el protón, el neutrón y los piones tienen extrañeza cero. Fue Gell-Mann quien descubrió que a otras

partículas, como los kaones y las partículas lambda, se les podía asociar una magnitud tal que su suma permanecía constante durante todos los choques conocidos y para la cual él propuso la palabra «extrañeza». Existe otra magnitud parecida que llamaremos «isoespín» (I_3). El término «isoespín» quizá suene misterioso; su origen está en una ley de conservación matemática que recuerda la conservación del movimiento de rotación o «espín». Es como si un protón y un neutrón pudieran ser considerados como la misma partícula, llamada «nucleón», pero que rotaran en direcciones opuestas en el mismo espacio «interno» («espacio de isoespín»). Esto le sonará misterioso, pero para un matemático esta analogía proporciona nuevas perspectivas en la simetría de estas partículas. El nucleón también puede estar rotando alrededor de los diferentes ejes en el espacio isoespín, y podemos obtener así otras dos leyes de conservación, de I_1 e I_2 , que no voy a tratar de explicar.

Hemos incluido los números de extrañeza (S) y de isoespín (I_3) en la tabla 1. Se observa que estos números no se conservan siempre que se desintegra una partícula. Esto se debe a que la interacción débil, responsable de la mayoría de las desintegraciones, no respeta estas leyes de conservación. La fuerza electromagnética tampoco conserva el isoespín.

Capítulo 6

La vida y la muerte

Cuando hablamos del tiempo de vida de una partícula nos estamos refiriendo al tiempo de vida *medio*. Una partícula que no sea absolutamente estable tiene, en cada momento de su vida, la misma probabilidad de desintegrase. Algunas partículas viven más que otras, pero la vida *media* es una característica de cada familia de partículas.

Uno también podría utilizar el concepto de «semivida». Si tenemos un gran número de partículas idénticas, la semivida es el tiempo que tardan en desintegrarse la mitad de las partículas. La semivida es 0,693 veces la vida media.

Un vistazo a la tabla 1 muestra que algunas partículas tienen una vida media mucho más larga que otras. De hecho, la vida media difiere enormemente. Un neutrón, por ejemplo, vive 10^{13} veces más que una partícula sigma-más, y una partícula sigma-más tiene una vida 10^9 veces más larga que la de la partícula sigma-cero. Pero si uno se da cuenta de que la escala de tiempo «natural» para una partícula elemental (que es el tiempo que tarda su estado mecánico cuántico, o función de ondas, en evolucionar u oscilar) es aproximadamente 10^{-24} segundos, se puede decir con seguridad que todas estas partículas son bastante estables. En nuestra jerga profesional decimos que son «partículas estables».

¿Cómo se determina la vida de una partícula? Las partículas de vida larga, tales como el neutrón y el muón, tienen que ser capturadas,

preferiblemente en grandes cantidades, y después se mide electrónicamente su desintegración. Las partículas con vidas comprendidas entre 10^{-10} y 10^{-8} segundos solían registrarse con una *cámara de burbujas*, pero actualmente se utiliza con más frecuencia la *cámara de chispas*. Una partícula que se mueve a través de la cámara de burbujas deja un rastro de pequeñas burbujas que puede ser fotografiado. La cámara de chispas contiene varios grupos de un gran número de alambres finos entrecruzados entre los que se aplica un alto voltaje. Una partícula cargada que pasa cerca de los cables produce una serie de descargas (chispas) que se registran electrónicamente. La ventaja de esta técnica respecto a la cámara de burbujas es que la señal se puede enviar directamente a una computadora.

Una partícula eléctricamente neutra nunca deja una traza directamente, pero si sufre algún tipo de interacción que involucre partículas cargadas (bien porque colisione con un átomo en el detector o porque se desintegre en otras partículas), entonces desde luego que puede ser registrada. Además, generalmente se coloca el aparato entre los polos de un fuerte imán. Esto hace que la trayectoria de la partícula se curve y de aquí se puede medir la velocidad de la partícula. Sin embargo, como la curvatura también depende de la masa de la partícula, es conveniente a veces medir también la velocidad de una forma diferente.

En un experimento de altas energías, la mayoría de partículas no se mueven mucho más despacio que la velocidad de la luz. Durante su corta vida pueden llegar a viajar algunos centímetros y a partir de la longitud media de sus trazas se puede calcular su vida. Aunque las vidas comprendidas entre 10⁻¹³ y 10⁻²⁰ segundos son muy difíciles de medir directamente, se pueden determinar indirectamente midiendo las fuerzas por las que las partículas se pueden transformar en otras. Estas fuerzas son las responsables de la desintegración y, por lo tanto, conociéndolas se puede calcular la vida de las partículas. Así, con una pericia ilimitada, los experimentadores han desarrollado todo un arsenal de técnicas para deducir hasta donde sea posible todas las propiedades de las alguno de estos procedimientos partículas. En ha sido extremadamente dificil alcanzar una precisión alta. Los números que se ven en la tabla 1 son los resultados acumulados durante muchos años de medidas experimentales y la información que ahí se presenta corresponde a los últimos datos publicados.

Que la mayoría de las partículas tenga una vida media de 10-8 segundos significa que son ¡extremadamente estables! La función de onda interna oscila más de 1022 veces/segundo. Este es el «latido natural de su corazón» con el cual se compara su vida. Estas ondas oscilar 10^{-8} × 10^{22} , que cuánticas pueden 100 000 000 000 000 veces antes de desintegrarse de una u otra seguridad que la Podemos decir con responsable de tal desintegración es extremadamente débil. Basta imaginarse un diapasón de los que se usan para afinar, que dejase de vibrar después de 100 000 000 000 000 oscilaciones debido a una pequeña fricción. Los diapasones reales se paran muchísimo antes debido a que la fricción es mucho mayor. La «fuerza de fricción» que

acaba con la vida de alguna de las partículas inestables se conoce con el nombre de «interacción débil».

Aunque la vida del neutrón sea mucho más larga (en promedio un cuarto de hora), su desintegración también se puede atribuir a la A propósito, interacción débil. algunos núcleos atómicos radioactivos también se desintegran por interacción débil, pero pueden necesitar millones o incluso miles de millones de años para ello. Esta amplia variación de vidas medias se puede explicar considerando la cantidad de energía que se libera en desintegración. La energía se almacena en las masas de las partículas según la bien conocida fórmula de Einstein $E = Mc^2$. Una desintegración sólo puede tener lugar si la masa total de todos los productos resultantes es menor que la masa de la partícula original. La diferencia entre ambas masas se invierte en energía de movimiento. Si la diferencia es grande, el proceso puede producirse muy rápidamente, pero a menudo la diferencia es tan pequeña que la desintegración puede durar minutos o incluso millones de años 13. Así, lo que determina la velocidad con la que las partículas se desintegran no es sólo la intensidad de la fuerza, sino también la cantidad de energía disponible.

Si no existiera la interacción débil, la mayoría de las partículas en la tabla 1 serían perfectamente estables. Sin embargo, la interacción por la que se desintegran las partículas π^0 , η y Σ^0 es la electromagnética. Se observará que estas partículas tienen una vida

¹³ En la desintegración de un neutrón, el exceso de energía-masa es sólo 0,7 MeV, que se puede invertir en poner en movimiento un protón, un electrón y un neutrino. Un núcleo radioactivo generalmente tiene mucha menos energía a su disposición.

-

media mucho más corta. Aparentemente, la interacción electromagnética es bastante más fuerte que la interacción débil.

Durante las décadas de 1950 y 1960 fue apareciendo todo este batiburrillo de partículas subatómicas, frente al que el famoso físico italiano Enrico Fermi reaccionó diciendo: «si llego a adivinar esto me hubiera dedicado a la botánica».

Y tenían que venir muchas más. En 1970 ya se conocía una larga serie de hadrones con valores de espín mucho mayores. Pero éstos se desintegraban por interacción fuerte y, por lo tanto, su vida media era muy corta (todas en el rango de los 10^{-23} segundos). Generalmente es bastante fácil calcular si un hadrón dado puede desintegrarse por medio de la interacción fuerte: simplemente basta con hacer una lista con todas las posibles combinaciones de partículas tales que la suma de sus cargas coincida con la de la partícula original (incluyendo S e I_3) y, además, que la masa total sea *menor* que la masa de la partícula original. No hay ningún impedimento para que se produzca una desintegración fuerte en cualquiera de estas combinaciones de partículas. El exceso de masa se transformará en energía de movimiento.

Si todas las condiciones se cumplen excepto las que corresponden a S e I_3 , la desintegración todavía es posible, pero el trabajo lo tiene que hacer la interacción débil, que no respeta esos números cuánticos. La desintegración por interacción débil requiere mucho más tiempo.

Si la vida de una partícula es tan corta como 10⁻²³ segundos, el proceso de desintegración tiene un efecto en la energía necesaria

para producir la partícula antes de que se desintegre. Para explicar esto, comparemos de nuevo la partícula con un diapasón que vibra en un determinado modo. Si la «fuerza de fricción» que tiende a eliminar este modo de vibración es fuerte, ésta puede afectar a la forma en la que el diapasón oscila, porque la altura, o frecuencia de oscilación, está peor definida. Para una partícula elemental, esta frecuencia corresponde a su energía. El diapasón resonará con menor precisión; se ensancha su *curva de resonancia*. Dado que para esas partículas extremadamente inestables se miden curvas parecidas, a menudo se las denomina *resonancias*. Sus vidas medias se pueden deducir directamente de la forma de sus curvas de resonancia.

Un ejemplo típico de una resonancia es la *delta* (Δ), de la cual hay cuatro especies: Δ^- , Δ^0 , Δ^+ y Δ^{++} (esta última tiene doble carga eléctrica). Las masas de las deltas son casi iguales, aproximadamente 1230 MeV. Su extrañeza S es 0, I_3 va desde -11/2 hasta +11/2, y el número bariónico B es igual a 1. Todo esto implica que pueden desintegrarse por interacción fuerte en un protón o un neutrón y un pión, por ejemplo:

$$\Delta^{++} \rightarrow p + \pi^+; \Delta^0 \rightarrow p + \pi^-; o n + \pi^0$$

Sumando las masas se ve que el exceso es de aproximadamente 150 MeV, que se transforma en energía de movimiento.

Existen tanto resonancias mesónicas como bariónicas. Las resonancias delta son bariónicas (más tarde nos encontraremos la

resonancia mesónica rho, ρ). Alrededor de 1970, se conocían docenas de resonancias y todo indicaba que probablemente fueran infinitas, cada elemento en la serie parecía tener un poco más de masa que la anterior, pero con una vida media tan corta que su presencia instantánea las haría muy difíciles de detectar.

Las resonancias parecen ser solamente una especie de versión excitada de los hadrones estables. Son réplicas que rotan más rápidamente de lo normal o que vibran de diferentes maneras. Análogamente a lo que sucede cuando golpeamos un gong, que emite sonido mientras pierde energía hasta que finalmente cesa de vibrar, una resonancia termina su existencia emitiendo piones, según se transforma en una forma más estable de materia.

Capítulo 7

Los locos Kaones

No mi intención molestarle, querido lector, con largas explicaciones sobre cada tipo de partícula, pero los kaones son una excepción. Hace unas décadas, uno podía comprar en casi cualquier tienda de juguetes un material llamado «silly putty». Era una sustancia milagrosa, la podías moldear como si fuera arcilla y hacer una bola. Cuando lanzabas la bola podía rebotar bastante elásticamente, lo que desde luego no es la reacción que uno esperaría de una bola de arcilla. Si se dejaba la bola quieta durante algún tiempo, ésta perdía poco a poco su forma transformándose en algo que parecía más bien un charco de agua que de arcilla, que, sin embargo, se podía seguir moldeando. Para un físico, estas sustancias interesantes. La explicación física son del comportamiento contradictorio de esta sustancia reside en la estructura especial de sus moléculas. Sospecho que son como pequeñas fibras de una longitud especial que se pegan unas a otras enrollándose continuamente entre sí y que se liberan enrollándose alrededor de otras.

Los kaones neutros son incluso más extraños que la s*illy putty*. Son de dos tipos, K_L y K_S , pero también se podría decir que hay dos especies que podemos llamar K^0 («K-cero») y K^0 («anti-K-cero»). Si se tiene un K^0 entonces hay un 50% de probabilidades de que sea K_L y un 50% de probabilidades de que sea un K_S . Lo mismo ocurre si se tiene un K^0 . Por otra parte, si se «sabe» que tenemos un K_L en las

manos, habrá una probabilidad del 50% de que se comporte como un K^0 y un 50% de que resulte ser un K^0 . De igual manera se comportará el K_S . Sin embargo, ¡un K_L nunca se comportará como un K_S ni un K^0 se comportará como un K^0 !

Un lector que no esté familiarizado con las maravillas de la mecánica cuántica no entenderá ni jota de lo que acabo de decir. Esta es la razón por la que llamo a los kaones la silly putty de las partículas elementales. Pero, deme otra oportunidad para intentar ilustrar un poco más las milagrosas afirmaciones que acabo de hacer.

En *promedio* la vida de una partícula $K_{\rm S}$ es menor de 10^{-10} segundos, como se muestra en la tabla 1. Algunas vivirán un poco más y otras no vivirán tanto, pero después de, digamos, 5×10^{-10} segundos prácticamente todas las partículas $K_{\rm S}$ se habrán desintegrado. La vida media de las partículas $K_{\rm L}$ es tan larga que la probabilidad de que una de ellas se desintegre en 5×10^{-10} segundos es muy pequeña. Por tanto, si se tiene un mesón neutro K que se ha desintegrado en 5×10^{-10} segundos, se puede estar prácticamente seguro de que era un $K_{\rm S}$. Si después de ese tiempo éste sigue vivo, se puede suponer con seguridad que es un $K_{\rm L}$ y se puede esperar que no se desintegrará antes de 5×10^{-8} segundos.

Los números cuánticos S e I_3 no se aplican a K_L ni a K_S , pero si se produce un kaón en la reacción

$$p + p \rightarrow \Sigma^+ + p + K^0$$
,

entonces se puede estar seguro de que la extrañeza S debe ser +1, porque Σ^+ tiene S = -1. Como K^0 tiene S = +1 y K^0 tiene S = -1, esta reacción tiene que haber producido con toda seguridad un K^0 , y no un K^0 . Si hacemos pasar un haz de kaones neutros a través de una lámina delgada de material (como si fuera un «blanco»), los kaones pueden sufrir toda clase de interacciones. Pero los K^0 son eliminados más fácilmente que los K^0 porque los primeros pueden interaccionar con los nucleones en reacciones tales como

$$K^0 + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^0$$

Mientras que los K^0 no pueden reaccionar así, porque todos los bariones extraños tienen extrañeza negativa. Por lo tanto, una partícula K^0 pueden atravesar una hoja de material más fácilmente que su antipartícula K^0 .

La figura 7 muestra lo que sucede cuando se hace pasar a través de un blanco delgado un haz de kaones después de viajar durante 10^{-8} segundos. Las partículas producidas y las partículas que sobreviven al paso del blanco son (predominantemente) K^0 . Las partículas que no se han desintegrado en 10^{-8} segundos son probablemente K_L y no K_S . Se puede poner cualquier número de blancos en el camino del haz y cada vez el blanco absorberá el 50% de las partículas y el 50% de las que pasan se desintegran inmediatamente detrás del blanco. Desde luego, este esquema es una idealización, y en un experimento real los kaones se propagarán en todas las direcciones.

Como se puede imaginar, cuando se descubrieron estas partículas por primera vez, un comportamiento tan curioso produjo cierta confusión; al principio se pensó que eran muchas clases diferentes de partículas. De hecho, aquí tenemos un fenómeno típico de la mecánica cuántica. La interacción fuerte conserva la extrañeza y, por lo tanto, cuando se genera una partícula uno siempre sabe si es un K^0 o un K^0 . Pero después de 10^{-10} segundos (y esto es un periodo de tiempo mucho más *largo* que la duración del proceso mismo de producción que es de unos 10^{-24} segundos) se sentirá la interacción débil, que ignora completamente S e I_3 . Así tienen lugar *transiciones* del tipo

$$K^0 \leftrightarrow K^0$$

y este sistema saltarín puede tener lugar de dos modos diferentes, que nos dan los «estados cuánticos» $K_{\rm L}$ y $K_{\rm S}$.

Lo que sucede es que tanto K^0 como K^0 se desintegran en dos piones, pero se produce una «interferencia». Si las dos fuentes, K^0 y K^0 , van al mismo paso la interferencia es positiva, las ondas pión se refuerzan entre sí y la partícula se desintegra rápidamente. Pero si la interferencia es destructiva, el sistema no puede descomponerse en dos piones, y entonces lo identificamos como un K_L . Las probabilidades de ambas posibles interferencias son siempre 50:50. El K_L puede desintegrarse en tres piones, pero esto requiere mucho más tiempo. Fin de la explicación.

La mecánica cuántica es una materia difícil y realmente no espero que mi «explicación» haya sido completamente satisfactoria. No se preocupe, usted también puede disfrutar jugando con *silly putty* sin entender cómo funciona. No es mi intención en absoluto producir en el lector una sensación de ser «estúpido», ni tampoco aparentar que yo sé mucho. La mecánica cuántica no solamente requiere un estudio intenso sino también «acostumbrarse a ella». Le avisé de todo esto en el prefacio.

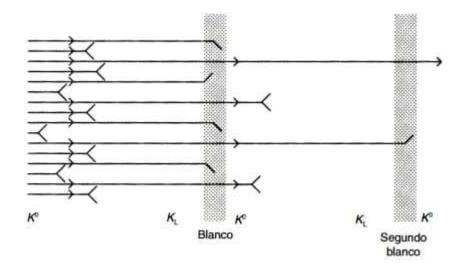


Figura 7. Experimento ideal con kaones neutros. Después de su producción (a la izquierda), aproximadamente la mitad se han desintegrado rápidamente en dos piones. Los otros, que son mucho más estables, ahora sabemos que son piones K_L . De éstos, más o menos la mitad son absorbidos por un blanco delgado y el resto, que parecen serle inmunes, tienen que ser partículas K^0 . A su vez, la mitad de éstos se desintegran rápidamente y los sobrevivientes viven mucho más tiempo. Se puede repetir el ciclo hasta que se acaban todos los kaones.

Todavía podemos divertirnos con los kaones neutros. Para explicarlo tengo que decir algo más acerca de la interacción débil. Esta interacción, como ya hemos visto, no cumple ciertas «leyes de la física», tales como la conservación de la extrañeza y del isoespín, aunque hay otras leyes de conservación que sí respeta.

Hablaremos a menudo de *la conservación de la simetría*. Una simetría muy importante, aunque simple, es la «simetría especular», oficialmente llamada «paridad». Para ver esto, comparamos las partículas con sus imágenes en un espejo. Antes de 1956, siempre se había supuesto que cualquier fenómeno respetaba las mismas leyes físicas que su imagen especular. En consecuencia uno espera que si las partículas o haces de partículas chocan entre ellas de una forma que sea especularmente simétrica, la simetría especular se preservaría.

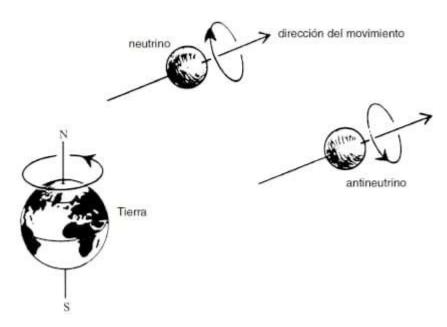


Figura 8. Dirección del movimiento.

El descubrimiento de que muchas partículas no se parecían en nada a sus respectivas imágenes especulares fue realizado por dos físicos chinos, Tsung Dao Lee y Chen Ning Yang, algún tiempo después de haber emigrado a los Estados Unidos. Resultó que la interacción débil distinguía entre derecha e izquierda. Esto es más claro en el caso del neutrino. Los neutrinos, v_e y v_μ , como el fotón, no tienen masa en reposo y, por lo tanto, se mueven siempre a la velocidad de la luz. Los neutrinos también rotan con un espín 1/2. Definamos «el polo norte» y el «polo sur» igual que se definen en la Tierra, (figura 8). Los neutrinos son especiales porque siempre tienen el polo sur enfrente de ellos y el polo norte detrás. Nunca se han observado neutrinos para los cuales esto no sea así.

La física sueca Cecilia Jarlskog comparó a los neutrinos con los vampiros porque no tienen imagen especular. Su imagen especular es un imposible físico. Tengo que disculparme por mi escaso conocimiento de vampirología; quizá, si usted es un vampiro, pueda reconocer vagamente algo parecido a una imagen especular. Lo mismo podría ocurrir con los neutrinos, que quizá tengan una imagen especular que nosotros aún no hayamos visto. Volveré sobre estos neutrinos que rotan hacia el lado equivocado en el capítulo 19. Lo que sabemos es que los *antineutrinos* tienen su polo norte enfrente y su polo sur detrás. Estas partículas se denominan v_e y v_μ . Resulta que todas las partículas se parecen bastante a la imagen especular de sus *antipartículas*.

La desintegración de K_S en dos piones respeta exactamente la simetría especular. Esto parece dificil de reconciliar con el proceso de producción de kaones, a menos que haya una fuerza durante la desintegración que perturbe la simetría especular. Este argumento es otra vez una difícil historia mecánico-cuántica. Si uno tratara de calcular la imagen especular de la desintegración K^0 (o de un K^0) en dos piones, descubriría que por interferencia destructiva esta desintegración debería extinguirse completamente a menos que su imagen especular sea diferente. En pocas palabras, el hecho de que los kaones puedan desintegrase en dos piones implica que la interacción débil tiene algo de sacacorchos en sí misma, esto es, difiere de su propia imagen especular. Ya hemos visto que la emisión de piones por los K^0 se puede extinguir por interferencia, por una desintegración similar de K^0 . Así es como se puede concluir que esta partícula se parece bastante a la imagen especular de su antipartícula. A esto se llama «simetría PC», donde P viene de paridad y C significa intercambio de una partícula por su antipartícula (conjugación). Solamente el producto PC es una simetría de la interacción débil; ni P ni C separadamente tienen esta propiedad.

Pero algo más parece ir mal. Acabamos de establecer que la simetría PC es la razón por la que la interferencia destructiva hace imposible que la partícula K_L se desintegre en dos piones. James Christenson, James Cronin, Val Fitch y René Turlay decidieron comprobar esta afirmación haciendo un experimento. Las esporádicas partículas K que hasta entonces se habían estudiado de forma aislada en globos

en la parte alta de la atmósfera no eran adecuadas para realizar experimentos precisos. Lo que se requería eran kaones producidos en un acelerador de partículas donde se pudieran controlar las condiciones con mucha mayor precisión. (Val Fitch explicaría más tarde cuánto lamentó esto; él prefería mucho más trabajar en las montañas que estar bajo tierra).

Después de medidas muy laboriosas y de muchas comprobaciones, estos experimentadores descubrieron que ¡tres de cada mil partículas K_L se desintegran en dos piones! Lo más ingenioso de este experimento es que se pudo asegurar que no había ninguna partícula K_S y, sobre todo, que no se producía ninguna otra partícula que pudiera haberse escapado a su detección. Se necesitó medio año más de comprobaciones y análisis posteriores antes de que los científicos se quedaran plenamente convencidos. El fenómeno de la interferencia que mencioné antes no es cien por cien seguro, ¡hay un pequeño fallo!

Lo que se deduce de esto es que la interacción débil viola ligeramente la ley de conservación de *PC*. Pero también se podría decir que hay otra fuerza, una «interacción superdébil» cuyo solo propósito es sabotear la conservación de la simetría *PC*. Más tarde veremos que tal interacción se puede acomodar en nuestra descripción de la naturaleza, pero la razón profunda para la existencia de esta fuerza sigue siendo un misterio. En 1980, Cronin y Fitch, directores del experimento, recibieron el premio Nobel por este descubrimiento.

Hay todavía otra simetría relacionada con la P y la C: la inversión temporal, T. Se puede seguir cualquier fenómeno natural regresando en el tiempo, por ejemplo, viendo una película hacia atrás. Si pudiéramos hacer esto con los planetas del sistemas solar, veríamos que la escena sigue verificando las ecuaciones de la gravedad de Newton. Supongamos que en una teoría de partículas elementales no tomáramos solamente la imagen especular (P), sino que también reemplazamos todas las partículas por sus antipartículas (C) y que regresamos en el tiempo (T), que es lo que se conoce como una transformación PCT. Después de esta transformación, todas las leyes de la física microscópica deben permanecer idénticas. Esto se deduce de nuestras teorías por argumentos bastante delicados. Uno podría también decidirse a comprobar esto experimentalmente, por ejemplo, comprobando que las partículas y sus antipartículas tienen exactamente la misma masa. A pesar de las investigaciones exhaustivas realizadas por los experimentadores, a los que les hubiera encantado poner en entredicho a los teóricos, nunca se ha detectado ninguna desviación.

El descubrimiento de la violación *PC* ha sido a menudo relacionado con un problema en cosmología llamado la «ciencia de los universos». Hay un número enorme de cuerpos celestes que se han descubierto en el universo y todos están formados de protones, neutrones y electrones. Los astrónomos están casi seguros de que no existe una sola estrella o galaxia que esté hecha de «antimateria»: antiprotones, antineutrones o positrones (las antipartículas de los electrones). ¿De dónde procede esta falta de simetría? Bien, quizá en

los primeros momentos del universo no había ninguna diferencia entre la cantidad de materia y de antimateria. Todo lo que existía era una «sopa» caliente de partículas primordiales extremadamente energéticas. Después de eso, las fuerzas de la naturaleza podrían haber actuado sobre esas partículas primordiales condensándolas para formar las partículas de las que todos estamos hechos. Pero de alguna manera debe haber alguna ligera preferencia por la materia sobre la antimateria. Esas fuerzas tendrían que haber violado la ley de conservación del número bariónico, pero esto no es un problema; más tarde veremos tales fuerzas. Sin embargo, si suponemos que el universo mismo es casi especularmente simétrico, estos efectos nunca podrían haber tenido lugar sin violar la simetría *PC*.

Ahora que sabemos de la existencia de una fuerza que no respeta la simetría *PC*, podemos imaginar un universo que inicialmente era pequeño y sin preferencia por la materia frente a la antimateria, y que evolucionó hasta llegar al mundo en el que ahora vivimos. Esto sólo puede haber sucedido durante un tiempo durante el cual el universo evolucionó rápidamente, de otra manera uno podría haber utilizado la simetría de la inversión temporal para deducir que los bariones hubieran compensado exactamente a los antibariones. Sin embargo, la construcción de modelos en los que todos los detalles de ese mecanismo funcionen correctamente está más cerca de la ciencia-ficción que de la ciencia misma.

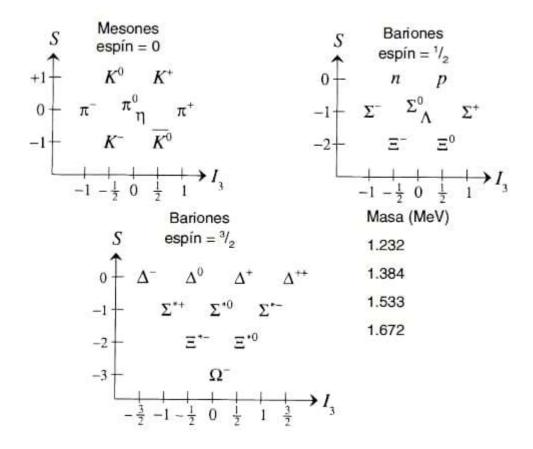
Capítulo 8

Los Quarks invisibles

Una vez que se ha puesto orden entre las numerosas especies de partículas, se puede reconocer una pauta. Igual que Dimitri Ivanovich Mendeleev descubrió el sistema periódico de los elementos químicos en 1869, así también se hizo visible un sistema similar para las partículas. Esta pauta la encontraron independientemente el americano Murray Gell-Mann y el israelí Yuval Ne'eman. Ocho especies de mesones, todos con el mismo espín, u ocho especies de bariones, con el mismo espín, se podían reagrupar perfectamente en grupos que llamaremos multipletes. El esquema matemático correspondiente se llama SU(3). Grupletes de ocho elementos forman un octete «fundamental». Por esta razón Gell-Mann llamó a esta teoría «el óctuplo camino». Lo tomó prestado del budismo de acuerdo con el cual el camino hacia el nirvana es el camino óctuplo. Pero las matemáticas SU(3) también admiten multipletes de diez miembros. Cuando se propuso este esquema se conocían nueve bariones con espín 3/2. (No figuran en la tabla 1 porque son resonancias. Cuatro de ellas son las ya mencionadas resonancias Δ , que se desintegran en nucleones estables y piones). Los esquemas SU(3) se obtienen al representar dos propiedades fundamentales de las partículas, la extrañeza S frente al isoespín I_3 , en una gráfica. He representado unos pocos en la tabla 2.

De esta manera, Gell-Mann predijo un décimo barión, el *omega*menos (Ω^-), y pudo estimar con bastante precisión su masa porque las masas de los otros nueve bariones variaban de una forma sistemática en el gráfico (también consiguió entender que las variaciones de la masa eran una consecuencia de una interacción simple).

TABLA 2. Dos octetes y un decuplete



Sin embargo, estaba claro que la Ω^- , con una extrañeza S=-3, no tenía ninguna partícula en la que desintegrarse que no estuviera prohibida por las leyes de conservación de la interacción fuerte. De modo que, la Ω^- sólo podía desintegrarse por interacción débil y, por lo tanto, su vida media no podía ser de tan sólo 10^{-23} segundos como los demás miembros del multiplete, sino que tenía que ser del orden de 10^{-10} segundos. Consecuentemente, esta partícula debería

viajar varios centímetros antes de desintegrarse y esto la haría fácilmente detectable. La Ω^- fue encontrada en 1964 con exactamente las mismas propiedades que había predicho Gell-Mann.

Se identificaron estructuras multipletes para la mayoría de los demás bariones y mesones y Gell-Mann también consiguió explicarlas. Sugirió que los mesones, igual que los bariones, debían estar formados por elementos constitutivos «más fundamentales aún». Gell-Mann trabajaba en el Instituto de Tecnología de California en Pasadena (CalTech), donde conversaba a menudo con Richard Feynman. Gell-Mann y Feynman eran ambos físicos famosos pero con personalidades muy diferentes. Gell-Mann, por ejemplo, es conocido como un entusiasta observador de pájaros, familiarizado con las artes y la literatura y orgulloso de su conocimiento de lenguas extranjeras. Feynman fue un hombre hecho a sí mismo, un analista riguroso que se reía de cualquier cosa que le recordara la autoridad establecida. Hay una anécdota que parece no ser cierta de hecho, pero que me parece tan buena que no puedo evitar el contarla; podía haber sucedido de esta forma. Gell-Mann le dijo a Feynman que tenía un problema, que estaba sugiriendo un nuevo tipo de ladrillos constitutivos de la materia y que no sabía qué nombre darles. Indudablemente debía de haber pensado en utilizar terminología latina o griega, como ha sido costumbre siempre en la nomenclatura científica. «Absurdo», le dijo Feynman. «Tú estás hablando de cosas en las que nunca se había pensado antes. Todas esas preciosas pero anticuadas palabras

están fuera de lugar. ¿Por qué no los llamas simplemente "shrumpfs", "quacks" o algo así?».

TABLA 3. Los tripletes de quarks y antiquarks.

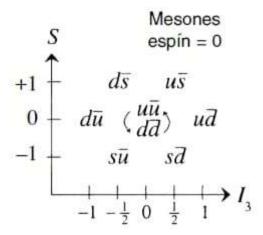
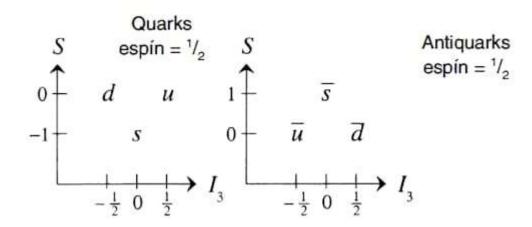


TABLA 4. Composición de quark-antiquark de los mesones (las partículas en el centro se pueden comportar temporalmente como ss).



Cuando algún tiempo después le pregunté a Gell-Mann, éste negó que tal conversación hubiera tenido lugar. Pero la palabra elegida fue quark, y la explicación de Gell-Mann fue que la palabra venía de

una frase del *Fynnegan's Wake* de James Joyce: «¡Tres quarks para Muster Mark!». Y, efectivamente así es. A esas partículas les gusta estar las tres juntas. Todos los *bariones* están formados por tres quarks, mientras que los *mesones* están formados por un quark y un antiquark.

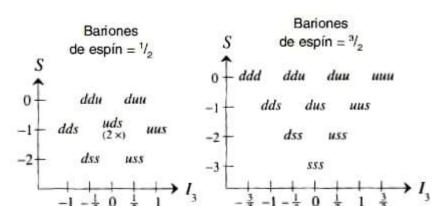


TABLA 5. Composición de quark de los bariones.

Los propios quarks forman un grupo SU(3) aún más sencillo, como se presenta en la tabla 3. Los llamaremos «arriba» (u), «abajo» (d) y «extraño» $(s)^{14}$. Las partículas «ordinarias» contienen solamente quarks u y d. Los hadrones «extraños» contienen uno o más quarks s (o antiquarks s). En la tabla 4 se muestra el octete de mesones que se puede construir con quarks s antiquarks s.

La composición de quarks de espín 3/2 se puede ver en la tabla 5. La razón por la que los bariones de espín 1/2 sólo forman un octete

80

¹⁴ Iniciales de las palabras inglesas *up*, *down* y *strange* respectivamente, que se han convertido en la notación estándar de los quarks (N. del t.).

¹⁵ Con tres quarks y tres antiquarks se pueden formar *nueve* posibles combinaciones, pero la novena, un estado que cambia continuamente de uu a dd y ss, tiene un comportamiento excepcional. Este objeto llamado η es considerablemente más pesado que los otros.

es más dificil de explicar. Está relacionada con el hecho de que en estos estados, al menos dos de los quarks tienen que ser diferentes unos de otros¹⁶.

Realmente, la idea de que los hadrones estuvieran formados por ladrillos fundamentales sencillos había sido también sugerida por otros. George Zweig, también en el CalTech, en Pasadena, había tenido la misma idea. Él había llamado a los bloques constitutivos «ases», pero es la palabra «quark» la que ha prevalecido. La razón por la que algunos nombres científicos tienen más éxito que otros es a veces difícil de comprender.

Pero en esta teoría había algunos aspectos raros. Aparentemente, los quarks (o ases) siempre existen en parejas o tríos y nunca se han visto solos. Los experimentadores habían intentado numerosas veces detectar un quark aislado en aparatos especialmente diseñados para ello, pero ninguno había tenido éxito.

Los quarks —si se pudieran aislar— tendrían propiedades incluso más extrañas. Por ejemplo, ¿cuáles serían sus cargas eléctricas? Es razonable suponer que tanto los quarks u como los quarks s y d deban tener siempre la misma carga. La comparación de la tabla 5 con la tabla 2 sugiere claramente que los quarks d y s tienen carga eléctrica -1/3 y el quark u tiene carga +2/3. Pero nunca se han observado partículas que no tengan carga múltiplo de la del electrón

tienen espín 1/2 y, por lo tanto, sólo pueden rotar de dos formas diferentes y así es como salen los números: $56 = 4 \times 10 + 2 \times 8$.

¹⁶ Pero podemos entender esto de manera más precisa. Como los tres tipos de quarks pueden tener «espín hacia arriba» o «espín hacia abajo», tenemos en total seis elementos, que dan lugar a 56 combinaciones diferentes de estos tres quarks. Cada elemento del decuplete tiene espín 3/2 y puede, por lo tanto, rotar de cuatro formas diferentes alrededor de su eje (uno de esos hechos maravillosos en mecánica cuántica sobre el que no insistiré). Los miembros del octeto

o de la del protón. Si tales partículas existieran, sería posible detectarlas experimentalmente. Que esto haya sido imposible debe significar que las fuerzas que las mantienen unidas dentro del hadrón son necesariamente increíblemente eficientes.

Aunque con la llegada de los quarks se ha clarificado algo más la flora y la fauna de las partículas subatómicas, todavía forman un conjunto muy raro, aun cuando solamente unas pocas aparezcan en grandes cantidades en el universo (protones, neutrones, electrones y fotones). Como dijo una vez Sybren S. de Groot cuando estudiaba neutrinos, uno realmente se enamora de ellos. Mis estudiantes y yo amábamos esas partículas cuyo comportamiento era un gran misterio. Los leptones, por ser casi puntuales, son los más sencillos, y por tener espín se ven afectados por la interacción que actúa sobre ellos de forma muy complicada. Pero la interacción débil estaba bastante bien documentada por entonces.

Los hadrones son mucho más misteriosos. Los procesos de choque entre ellos eran demasiado complicados para una teoría respetable. Si uno se los imagina como pequeñas esferas hechas de alguna clase de material, aún quedaba el problema de entender los quarks y encontrar la razón por la que se siguen resistiendo a los intentos de los experimentadores para aislarlos.

Capítulo 9

¿Campos o cordones?

Desde 1958 tenemos una teoría fenomenológica de la interacción débil. Es decir, había una fórmula que describía adecuadamente, con un margen de error muy pequeño, los efectos de la interacción débil sobre todas las partículas y en todas las circunstancias que se presentaban en los experimentos de aquella época. La teoría nunca pudo ser una teoría fundamental, porque se sabía que podría fracasar en experimentos con choques más violentos. Pero también se sabía que se tardaría por lo menos una década para que los experimentadores pudieran alcanzar semejantes energías en el laboratorio y, mientras tanto, parecía que «temporalmente» esta teoría tendría que ser suficiente.

Para la interacción *fuerte* había un batiburrillo de teorías fenomenológicas, ninguna de las cuales era muy precisa, lo que obviamente constituía una situación muy poco satisfactoria. Las únicas características de las interacciones fuertes que se entendían bien eran varias propiedades de simetría que aseguraban leyes de conservación. Esta interacción conservaba estrictamente la extrañeza, el isoespín y unas pocas magnitudes más.

Esta situación contrastaba claramente con la de la interacción *electromagnética*, que tiene la peculiaridad de que se propaga a gran distancia y, así, podemos experimentar su fuerza en el mundo cotidiano. El físico británico James Clerk Maxwell había formulado

matemáticamente la *electrodinámica* desde 1873 (véase antes la figura 6).

La partícula ideal para estudiar los efectos de las fuerzas electromagnéticas es el electrón. Es un leptón y, por lo tanto, es insensible a la interacción fuerte. Su masa es mucho más pequeña que la de la mayoría de partículas, lo que permite, como se comprendió más tarde, que sea una buena aproximación despreciar los efectos indirectos debidos a otras partículas sobre el electrón. La interacción débil afecta al electrón, pero sus efectos son tan débiles que también pueden ser tranquilamente ignorados. Los electrones en su circulación alrededor del núcleo son como un sistema planetario en miniatura en el que interviene exclusivamente la fuerza electromagnética.

Se puede entender por qué la teoría fundamental para las interacciones entre los electrones y los fotones fue la primera en completarse. Se la llamó «electrodinámica cuántica» o QED¹7. La precisión con la que se pueden calcular las propiedades del electrón utilizando esta teoría es impresionante. Uno de los ejemplos más llamativos fue el cálculo del *momento dipolar magnético*, µ del electrón. Los electrones, al girar alrededor de su eje y estar cargados eléctricamente, se comportan como un imán en miniatura. Paul A. M. Dirac, que fue el primero en escribir una ecuación mecánico-cuántica para el electrón que también estuviera de acuerdo con la teoría de la relatividad, descubrió que la intensidad de este pequeño imán se podía calcular en términos de constantes naturales

_

¹⁷ Acrónimo de *quantum electrodynamics* (N. del t.).

conocidas, entre ellas la constante de Planck, la velocidad de la luz, la carga eléctrica y la masa del electrón:

$$\mu = eh/4\pi m_e$$

Pero esta ecuación ignora ciertos efectos indirectos en los electrones debidos a los fotones que los rodean; estos efectos fueron calculados más tarde por Julian Schwinger y por otros aumentando aún más la precisión. El valor medido experimentalmente del momento dipolar magnético del electrón es actualmente

$$1,00115965219 \pm 0,000000000001$$

veces la combinación de constantes dadas por Dirac. La electrodinámica cuántica da para este número el siguiente valor

$$1,00115965217 \pm 0,00000000003$$
.

Como se puede ver, la teoría y el experimento están compitiendo para obtener la mayor precisión posible. El acuerdo es prácticamente perfecto¹⁸. En comparación, si se midiera la distancia desde aquí a la luna con la misma precisión relativa, el margen de error sería de unos pocos milímetros. La teoría parece ir un poco detrás; parece tener un margen de error ligeramente mayor, una imprecisión de un centímetro, pero esto se debe fundamentalmente

¹⁸ Estos valores son los correctos en 1995.

a las incertidumbres inherentes en la determinación de la carga del electrón.

Sin embargo, antes de que se pudiera obtener este resultado tan brillante se tuvieron que mover algunas montañas. Un aspecto esencial de la teoría de las partículas elementales es que éstas se pueden «crear» y «aniquilar», y en consecuencia, el número total de partículas involucradas en cualquier interacción con un electrón cambia continuamente. Hay dos maneras de ver esta teoría: por un lado, estamos acostumbrados a describir todos los procesos en términos de partículas que se crean y se aniquilan en diferentes tiempos y lugares; pero también podemos verlos como un océano de ondas que se cruzan y afectan unas a otras. Se dice que estas ondas son ondas en «campos» y cada tipo de partícula tiene su E1correspondiente campo. fotón al pertenece electromagnético. El electrón tiene un tipo de «campo de electrón» (el «campo de Dirac») muy curioso. Estos campos reaccionan a la presencia de otros en sus oscilaciones, que están perfectamente gobernadas por sus «ecuaciones de campo». El primer sistema para el cual se conocieron estas ecuaciones se llamó electrodinámicacuántica, que fue el primer prototipo de una «teoría cuántica de campos».

Hacia 1930, los físicos ya sabían qué problemas tenían que resolver. Dirac comprendió la necesidad de introducir la antipartícula del electrón, el *positrón*¹⁹, que fue descubierto experimentalmente por Carl D. Anderson en 1932. La teoría de la electrodinámica-cuántica

-

¹⁹ Algunos lingüistas dicen que la palabra correcta hubiera sido *positón* ya que esta partícula tiene una carga positiva y no «positriva» en contraste con la carga negativa del electrón. La palabra, sin embargo, deriva de **posi**tivo + elec**trón.**

fue mejorada progresivamente por Paul Dirac, Julian Schwinger, Sin-Itiro Tomonaga, Richard Feynman, Freeman Dyson y muchos otros.

La primera dificultad era que esta teoría no se podía formular de forma matemáticamente exacta y hubo que recurrir a una serie de aproximaciones sucesivas, siendo cada aproximación más precisa que las previas, pero ninguna de ellas era «exactamente» correcta. La mayor dificultad, que parecía amenazar toda la construcción, era el hecho de que los primeros cálculos de esas «pequeñas correcciones», tales como las necesarias para calcular el valor exacto del momento dipolar magnético del electrón, daban repetidamente como resultado un «infinito».

Desde luego, esto es absurdo y ya en 1970 los científicos sabían exactamente cómo resolver este problema. Se dice que la electrodinámica cuántica renormalizable. es una teoría Aproximadamente, esto significa (volveremos sobre este punto varias veces más) lo siguiente: tenemos que empezar por lo que se conoce como «electrón desnudo», esto es, un electrón sin fotones a su alrededor. En realidad, un electrón no se puede separar de los fotones que lo rodean, pero vamos a ignorarlo por ahora. A este electrón desnudo se le da un cierto valor para la carga eléctrica «desnuda» y la masa «desnuda». Si tratamos de calcular el momento magnético de este electrón desnudo, desgraciadamente encontramos que es infinito. Esto es absurdo. Pero si calculamos lo que sucede cuando hay fotones a su alrededor, encontramos que esos fotones crean nuevos electrones y positrones. Esto no se podría notar directamente, pero estas partículas adicionales ejercen toda clase de efectos sobre el electrón. Primero, actúan como un apantallamiento neutralizador de la carga eléctrica, en un efecto conocido como polarización de vacío que modifica la carga del electrón. Si intentamos calcular este cambio, de nuevo encontramos un infinito. En segundo lugar, los fotones extra, los electrones y los positrones tienen un efecto sobre la masa del electrón (tienen energía y por lo tanto también masa). Este cambio de la masa resulta también ser infinito. En resumen: la verdadera carga y la verdadera masa de un electrón real, «físico», son muy diferentes de las de un electrón desnudo.

Si queremos formular la teoría con mucha precisión, tenemos que comprender que un experimentador nunca observa un electrón desnudo. Él²⁰ sólo ve el electrón físico y sólo mide la carga total y la masa de este electrón físico. Cuando consideramos las constantes naturales que utilizamos para calcular el momento magnético del electrón, se deben usar los valores observados y no los valores del electrón, desnudo. En resumen, nosotros comparamos el momento magnético del electrón directamente con la carga y la masa del electrón físico, el único que se puede examinar en la realidad. Reemplazar la carga y la masa «del electrón desnudo» por los valores observados físicamente se llama «renormalización». Si seguimos las reglas con suficiente cuidado, descubriremos que, de alguna forma sorprendente, todos estos infinitos tan molestos se cancelan. Nos queda, pues, una expresión útil para la intensidad del momento

20 El lector debe notar que por «él» siempre quiero significar «él o ella», aunque desgraciadamente el número de fisicas teóricas es todavía muy pequeño.

Preparado por Patricio Barros

dipolar magnético del electrón que conduce al número que hemos mencionado antes. Consecuentemente, los infinitos no están en el electrón o en las fuerzas que actúan sobre él, sino en el hipotético electrón desnudo. La masa desnuda y la carga desnuda son infinitas (o, mejor dicho, mal definidas), pero en cualquier caso no podemos observar ninguna de ellas.

Desde luego, no todo el mundo estaba contento con este razonamiento, pero la teoría funcionaba tan bien que los que protestaban fueron acallados por los entusiastas. Si se pudiera elaborar una teoría así, incluso mucho menos eficaz, para las demás fuerzas de la naturaleza estaríamos más que contentos. La mayor parte de lo que queda de este libro describirá que esto era exactamente lo que iba a suceder para sorpresa de muchos.

No lo parecía, sin embargo, en 1970. Los clamores sobre los éxitos de la electrodinámica-cuántica habían amainado un poco. El cálculo del siguiente decimal del momento magnético del electrón se fue haciendo terriblemente complicado y de poco interés. La interacción débil, por lo que se entendía, no podía ser renormalizable. Era relativamente fácil darse cuenta con sólo mirar las fórmulas de que ni siquiera se debía intentar calcular los efectos de la polarización del vacío debidos a la interacción débil, porque los infinitos no se podían cancelar. Todas esas partículas que se crearían por interacción débil para polarizar el vacío simplemente tendrían que ser ignoradas. Las cosas resultaron aproximadamente, pero no exactamente, correctas.

Como se hizo con la interacción fuerte, se podría diseñar una teoría renormalizable para la interacción débil, pero no ayudaría mucho porque las aproximaciones sucesivas darían lugar a diferentes respuestas. Esto sucede porque la interacción es tan fuerte que cada «corrección», en vez de menor, sería mayor que la anterior. Esta situación se puede comparar con la de un jugador de golf que fuera incapaz de golpear la pelota suavemente. Cada golpe alejaría más la pelota del hoyo.

«Tenemos que hacerlo de otra manera», este era el pensamiento de la mayoría de los investigadores, y tenían muchas razones para pensar así. En una teoría renormalizable, donde se trabaja con aproximaciones sucesivas, las partículas desnudas, en una primera aproximación, se mueven libremente en líneas rectas. Pero, ¿qué pasaría si las partículas desnudas fueran quarks? ¡No se podrían mover libremente, en absoluto! No se pueden aislar o, al menos, no se pueden observar aisladas. Quizá los quarks no sean partículas, sino que se asemejan a fantasmas. «Son objetos matemáticos, no partículas reales, y hay que formular la teoría de una forma completamente diferente» fue el consenso de opinión. De manera que se desarrollaron varias teorías alternativas; algunas fueron bastante útiles en la investigación de la solución final de esas cuestiones, mientras que otras fueron totalmente descaminadas.

Realmente, era una situación por la que se había pasado antes en el desarrollo de otras teorías científicas y que volvería a aparecer más tarde. Frente a problemas que no se pueden resolver con técnicas matemáticas exactas y con análisis, al menos con el conocimiento

de que se disponía en esa época, la única manera de progresar era intentar toda clase de ideas intuitivas. El pintoresco conjunto de partículas que se habían observado y los muchísimos datos experimentales mal entendidos acerca de ellas constituían una prueba dificil para el ingenio humano. ¿Sería posible un modelo teórico de estas partículas que las incluyera a todas? Nadie podía decirlo. Pero no escasearon las ideas porque, afortunadamente, nuestro mundo está poblado con una pintoresca muchedumbre de físicos.

Primero teníamos la aproximación matemático-formal defendida fundamentalmente por aquellos que estaban cansados de las teorías de campo renormalizables, con dudosas justificaciones matemáticas y que no se podían aplicar a la mayoría de las partículas e conocidas entonces. De interacciones acuerdo con este razonamiento, lo único que se podía utilizar era, primero, el conjunto de partículas que existía antes de la colisión y los estados cuánticos en los que se podían encontrar (los estados «iniciales»), y luego, el conjunto de partículas y los estados que se observaban después de la colisión, es decir, los estados «finales». Pero no todo estado final puede ser alcanzado desde cualquier estado inicial, porque las leyes de la mecánica cuántica imponen todo tipo de restricciones. Una de estas restricciones es que el estado final nunca se puede materializar antes de que se haya realizado el estado inicial. A esto lo llamamos «causalidad», el orden lógico de la causa y el efecto. El concepto matemático que se puso en el centro de esta aproximación fue la matriz- S^{21} .

Se comprendió que bien podía haber un número infinito de clases de partículas (además de las que se muestran en la tabla 1, una serie infinita de resonancias, fragmentos subatómicos de vida corta). En este formalismo no había ninguna razón para llamar «elementales» a algunas de estas partículas y «compuestas» a otras. Por ejemplo, la resonancia delta («Δ») se puede descomponer en un protón y en un pión. Otra posibilidad es que si un protón colisiona contra algo de manera que incremente su energía, puede desintegrarse en una delta y en varios piones. ¿Se debería decir, entonces, que la partícula delta está formada de un protón y un pión? ¿O es de la otra manera, y es el protón el que está formado por una delta y un pión? Si todo lo que le interesa es la matriz-S, esta pregunta es irrelevante.

Esta idea se conoció con el nombre de «teoría de los cordones de zapatos» por la figura mitológica que intentaba levantarse a sí misma tirando de sus propios cordones de los zapatos. Uno de los pioneros de esta teoría la justificaría más tarde utilizando una dudosa versión del «holismo»: que la familia de partículas es un gran sistema que no se debe intentar reducir a subunidades más básicas.

Estas investigaciones, independientemente de que estuvieran dirigidas en la dirección correcta, dieron lugar a una serie de esquemas matemáticos y propiedades muy útiles para entender la

²¹ «S» viene de scattering ('dispersión'), el proceso de colisión entre partículas. Matemáticamente, los estados son vectores, y una matriz es una tabla cuadrada de números con la cual los vectores se transforman en otros vectores.

matriz-S. Uno de los pioneros de la teoría de la matriz-S fue mi tío Nico van Kampen. Desarrollando las ideas de otros dos físicos holandeses, Hans Kramers y Ralph Kronig, van Kampen dedujo, a principios de la década de 1950, que si una matriz-S satisface la causalidad y también las leyes de la relatividad, entonces de ella se deducen unas ecuaciones llamadas relaciones de dispersión. Con una aguda mente, un vasto conocimiento de física teórica y una dedicación exclusiva a su trabajo, van Kampen es uno de los físicos teóricos más respetados de Holanda y una fuente de inspiración continua para mí. Cuando yo era estudiante podía entrar frecuentemente en su despacho con mis teorías inmaduras acerca de cualquier cosa relacionada con la física teórica. Su reacción habitual era reformular las preguntas que yo le había hecho inicialmente y, bastante a menudo, mis maravillosas ideas se evaporaban con rapidez.

Van Kampen estaba irritado por la forma poco escrupulosa con que se utilizaban las ecuaciones de dispersión para «probar» propiedades de partículas que ciertamente no se podían entender de esa manera. Él abandonó el tema y al final se demostró que la teoría de la matriz-S era insuficiente para entender cuantitativamente las propiedades de las partículas. No se pudieron deducir las simetrías, y los quarks seguían siendo un misterio.

Si realmente se desea entender la estructura de las partículas fundamentales, hay que incluir otro ingrediente en las teorías matemáticas: la estructura de simetría observada y las leyes de conservación asociadas que gobiernan las partículas. Como regla

general se puede establecer que cada ley de conservación (conservación de la energía, de la extrañeza, del número bariónico o lo que sea) se corresponde siempre a una «simetría» en el sistema de partículas. Esta ley había sido descubierta en 1918 por la eminente matemática Emmy Noether (1882-1935) como una propiedad de las ecuaciones de campo.

Cuando una carga eléctrica (un ejemplo de magnitud que se conserva) se mueve de un lugar a otro, se produce lo que llamamos una corriente eléctrica. Todas las demás magnitudes que se conservan, tales como la extrañeza y el isoespín, también deberían producir «corrientes» similares y uno podría intentar describir esas corrientes con precisión. Esta descripción combinada con la teoría de la matriz-S condujo a lo que se conoció con el nombre de «álgebra de corriente», que pronto generó interesantes resultados como, por ejemplo, la misteriosa desintegración de los piones cargados. Estas partículas prácticamente siempre se desintegran en un muón y en un (anti-) neutrino muónico, y casi nunca en un electrón (o positrón) con el correspondiente neutrino electrónico. Pero, ¿por qué esto es así? Después de todo, el electrón se parece al muón tanto como si fuera su hermano gemelo (más ligero).

La razón de esta preferencia por los muones en la desintegración del pión resultó ser que esta desintegración se puede atribuir completamente a una clase de corriente que ocurre en el interior del pión (la llamada corriente vectorial axial), que a su vez produce una corriente de electrones, muones y neutrinos. Las expresiones matemáticas nos dicen exactamente cómo ocurre todo esto. Cuando

un pión se desintegra en leptones, la corriente vectorial axial se apaga y se enciende la corriente leptónica, que se puede interpretar como un chaparrón de pares de leptones. Uno puede calcular con precisión la probabilidad de que se produzca un par leptónico concreto con las orientaciones de espín permitidas, y resulta que esta probabilidad es proporcional al cuadrado de la masa del leptón cargado. El muón es unas doscientas veces más pesado que el electrón y, por lo tanto, la eficiencia de la desintegración de un pión en un muón y su antineutrino es 200 × 200 = 40 000 veces mayor que la desintegración del electrón.

Con álgebra de corrientes se han podido explicar muchas de estas relaciones en las propiedades de las partículas. En particular, la mayoría de las desintegraciones débiles se pueden calcular con exactitud suponiendo que las corrientes en el interior de todas las partículas que se desintegran son básicamente la misma. Sin embargo, parece que no todas las partículas se pueden explicar de esta manera. Como dije antes, los hadrones se comportan más o menos como bolas de billar que pueden chocar unas contra otras. ¿Qué tamaño y qué dureza tienen esas bolas de billar? ¿Con qué intensidad se atraen o repelen? Parecía imposible contestar a todas esas preguntas. ¿Habría que volver a las teorías de campo después de todo?

La teoría que teníamos para la interacción débil era la que propuso inicialmente Enrico Fermi en 1934. Él había deducido la expresión más general que da lugar al tipo de transiciones que se ven en los procesos de interacción débil. La fórmula permitía muchas

posibilidades diferentes que se pudieron eliminar una a una por comparación con los datos experimentales. Finalmente, una vez resueltos algunos mal entendidos y afirmaciones falsas, sólo quedó una expresión matemática, que fue descubierta independientemente por George Sudarshan, Robert Marshak y, por otro lado, por Richard Feynman y Murray Gell-Mann. Implica que en todas las partículas se puede encontrar un tipo de corriente que induce otra corriente en el mismo punto, y que esta nueva corriente produce las partículas en las cuales las primeras pueden descomponerse. Por desgracia, esta «teoría corriente-corriente» seguramente no sería renormalizable. El que una corriente induzca a otra corriente únicamente en el mismo punto se puede entender como resultado de una fuerza muy parecida a la electromagnética, pero con un alcance extremadamente corto. La teoría ciertamente incluye polarización del vacío, pero añade a las fuerzas de la partícula desnuda otras que son diferentes de las originales y que siguen siendo infinitas. Ahora bien, lo que no sabemos es cómo redefinir las propiedades de las partículas denudas de tal manera que los infinitos se cancelen. Esencialmente esto significa que si se quiere que la teoría produzca resultados finitos, con sentido, y se quiere calcular las correcciones necesarias, hay que añadir nuevas fuerzas desconocidas. Esto añade cada vez más incógnitas al cálculo y conduce a una respuesta final completamente vacía: simplemente no hay manera de estimar la intensidad de todas esas fuerzas correctivas.

Algunos investigadores cometieron entonces un error, que más tarde se repetiría en numerosas ocasiones (¡incluso hasta hoy en día!) y que consiste en pensar que había ciertos fallos en los métodos matemáticos. Escribiendo las ecuaciones de una forma distinta, colocando los términos correctivos en diferente orden y así sucesivamente, esperaban mejorar la teoría de tal manera que se obtuvieran resultados razonables. Se pensó, erróneamente, que las matemáticas pueden transformar malas ecuaciones en buenas ecuaciones, pero esto nunca ocurre. Simplemente, no había ninguna razón para suponer que partíamos de las ecuaciones correctas.

Resultó que sólo quedaba un último cabo por atar: la búsqueda de una teoría de campo renormalizable para la interacción débil, en la que uno empiece con un número pequeño de campos «fundamentales» a partir de los cuales los demás se puedan construir por combinación. También se podía decir que postulamos un número de partículas «fundamentales» a partir de las cuales se pueden construir todas las demás.

La mayoría de los físicos de partículas consideraron que esas ideas estaban pasadas de moda y sólo unos pocos incondicionales seguían dándoles vueltas. La mayoría veía el procedimiento de la renormalización artificial y feo. ¿Por qué algunas partículas son fundamentales y otras no? Y, lo que es más, no queríamos una teoría en la cual los cálculos sólo se pudieran hacer por aproximaciones sucesivas y las fuerzas infinitas se cancelasen entre sí. Lo que queríamos era, de una vez, una teoría exacta.

Si leemos los artículos publicados en la década de 1960, nos sorprenderá comprobar que cualquiera que hablase acerca de la renormalización generalmente empezaba su discurso con una larga disculpa: se suponía que, probablemente, la renormalización era un callejón sin salida, pero, quién sabe, quizá al final estas ideas pudieran ser útiles para algo.

El CERN, el Centro Europeo para la Investigación (Sub-)nuclear cerca de Ginebra, no consiste solamente en inmensos laboratorios donde los físicos pueden indagar en los constituyentes de la materia, sino que también tiene una sección teórica. Allí trabajaban teóricos que, siguiendo muy de cerca los experimentos, comprendieron que las fuerzas infinitas que se cancelaban unas a otras eran una realidad ineludible en los cálculos detallados que hacían rutinariamente para entender los experimentos.

En 1969, Sheldon L. Glashow (lo volveremos a encontrar), John Iliopoulos y Luciano Maiani, publicaron un artículo en el CERN cuya importancia no fue reconocida de inmediato, pero que jugaría un papel predominante en lo que iba a ocurrir. Ellos notaron que si introducían junto a los quarks conocidos —u, d y s— un cuarto, las fuerzas infinitas parecían cancelarse mutuamente mucho mejor que antes (aunque la teoría seguía siendo no renormalizable). Este cuarto quark ya había sido sugerido por Glashow y James D. Bjorken. Habían visto que la simetría resultante era tan atractiva que decidieron llamar al nuevo quark «encanto»²². Iliopoulos y Maiani adoptaron con gusto este nombre porque «encanto», después

-

²² Traducción de *charm*, por cuya inicial, *c*, se le conoce (N. del t.).

de todo, también significa «encantamiento», como si las fuerzas infinitas se cancelasen entre sí por arte de magia.

Pero el mecanismo GIM, como se lo denominó, no implicaba realmente una teoría renormalizable de la interacción débil. Había una persona que estaba completamente empeñada en descubrir cómo elaborar una teoría completamente renormalizable. Martinus Veltman, que había sido nombrado recientemente profesor de física teórica en la Universidad de Utrecht, recelaba de las teorías matemáticas abstractas. Él quería una aproximación pragmática para averiguar lo que sucedía en realidad en estas partículas elementales. Él decía que antes de llegar a Utrecht nadie sabía lo que era un kaón. Esto iba a cambiar. Veltman iba frecuentemente al CERN y a París para aprender y discutir. ¿Por qué estas fuerzas infinitas se cancelan tan bien? ¿Por qué, a pesar de las fuerzas infinitas, los efectos de la interacción débil satisfacen tan perfectamente las leyes del álgebra de corrientes? ¿Por qué el muón se parece tanto al electrón? ¿Cómo funciona el mecanismo GIM? Veltman discutió profundamente estas cuestiones con John Bell en el CERN sopesando los diferentes argumentos entre ellos.

Cuando yo acabé mis exámenes en Utrecht, quise continuar como estudiante graduado en partículas elementales. Mi tío estaba trabajando en un campo diferente en física teórica, y Veltman fue mi profesor.

Voy a introducir a Veltman con una pequeña anécdota que demuestra que estaba tan familiarizado con la teoría de la gravedad como con los detalles de la técnica moderna. Lo dejó ver en una ocasión en la que él era una de las últimas personas que entraba en un ascensor que ya estaba lleno de gente. Cuando apretaron el botón, sonó la alarma y empezó a parpadear una señal: ¡sobrepeso! Como Veltman era la persona de mayor peso en el ascensor y uno de los últimos en entrar, todos los ojos recayeron sobre él. Pero Veltman no quiso salirse del ascensor. «¡Cuando yo diga "ya", dadle al botón!», dijo. Flexionó sus rodillas y dio un salto, bastante más alto de lo que uno podía esperar para una persona de su estatura. «¡YA!», gritó, y el ascensor arrancó. Cuando volvió a caer sobre el suelo, la máquina había ganado suficiente velocidad para poder mantenerse en movimiento²³.

En cualquier caso, yo empecé a estudiar teoría de campos. La gente le decía a Veltman que él y sus estudiantes estaban desempolvando una parte de la física vieja y desierta. En los próximos capítulos se verá lo vieja y lo desierta que estaba.

²³ Yo iba en el ascensor.

-

Capítulo 10

La bonanza Yang-Mills

Tenemos que regresar a 1954, a una época en la que el gran éxito de la teoría de las fuerzas electromagnéticas entre las partículas era todavía reciente. Los científicos aún buscaban en la física principios universales, simples y elegantes, antes de los descorazonadores descubrimientos de las numerosas familias de partículas que estaban por llegar.

Todos los aspectos de las fuerzas electromagnéticas entre partículas se pueden deducir de las ecuaciones que describen los campos eléctrico y magnético. Éstos son campos vectoriales. Un «vector» es una magnitud que se caracteriza no sólo por su intensidad sino también por su dirección, y para su descripción se necesitan varios números (típicamente tres). «Campo» significa que esos números pueden tomar diferentes valores en diferentes puntos del espacio y del tiempo. La velocidad del viento en la atmósfera se puede considerar como un campo vectorial. Para determinar el viento, primero hay que indicar cuánto aire se está moviendo hacia el norte (si se mueve hacia el sur le ponemos signo menos al número); en segundo lugar, se determina el movimiento este-oeste; y, finalmente, se da otro número que corresponde a la componente vertical.

El campo electromagnético se define con seis componentes, que no se pueden elegir libremente, porque son números interrelacionados a través de las «ecuaciones de campo», de igual manera que las componentes de la velocidad del viento están relacionadas con la distribución de presión en los alrededores. Si se conoce la presión del aire, se puede calcular la velocidad del viento en todas las direcciones. Algo así tenemos para el campo electromagnético: se puede introducir el campo *potencial* eléctrico que, igual que la presión del aire, queda definido por un solo número, no por tres. Pero si los campos dependen del tiempo, y si hay campos magnéticos, también se necesita un *campo potencial vector*. Así, todos juntos suman cuatro campos potenciales. Los matemáticos pueden trabajar con vectores de cuatro componentes tan fácilmente como con vectores de tres componentes y, así, tomamos esos campos potenciales juntos y hablamos del «potencial 4-vector». Si se conoce el potencial 4-vector en todas partes, se pueden deducir las seis componentes del campo eléctrico y magnético.

Hay, sin embargo, algo extraño en el potencial 4-vector, y es que no es directamente observable. Dicho con más precisión, se pueden utilizar muchos campos potencial 4-vector diferentes que generan los *mismos* campos electromagnéticos y, por lo tanto, son indistinguibles para un experimentador. Por ejemplo, si a la Tierra se le suministrase un voltaje de 100 000 voltios y a los dos agujeros de mi enchufe eléctrico voltajes de 100 000 voltios y 100 120 voltios respectivamente, mi lavadora de 120 voltios (o 240 voltios) funcionaría perfectamente y yo no me electrocutaría.

Se podría sugerir que tal arbitrariedad podría hacer que el potencial 4-vector fuera prácticamente inútil, pero, de hecho, es lo contrario. Las ecuaciones de movimiento de las partículas elementales se hacen mucho más sencillas y más elegantes si se utiliza este

potencial 4-vector. La arbitrariedad es lo que llamamos «invariancia gauge», que no hace ningún daño.

En la práctica, la invariancia gauge es bastante conveniente. Si, por ejemplo, se realiza un cálculo complicado y nos queremos asegurar de que no se ha cometido ningún error, la invariancia gauge es una buena manera de comprobarlo todo: simplemente se cambia el potencial 4-vector de esa manera invisible. Esto es lo que se conoce como *transformación gauge*. El resultado final (el tipo de partículas que se han producido, su número y la dirección) no debe cambiar en absoluto o también podría ser que alteremos los *nombres* de esas partículas, pero que sigan siendo en un experimento indistinguibles de las anteriores. Volviendo al ejemplo de la lavadora, si calculo cuánto ruido hace cuando funciona, el resultado no debe cambiar si yo añado 100 000 voltios a ambos orificios del enchufe eléctrico.

La invariancia gauge es un asunto clave en la teoría de la electrodinámica cuántica. Un principio similar se puede encontrar también en la teoría de la gravitación de Einstein. Ahí son las coordenadas de los puntos en el espacio y el tiempo las que se pueden elegir libremente. Pero los fenómenos físicos observados por alguien que realiza un experimento no pueden depender de las etiquetas que pongamos a los puntos en el espacio y el tiempo.

La invariancia gauge era un principio tan importante en las dos únicas fuerzas bien entendidas en 1954, que era natural intentar construir «teorías gauge» similares para las otras fuerzas. Este fue exactamente el punto de partida de un cálculo muy elegante presentado ese año por Chen Ning Yang junto con su joven

colaborador Robert Mills. Más tarde se descubrió que otros habían tenido la misma idea. Ronald Shaw, un estudiante de Abdus Salam en Cambridge, Inglaterra, casi había completado su tesis cuando apareció el artículo de Yang-Mills. Los resultados que había descrito en uno de los capítulos de su tesis eran prácticamente los mismos, pero nunca fueron publicados. Aparentemente, Shaw aceptó que alguien le hubiera vencido. Los científicos de nuestra época no siempre son tan buenos perdedores; en esas circunstancias, a menudo intentan que su trabajo se publique rápidamente de cualquier manera, sólo para poder reclamar más tarde que ellos han realizado el descubrimiento «independientemente». Igual que los jugadores de fútbol, parece que los científicos también se han hecho más agresivos en estos tiempos.

Lo que Yang y Mills propusieron fue extender el conjunto de posibles transformaciones gauge. Esto se puede llevar a cabo si se añaden más componentes al potencial 4-vector. El primer caso interesante es un campo potencial con *doce* componentes en lugar de cuatro. En ese mundo hay tres clases de campos eléctricos y tres clases de campos magnéticos: los *campos de Yang-Mills*.

Fue difícil encontrar argumentos sólidos a favor de la propuesta de Yang y Mills. Su trabajo no puede ser considerado un intento de explicar algo del comportamiento de las partículas conocidas hasta ese momento. Sus cálculos se refieren a un «mundo soñado» de una simplicidad y abstracción poco realistas. Es un tipo de ejercicio que se está haciendo más y más habitual en física teórica y que se debe considerar como una forma de ensayar y optimizar nuestro aparato

matemático. Deberíamos hablar, entonces, de un «modelo» y, por el contrario, reservar la palabra «teoría» para los casos en los que el modelo pretenda ser una descripción (posiblemente idealizada) del mundo real. Desgraciadamente, las palabras «modelo» y «teoría» se confunden a menudo en las publicaciones modernas. Los autores muchas veces prefieren llamar a lo que están haciendo una «teoría», aunque no hayan intentado en lo más mínimo imaginarse a qué se refiere en el mundo real.

¿Podría aplicarse el modelo de Yang-Mills a algo en el mundo real? Resultó que en este mundo soñado de Yang-Mills había tres clases de fotones. Uno de ellos es más o menos un fotón normal y los otros dos están cargados eléctricamente, uno con carga positiva y otro negativa. Pero realmente los tres son iguales en el sentido de que por transformaciones gauge unos se convierten en los otros.

Entonces, la pregunta es: ¿existen las partículas eléctricamente cargadas que puedan ser identificadas como fotones de Yang-Mills? De ninguna manera, como tuvieron que admitir inmediatamente Yang y Mills. Los fotones eléctricamente cargados debían tener espín 1, igual que un fotón ordinario, pero su masa en reposo debía ser nula. Pero muy ligeras o con mucha masa, de un enchufe eléctrico salen partículas eléctricamente cargadas en cantidades enormes. Si producir estas partículas cuesta tan poca energía, se podrían generar espontáneamente e intentar neutralizar cualquier campo eléctrico que exista en cualquier parte.

Las partículas eléctricamente cargadas con espín 1 existen, pero tienen masa. El ejemplo mejor conocido es la resonancia-rho (p) con

una masa de 770 MeV. Esta partícula no había sido descubierta todavía en 1954, pero se sospechaba su existencia. Hay resonancias con carga eléctrica ρ^+ y ρ^- y una variedad neutra, ρ^0 . ¿Se podría modificar ligeramente la teoría añadiendo unos pocos términos a las ecuaciones de campo, de manera que el fotón de Yang-Mills en lugar de tener masa nula tuviera una masa de 770 MeV? Cuando Yang y Mills lo intentaron, pronto descubrieron que en este caso se perdía la invariancia gauge, lo que es un mal asunto porque sería muy dudoso que una teoría mutilada de esta manera pudiera estar libre de inconsistencias. Al principio, la propuesta de Yang-Mills fue interesante, pero se desechó rápidamente por tener poca relevancia directa.

A pesar de ello, el artículo de Yang-Mills siguió jugando un papel investigadores Muchos importante. comprendieron importancia que podía tener esa idea fundamental, que daba lugar a ecuaciones maravillosas con el único inconveniente de que nadie sabía lo que representaban. Por ejemplo, Gell-Mann se había inspirado claramente en esta teoría cuando sugirió la hipótesis del quark, y la fórmula de Feynman y Gell-Mann para la interacción débil parecía señalar claramente un tipo de principio de Yang-Mills. Esto es lo que Martinus Veltman estaba discutiendo con John Bell en Ginebra a finales de la década de 1960. ¿Por qué la interacción débil parecía ser tan universal para todos los tipos de partículas? ¿Es simplemente una coincidencia que la carga eléctrica de todas las partículas sea también universal? (sólo algunas, muy pocas, tienen exactamente el doble de esta unidad de carga). Con la construcción de Yang-Mills podríamos entender todo esto mucho mejor; después de todo, la teoría de Yang-Mills es una extensión directa de la teoría del electromagnetismo. Análogamente al electromagnetismo, la interacción débil actúa sobre una carga que parece obedecer una ley de conservación. A su vez, la carga eléctrica sólo aparece en múltiplos enteros de una carga universal, la del electrón, que es una característica más propia de un sistema de Yang-Mills extendido que de una teoría puramente electrodinámica. Parecía como si lo que faltara fuera unificar en una teoría el electromagnetismo y la interacción débil basándose en el formalismo de Yang-Mills .

Al mismo tiempo, un físico en el CERN había resuelto otro problema. Siempre que se medía la interacción débil para los hadrones, ésta resultaba ser unos pocos tantos por ciento menos intensa que en los leptones. ¿Es que esta interacción es aproximadamente, pero no del todo, universal? ¿Cómo puede ser esto? En 1963, Nicola Cabibbo descubrió la razón de esta discrepancia²⁴. Calculó que los hadrones ordinarios tienen que compartir esta fuerza con hadrones *extraños*. Es como si esta fuerza sobre los hadrones estuviera ligeramente desalineada y esta desalineación es la razón por la que los hadrones con extrañeza se puedan transformar también en partículas sin extrañeza a través de la interacción débil, mientras que los hadrones no extraños tienen que conformarse con el resto de la fuerza, que es, por lo tanto, unos pocos tantos por ciento menor.

-

 $^{^{24}}$ El fundamento de su argumentación ya había sido sugerido unos años antes por Gell-Mann y Maurice Lévy en una nota a pie de página de una publicación acerca de un modelo de partículas con interacción débil.

Veltman decidió que al menos *algo* de esta teoría de Yang-Mills *tenía* que ser correcto. Bastaría con que, de alguna forma, estos fotones cargados tuvieran masa. Un principio generalmente válido es que si una partícula encargada de transmitir una interacción («mediadora de la interacción») tiene una cierta masa, entonces la interacción transmitida por esta partícula tiene alcance limitado. Cuanto mayor sea la masa menor es el alcance. De acuerdo con la teoría de la interacción débil de Gell-Mann y Feynman, una corriente débil genera instantáneamente y en el mismo punto otra corriente débil, como si la interacción fuera activa con un alcance extremadamente corto. Se sabía que la partícula mediadora de esta interacción podía ser una versión muy *pesada* del fotón. Esta era la «teoría del vector bosón intermediario» para la interacción débil. Tenía que ser muy pesado, eléctricamente cargado y con espín 1, era la partícula llamada *W*⁺ y su antipartícula, *W*⁻.

Así, cada proceso de la interacción débil se podía ver como el resultado de dos interacciones sucesivas. Primero se produce la transición de una partícula a otro miembro del multiplete al que pertenece (por ejemplo, un neutrón se transforma en un protón) y en ese punto se produce una partícula W. Como la masa de esta W es muy grande y la energía liberada en la transición es generalmente demasiado pequeña para producir esta partícula W, ésta sólo puede existir durante una brevísima fracción de tiempo, durante la cual aún puede sufrir una segunda interacción. Puede ser absorbida por otra partícula que, a su vez, experimentaría una transición similar a otro miembro de su multiplete, o también puede

desintegrarse en una partícula y en su antipartícula, por ejemplo un electrón (e) y un antineutrino (v_e); ver figura 11 (b).

¿Qué sucede si modificamos las ecuaciones de Yang-Mills para dotar de masa a los fotones cargados? En este caso la invariancia gauge es *aproximadamente* correcta. Este es un comportamiento bastante frecuente en la naturaleza. Hay toda clase de simetrías que solamente son aproximadamente correctas. Tenemos, por ejemplo, la simetría de isoespín de acuerdo con la cual los protones y los neutrones pueden ser tratados como iguales, aunque no lo sean *exactamente*.

Las ecuaciones de Yang-Mills que Veltman decidió investigar contenían dos tipos de términos: esos que eran invariantes gauge y sólo un término que no lo era. El sistema resultante ya había sido estudiado por Richard Feynman, aunque por motivos bastante diferentes.

Para ver lo que hizo, tenemos que regresar a 1961. Como ya se sabía en esa época, uno de los problemas más dificiles en la física teórica de partículas, quizá *el* problema más dificil, era compaginar las leyes de la mecánica cuántica con las de la relatividad general de Einstein, y Feynman quiso volver a intentarlo. ¿Lo hubiera hecho si hubiera sabido que, aún hoy, el problema está sin resolver? En cualquier caso, él descubrió rápidamente que incluso los cálculos más sencillos de la teoría de la gravedad daban lugar a expresiones extraordinariamente complicadas. Esta vez fue Gell-Mann el que sugirió algo útil a Feynman: ¿Por qué no lo intentas primero con la teoría de Yang-Mills, que es técnicamente mucho más fácil y la

propiedad más importante, la invariancia gauge, se parece mucho a la invariancia de coordenadas de la teoría de la gravedad? Exactamente igual que la teoría de Yang-Mills, la gravedad tiene sus bosones gauge, los gravitones. Estas «partículas mediadoras de la interacción», tanto el gravitón como los bosones de la teoría de Yang-Mills, no tenían masa y se propagaban con la velocidad de la luz.

Así Feynman se interesó por la teoría de Yang-Mills. Que los bosones gauge no tuvieran masa era una incomodidad para Feynman, que no vio ningún inconveniente en darles una masa «pequeñísima». Feynman, sin muchos escrúpulos, añadió un pequeño término de masa a sus partículas —el mismo término que Gell-Mann consideraría más tarde— y empezó los cálculos. Feynman, que era un verdadero experto en simplificar cálculos y argumentos complicados, descubrió que las leyes se podían simplificar añadiendo lo que él llamo «partículas fantasma». Si las partículas colisionan, el resultado final, el «estado final», es consecuencia de muchas interacciones intermedias. Si se agrupan varios términos juntos de una forma especial, parece que hubiera creación y posterior aniquilación de partículas extra. Pero estas partículas son fantasmas porque después de la colisión sólo permanecen las que un experimentador puede observar, las partículas «físicas».

Feynman no concluyó su trabajo. Descubrió que después de la primera serie de términos correctivos, la siguiente serie hacía que las cosas se complicaran muchísimo. La única publicación de este

trabajo fue consecuencia de una serie de charlas que dio en Polonia en 1962, cuyas notas fueron escritas por un estudiante y aparecieron en la revista científica *Acta Physica Polonica*. No era fácil deducir de esas notas cómo había obtenido Feynman sus resultados.

Entre los que asistieron a esas charlas polacas estaba Bryce DeWitt (un americano con antepasados obviamente holandeses), que no se interesaba mucho en el problema de Yang-Mills, sino en la gravitación cuántica. Es interesante leer en las actas de la reunión cómo DeWitt trató de persuadir a Feynman para que diera los detalles de sus cálculos. En opinión de Feynman, tenía poco sentido escribir en la pizarra fórmulas largas y complicadas si nadie podía seguirlas, pero DeWitt insistió y finalmente Feynman cedió: «Yo puedo poner en la pizarra todo tipo de fórmulas ininteligibles, como cualquier otro», dijo, y entonces empezaron los detalles realmente interesantes.

Lo que sucedió a continuación fue que DeWitt terminó entendiendo muy bien lo que Feynman había hecho, continuó donde Feynman se había atascado, mejoró la técnica y encontró las reglas de cálculo adecuadas para las correcciones sucesivas a todos los órdenes. En 1964, publicó solamente los resultados finales, que llamaron poco la atención por lo difícil que era entenderlos. Además, como se descubrió más tarde, los resultados no eran totalmente correctos. En 1967, DeWitt publicó la derivación completa, pero en forma de tres artículos, tan largos y detallados que todo el mundo perdía el valor antes de empezar a leerlos. Hasta mucho más tarde no

llegamos a comprender cómo había obtenido las leyes correctas; en esos artículos había técnicas sorprendentemente parecidas a los métodos más modernos introducidos mucho más tarde.

Mientras tanto, otros habían empezado a interesarse por el problema de la gravedad Yang-Mills. Stanley Mandelstam, en California, abordó la cuestión desde una perspectiva muy diferente. Decía tener un nuevo formalismo para la gravedad y la teoría de Yang-Mills, del que se derivaban las reglas y también las partículas fantasmas de Feynman. Había también otros grupos en la URSS. En Moscú, varios científicos estaban haciendo progresos, y en Leningrado, Ludwig D. Faddeev y Victor N. Popov obtuvieron prácticamente las mismas reglas que Mandelstam. Sus argumentos parecían muy formales (y, por lo tanto, sospechosos a los ojos de Veltman), pero su primer artículo era corto, muy claro y fácil de entender.

Ya podíamos trabajar con esto, pero aún no estaba todo en orden. Las reglas de Mandelstam no eran exactamente las mismas que las de los rusos, y en ambos casos diferían de las de Feynman en un factor dos. «¡A quién le importa un factor dos!», diría Feynman más tarde (no era propio de su carácter preocuparse por detalles tan pequeños). Hoy sabemos que esta diferencia procedía que la teoría de Feynman, con su término de masa, era fundamentalmente diferente de la de DeWitt, Mandelstam y los rusos, y que ese término fue la causa de que Feynman no fuera capaz de continuar. También quedó claro que hay una diferencia fundamental entre la teoría de la gravedad y la de Yang-Mills. Las ecuaciones de la teoría

de Yang-Mills eran evidentemente renormalizables, mientras que esto no se podía hacer nunca con la gravedad. En la gravedad se necesitaría una serie infinita de contra-fuerzas infinitas y mientras no fuéramos capaces de entender la naturaleza física de esas fuerzas, no podríamos construir una teoría potente. En consecuencia, vamos a dejar la teoría de la gravedad, por ahora, y volveremos al sistema de Yang-Mills.

Lo que Veltman quería era una teoría de Yang-Mills que incluyera un término de masa y que pudiera ser renormalizable. Éste era exactamente el modelo que Feynman propuso y que no pudo terminar de resolver, frente a los demás modelos que suponían la masa estrictamente nula. Veltman sabía que los únicos términos que se podían implementar con el procedimiento de Feynman eran los correspondientes a la primera aproximación. Esos términos sugerían que la teoría sería efectivamente renormalizable. Después de todo, el término de masa que Feynman había añadido parecía bastante inocente. Pero lo que los otros habían hecho parecía inaplicable en este caso. Veltman se encontraba en un buen lío, no porque las ecuaciones fueran difíciles, sino porque eran muy largas. Pero tenía que ser posible realizar las manipulaciones pesadas y aburridas con una computadora. De hecho, las correcciones de orden superior tenían que deducirse sin ambigüedad de la teoría. Todo lo que había que hacer era aplicar las «relaciones de dispersión» que he mencionado en el capítulo 9.

Veltman desarrolló alguno de los primeros programas de cálculo algebraico para ordenador, pero cuando, al final, se consiguió que

éstos funcionasen sin errores vino la decepción: las fuerzas infinitas no se cancelaban. Es decir, la «teoría de Yang-Mills con masa» no es renormalizable y es, por lo tanto, inútil como teoría para la interacción débil.

¿Por qué algunas teorías para las partículas elementales son renormalizables y otras no lo son? Para aclarar la situación, recordemos el capítulo 1. Allí resaltábamos que se puede observar el mundo a través de una lupa y que entonces el mundo de lo pequeño parece una réplica del mundo de las cosas grandes. Lo mismo ocurre con las partículas elementales, a pequeña escala las partículas se comportan casi de la misma manera que a escala grande (aunque siempre por debajo del tamaño del núcleo atómico). Las fuerzas electromagnéticas, por ejemplo, siguen satisfaciendo las mismas ecuaciones. Lo que a escala mayor parece ser una partícula «desnuda», cuando se ve a través del «microscopio» resulta estar rodeada de otras partículas parecidas a los fotones. Para poder ver al microscopio una partícula que esté desnuda hay que desvestirla aún más. Así es como funciona la renormalización: el concepto de partícula «desnuda» es relativo. En la práctica, una teoría es renormalizable si una partícula vestida satisface las misma leyes que una partícula desnuda vista al microscopio.

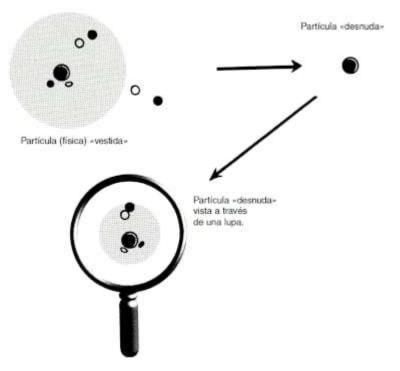


Figura 9.

Lo único que no resulta ser lo mismo cuando se mira a través del microcopio (o, en la jerga de la física teórica, cuando se realiza una transformación de escala) es la masa de la partícula. Esto se debe a que el *alcance* de la fuerza parece mayor a través del microscopio y, por lo tanto, la masa de la partícula parece ser menor. Nótese que esta situación es la opuesta a la que se presenta en la vida corriente donde un grano de arena parece mayor —¿más pesado, por lo tanto?— cuando se observa con un microscopio.

Una consecuencia de todo esto es que en una teoría de Yang-Mills el término de masa parece desaparecer cuando se realiza una transformación de escala, lo que implica que a través del microscopio se recupera la invariancia gauge. Esto es lo que causa la dificultad con la que se enfrentó Veltman. ¿Se puede observar

directamente el potencial vector de Yang-Mills? Parece que puede observarse en el mundo de las cosas grandes, pero no en el mundo de lo pequeño. Esto es una contradicción y es la razón por la que este esquema nunca ha podido funcionar adecuadamente.

Capítulo 11

El vacío superconductor: la máquina de Higgs-Kibble

¡Había una salida! Pero ésta procede de una rama muy diferente de la física teórica, la física de los metales a muy bajas temperaturas. A esas temperaturas, los «fenómenos cuánticos» dan lugar a efectos muy sorprendentes, que se describen con teorías cuánticas de campos, exactamente iguales a las que se utilizan en la física de partículas elementales. La física de partículas elementales no tienen nada que ver con la física de bajas temperaturas, pero las matemáticas son muy parecidas.

En algunos materiales, el «campo» que se hace importante a temperaturas muy bajas podría ser el que describe cómo los átomos oscilan alrededor de sus posiciones de equilibrio, o el que describe a los electrones en este tipo de material. A temperaturas muy bajas nos encontramos con los «cuantos» de esos campos. Por ejemplo, el «fonón» es el cuanto del sonido. Su comportamiento recuerda al fotón, el cuanto de la luz, salvo que los números son muy diferentes: los fonones se propagan con la velocidad del sonido, a cientos o quizá miles de metros por segundo, y los fotones lo hacen a la velocidad de la luz que es de 300 000 km/s, ¡aproximadamente un millón de veces más deprisa! Las partículas elementales en las que estamos interesados generalmente tienen velocidades cercanas a las de la luz.

Uno de los «fenómenos cuánticos» más espectaculares que tienen lugar en los materiales muy fríos es la llamada *superconductividad*,

fenómeno consistente en el hecho de que la resistencia que presenta ese material al paso de la corriente eléctrica se hace cero. Una de las consecuencias de este estado es que el material no admite la más mínima diferencia de potencial eléctrico, porque ésta sería inmediatamente neutralizada por una corriente eléctrica «ideal». El material tampoco admite la presencia de campos magnéticos porque, de acuerdo con las ecuaciones de Maxwell, la creación del campo magnético está asociada con una corriente eléctrica resistencia inducida. a1 neutralizaría que no encontrar completamente el campo magnético. Por lo tanto, en el interior de un superconductor no se puede crear ni un campo eléctrico ni magnético. Esta situación sólo cambia si las corrientes inducidas elevadas. como ocurre cuando se son somete superconductor a los campos de imanes muy potentes y que perturban el material. No siendo capaz de resistir una fuerza tan brutal, pierde la superconductividad y se rinde permitiendo la existencia de un campo magnético en su interior.

¿Pero, qué tiene que ver un superconductor con las partículas elementales? Bien, un material superconductor se puede entender como un sistema en el cual el campo electromagnético es un *campo de muy corto alcance*. Está siendo apantallado y, sin embargo, es un campo de Maxwell, un campo gauge. ¡Esto es lo que hace interesante un superconductor para alguien que quiera describir la interacción débil entre partículas como una teoría gauge! ¡Qué característica tan bella de la física teórica! Se pueden comparar dos

mundos completamente diferentes simplemente porque obedecen a las mismas ecuaciones matemáticas.

¿Cómo funciona un superconductor? La verdadera causa de este fenómeno peculiar la descubrieron John Bardeen, Leon N. Cooper y John R. Schrieffer (por lo que recibieron el premio Nobel en 1972). Los electrones de un trozo sólido de material tienen que reunir al mismo tiempo dos condiciones especiales para dar lugar a superconductividad: la primera es *apareamiento* y la segunda *condensación de Bose*.

«Apareamiento» significa que los electrones forman pares y actúan en pares, y los que producen la fuerza que mantiene los pares unidos son los fonones. En cada par, los electrones rotan alrededor de su propio eje, pero en direcciones opuestas, de manera que el par (llamado «par de Cooper»), en su conjunto, se comporta como si no tuviera rotación («momento angular»). Así, un par de Cooper se comporta como una «partícula²⁵» con espín 0 y carga eléctrica –2.

La «condensación de Bose» es un fenómeno típicamente mecánicocuántico. Sólo se aplica a partículas con espín entero (bosones). Al igual que los lemmings²⁶, los bosones se agrupan juntos en el estado de menor energía posible. Recuérdese que a los bosones les gusta hacer, todos, la misma cosa. En este estado todavía se pueden mover, pero no pueden perder más energía y, en consecuencia, no sufren ninguna resistencia a su movimiento. Los

²⁵ Sorprendentemente, los electrones que forman el par están ligados muy débilmente. La situación recuerda a una pista de baile en la que se baila música pop muy rápida, donde es casi imposible reconocer a la pareja de cada uno. Schrieffer explicó más tarde por qué la teoría era tan difícil: porque hay que escribir la coreografía para una danza con más de un millón de millones de millones de parejas de bailarines.

²⁶ Pequeños roedores que habitan regiones al norte de los continentes Americano y Eurasiático, notables por sus migraciones periódicas y las regulares variaciones de la población (N. del t.).

pares de Cooper se mueven libremente, de manera que pueden crear corrientes eléctricas que no encuentran ninguna resistencia. Un fenómeno parecido tiene lugar en el helio líquido a muy bajas temperaturas. Aquí los átomos de helio forman una condensación de Bose y el líquido que forman puede fluir a través de los agujeros más pequeños sin la más mínima resistencia²⁷.

Como los electrones por separado tienen espín 1/2 no pueden sufrir una condensación de Bose. Las partículas cuyo espín es igual a un entero más un medio (fermiones) tienen que estar en estados cuánticos diferentes debido al principio de exclusión de Pauli. Esta es la razón por la que la superconductividad sólo se puede producir cuando se forman pares. Sí, comprendo que estas afirmaciones le sugerirán varias preguntas y me disculpo por adelantado, pero de nuevo he traducido fórmulas a palabras, lo que implica que el razonamiento pueda parecer poco satisfactorio. ¡Simplemente tome esto como una cierta «lógica cuántica» difícil de manejar!

Fueron el belga François Englert, el americano Robert Brout y el inglés Peter Higgs los que descubrieron que la superconductividad podría ser importante para las partículas elementales. Propusieron un modelo de partículas elementales en el cual partículas eléctricamente cargadas, sin espín, sufrían una condensación de Bose. Esta vez, sin embargo, la condensación no tenía lugar en el interior de la materia sino en el vacío. Las fuerzas entre las partículas tenían que ser elegidas de tal manera que se ahorrara más energía llenando el vacío de estas partículas que dejándolo

 27 Hay, sin embargo, una restricción a la *velocidad* de los átomos que fluyen, que debe permanecer por debajo de un cierto valor límite. Solamente cuando la velocidad es inferior a este límite, la resistencia es cero.

_

vacío. Estas partículas no son directamente observables, pero podríamos sentir este estado, en cuyo espacio y tiempo están moviéndose las partículas de Higgs (como se las conoce ahora) con la mínima energía posible, como si el espacio tiempo estuviera completamente vacío.

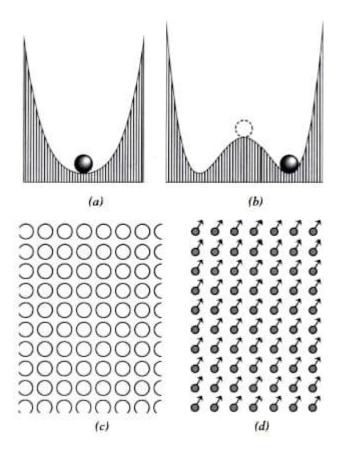


Figura 10. La simetría y la rotura espontánea de simetría. Un sistema de ecuaciones simétricas puede tener una solución simétrica estable (a), o también el sistema puede terminar en una solución asimétrica (b). Si un campo tiene una solución simétrica estable, el mundo que describe será simétrico (c), pero si la solución estable es asimétrica, todos los fenómenos en este mundo mostrarán también esta asimetría (d).

Las partículas de Higgs son los cuantos del «campo de Higgs». Una característica de este campo es que su energía es mínima cuando el campo tiene una cierta intensidad, y no cuando es nulo. Lo que observamos como espacio vacío no es más que la configuración de campo con la menor energía posible. Si pasamos de la jerga de campos a la de partículas, esto significa que el espacio vacío está realmente lleno de partículas de Higgs que han sufrido una «condensación de Bose».

Este espacio vacío tiene muchas propiedades en común con el interior de un superconductor. El campo electromagnético aquí también es de corto alcance. Esto está directamente relacionado con el hecho de que, en tal mundo, el fotón tiene una cierta masa en reposo.

Y aún tenemos una simetría gauge completa, es decir, la invariancia gauge no se viola en ningún sitio. Y, así, sabemos cómo transformar un fotón en una partícula «con masa» sin violar la invariancia gauge. Todo lo que tenemos que hacer es añadir estas partículas de Higgs a nuestras ecuaciones. La razón por la que el efecto de la invariancia gauge en las propiedades del fotón es tan diferente ahora es que las ecuaciones están completamente alteradas por la presencia del campo de Higgs en nuestro estado vacío. A veces se dice que «el estado vacío rompe la simetría espontáneamente». Esto no es realmente correcto, pero el fenómeno está muy relacionado con otras situaciones en las que se produce espontáneamente una rotura de simetría.

Higgs sólo consideró campos electromagnéticos «ordinarios», pero, desde luego, sabemos que el fotón ordinario en un vacío auténtico no tiene masa en reposo. Fue Thomas Kibble el que propuso hacer una teoría de Yang-Mills superconductora de esta forma, simplemente añadiendo partículas sin espín, con carga de Yang-Mills en vez de carga ordinaria, y suponer que estas partículas podían experimentar una condensación de Bose. Entonces, el alcance de las interacciones de Yang-Mills se reduce y los fotones de Yang-Mills se convierten en partículas con espín igual a 1 y masa distinta de cero.

¿Pero no fue ésta la solución ideal al problema del capítulo anterior? ¡Los fotones de Yang-Mills adquieren su masa y el principio gauge se sigue cumpliendo! Creo que había dos razones por las que, al principio, esta visión no recibió la atención que se merecía. Primero, porque la gente pensó que el esquema era feo. El principio gauge estaba ahí, pero ya no era el tema central. El campo de Higgs había sido puesto ahí «a propósito» y la partícula de Higgs, en sí misma, no era una «partícula gauge». Si se admitía esto, ¿por qué no introducir más partículas y campos arbitrarios? Estas ideas se consideraron como simples modelos con los que jugar, sin mucho significado fundamental.

En segundo lugar estaba lo que se llamó «teorema de Goldstone». Ya se habían propuesto antes modelos de partículas con «rotura espontánea de simetría», pero para la mayoría de esos modelos, Jeoffrey Goldstone había probado que siempre contenían *partículas sin masa y sin espín*. Muchos investigadores, por lo tanto, pensaron

que la teoría de Higgs también debía contener esa partícula de Goldstone, sin masa, y que esto era un inconveniente porque entre las partículas conocidas no había ninguna partícula de Goldstone²⁸. Incluso el propio Goldstone había advertido que el modelo de Higgs no satisfacía las condiciones para su demostración, así que no tenía que ser válido para este caso, pero todo el mundo estaba tan impresionado con las matemáticas del teorema que el modelo de Higgs-Kibble no tuvo éxito durante algún tiempo.

Y así el teorema de Goldstone se utilizó como «un teorema de imposibilidad»: si el espacio vacío no es simétrico, entonces no se puede evitar la presencia de partículas sin masa y sin espín. Ahora sabemos que, en nuestro caso, la letra pequeña invalida el teorema; las partículas de Goldstone se hacen invisibles debido a la invariancia gauge y no son más que las «partículas fantasmas» que encontró Feynman en sus cálculos. Además, recuerde que, como dije antes, el mecanismo Higgs no es una auténtica rotura espontánea de simetría.

Dos prestigiosos investigadores habían sugerido de forma independiente que se podían construir modelos realistas de partículas en los cuales, el sistema de Yang-Mills fuera responsable de la interacción débil y el mecanismo de Higgs-Kibble la causa de su corto alcance. Uno de ellos era el paquistaní Abdus Salam. Salam estaba buscando modelos estéticos de partículas y pensó que la belleza de la idea de Yang-Mills era razón suficiente para intentar construir con ella un modelo de interacción débil. La partícula

 $^{^{28}\,}$ ¡Las partículas de Goldstone casi existen, véase el siguiente capítulo!

mediadora de la interacción débil *tenía* que ser un fotón de Yang-Mills y el mecanismo de Higgs-Kibble la única explicación aceptable para que esta partícula tuviese una cierta cantidad de masa en reposo.

En una reunión subvencionada por el consorcio sueco Nobel en 1968, Salam expuso las ideas que había estado elaborando con su coautor John Ward. Su conferencia y la discusión posterior fueron publicadas, y poco después la cuestión que se convirtió en el centro de la discusión fue si la teoría era renormalizable. Intuitivamente, Salam creyó que la respuesta tenía que ser afirmativa, pero no pudo dar ningún detalle de la demostración.

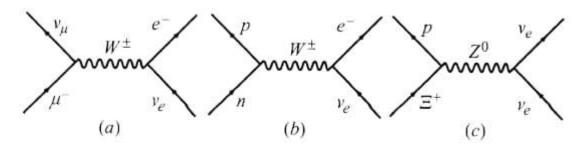


Figura 11. Los diagramas muestran cómo se produce la interacción débil mediante el intercambio de un bosón vectorial intermediario W-. En la parte (a), la transición $\mu^- + \nu_e \rightarrow \nu_\mu + e^-$ tiene lugar a través del estado intermedio $\nu_\mu + W^- + \nu_e$ o a través de $\mu^- + e^- + W^+$. Si se siguen las flechas en la dirección opuesta se ven las interacciones de las correspondientes antipartículas. El diagrama también muestra cómo μ^- puede desintegrarse en $\nu_\mu + e^- + \nu_e$ (el antineutrino). La parte (b) muestra la reacción $n \rightarrow p + e^- + \nu_e$, y la parte (c) cómo la partícula intermediaria neutra puede generar la desintegración de Σ^+ . Sin embargo, jeste último es un proceso que nunca ha sido observado!

Fue incapaz de formular las reglas de Feynman y tuvo que admitir que la teoría parecía estar llena de partículas fantasma que estaban a punto de estropearlo todo. Si se calculaba la producción de tales partículas, en algunos experimentos se obtenía o una «producción negativa» o que la energía se hacía negativa. Ambos resultados eran inaceptables para una teoría lógicamente coherente.

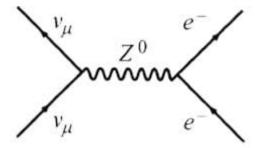


Figura 12. Los neutrinos muónicos sólo pueden chocar (elásticamente) con electrones si se intercambia una partícula neutra Z^0 .

El otro investigador que había llegado más o menos al mismo punto era el americano Steven Weinberg. Pero Weinberg dio un paso más al formular con mucho más detalle un modelo sencillo en el cual indicaba con precisión los campos que existían y cómo podían interactuar. Pero se limitó a los leptones. Weinberg comprendió que, junto al fotón ordinario, tenía que haber *tres* fotones de Yang-Mills pesados: uno cargado positivamente, uno cargado negativamente y otro neutro. En lo que se refiere a los fotones cargados, todo el mundo estaba de acuerdo en que éstos se necesitarían para describir la interacción débil; serían los famosos bosones vectoriales

intermediarios, W^+ y W^- . De acuerdo con Weinberg, sus masas tenían que ser mayores que 60 000 MeV. Pero solos, estos bosones vectoriales cargados eran suficientes para explicar *todos* los procesos de interacción débil que se conocían en esa época. Que aparte de ellos y del fotón ordinario, γ , también se necesitase otro componente neutro (Weinberg lo llamó Z^0) no era evidente en absoluto. Se encontró que la masa del Z^0 tenía que ser un poco mayor que la de los bosones cargados. En la figura 11 se indica cómo se sugirió que tendrían lugar las interacciones débiles. Sin embargo, era bien conocido que el proceso de intercambio «neutro» nunca se había observado y, por lo tanto, ¡se tenía que concluir que el diagrama de la figura 11 (c) estaba prohibido por una razón u otra!

Esto era un problema para aquellos que deseaban creer en una partícula neutra Z^0 , problema que era incluso más chocante si se compara la vida media del π^- con la del K_L . ¿Por qué el pión se descompone en un μ^- y un ν_μ , mientras que el K_L durante toda su vida, mucho más larga, nunca se descompone vía Z^0 en, por ejemplo, un μ^+ y un μ^- ? Weinberg comprendió, sin embargo, que las estrictas reglas matemáticas del sistema de YangMills exigían la existencia de una corriente que puede emitir partículas neutras Z^0 . Para él estaba claro que algo no funcionaba bien con los hadrones y por esta razón tituló su artículo: «un modelo para los leptones». Para los leptones, la consecuencia más importante de la existencia de la partícula neutra Z^0 era el proceso de colisión $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$ (figura 12).

Weinberg concluyó así que esta teoría podía ser comprobada experimentalmente. Aunque ya se habían realizado experimentos con neutrinos en esta dirección, la existencia de este tipo de interacción era todavía muy incierta. Realmente, la eficiencia con la que los neutrinos del tipo electrón chocan con electrones también estaría afectada por la contribución debida al intercambio \mathbb{Z}^0 , pero este proceso también debía tener lugar por intercambios con carga. Weinberg también supuso que su modelo sería renormalizable, pero no pudo formular las reglas matemáticas con detalle. Esto ocurría en 1967 y en 1970, tanto Weinberg como Salam habían perdido interés en la teoría de Yang-Mills. Habían aparecido nuevas teorías para las interacciones débiles en las cuales jugaban el papel dominante diagramas distintos a los de la figura 11; teorías en las cuales había un número infinito de diagramas y en las que se permitían probabilidades negativas y ligeras violaciones de la causalidad. Ahora, con perspectiva, es fácil decir porqué semejantes ideas estaban condenadas a fallar, pero en esa época todas las posibilidades e imposibilidades tenían que ser comprobadas.

Había trabajo más que suficiente para un joven investigador como yo. En comparación con otros, yo leí poco y pensé mucho. De esta forma corría el riesgo de pensar demasiado y demasiado profundamente para descubrir algo que resultara ser ya conocido, pero me dio la ventaja de que entendí el problema de dentro a fuera. Así es como me encontré con el mecanismo de Higgs-Kibble (no creo que supiese en ese momento que se llamaba así). Veltman era muy escéptico con estas ideas, y no fue fácil convencerlo de que

pudiésemos llamar vacío a algo lleno de partículas invisibles. ¿No delatarían, dijo, su presencia por sus campos gravitatorios? La teoría *puede* ser formulada de tal manera que esos campos gravitatorios se compensen exactamente con otras partículas invisibles o por una contribución misteriosa del propio espacio vacío. Cómo consigue la naturaleza enmascarar tan exacta y eficientemente esos efectos de la gravedad que no podamos notar nada, es un misterio que continúa siendo muy debatido hoy en día. En mi opinión, la resolución de este rompecabezas tendrá que ser pospuesta hasta que entendamos mucho mejor la teoría de la gravedad cuántica. Y eso no ha sucedido todavía.

Capítulo 12 Modelos

A mí me gusta el mecanismo Higgs. Pero, ¿Es correcto? ¿Conduce a una buena teoría? ¿Qué es lo que está permitido y lo que no para describir las partículas elementales y por qué?

Algunas universidades en diferentes países organizan unos cursos internacionales, llamados «escuelas de verano», en lugares turísticos conocidos pero tranquilos, donde estudiantes y expertos acuerdan dar clase y asistir a ellas y, sobre todo, hablar sobre su tema de investigación. La escuela de verano más prestigiosa en mi campo de trabajo estaba en Les Houches, una estación de deportes de invierno cerca de Chamonix, en la ladera del Montblanc. Probablemente porque intenté matricularme demasiado tarde no fui admitido, pero sí lo fui en mi segunda opción: Cargèse, donde estuve en 1970.

El Instituto de Ciencias situado cerca de Cargèse, en la isla de Córcega, fue fundado por el físico francés Maurice Lévy. Desde 1960, allí, en un pequeño edificio construido en un precioso terreno con una pequeña playa, se vienen realizado escuelas de verano y congresos. La de 1970 era sobre las interacciones *fuertes*. Junto con Gell-Mann, Lévy había desarrollado un modelo para la interacción fuerte. Aunque no esperaban que representase toda la verdad, tenía la característica de que se reproducían todas las simetrías de las interacciones fuertes de una forma muy interesante. Pero, debido a que las interacciones son tan fuertes, las partículas no se mueven

ni siquiera aproximadamente en línea recta y esto hacía que no se pudiera utilizar el esquema aproximativo habitual, el llamado «desarrollo perturbativo». A pesar de las dificultades fundamentales que presentaba el modelo con su interminable serie de aproximaciones que no convergían en nada, las discusiones terminaron dedicándose de forma predominante a intentar extraer del modelo, resultados con sentido.

El modelo era interesante. Era un modelo renormalizable en el cual protones, neutrones y tres clases de piones jugaban el papel más importante. Pero hacía falta un cuarto acompañante de los piones que se llamó «sigma» (o). La simetría del modelo requería que los protones «desnudos» y los neutrones no tuvieran masa. Sólo en ese caso se podía entender cómo funcionan las corrientes sobre las que actúa la interacción débil. Y aquí está la parte interesante: se suponía que las partículas sigma sufrían una condensación de Bose y, por lo tanto, aquí también tenemos una «rotura espontánea de simetría». Los protones y los neutrones, que no tendrían masa en un ambiente simétrico, son entonces frenados por esas partículas sigma que pueblan el vacío, y adquieren así la masa de la rotura de la simetría. En este sistema se verificaba el teorema de Goldstone: los tres piones se hacían partículas de Goldstone, y por lo tanto perdían su masa en reposo.

Esto no estaba tan mal después de todo. Ya se sabía que los piones eran, con diferencia, los hadrones más ligeros. En la mayoría de las teorías, lo que se tenía que comparar era el *cuadrado* de las masas de las partículas, y el cuadrado de la masa del pión es

aproximadamente catorce veces menor que la masa de la siguiente partícula, el kaón. Una aproximación en la que la masa del pión fuera nula no era, pues, ninguna locura. En una versión mejorada del modelo sigma, podríamos suponer que la masa del pión proviene de la presencia de una pequeña perturbación. Más tarde, cuando utilicemos el modelo de quarks, se considerará que tanto los piones de Goldstone como la partícula sigma están formados por un quark y un antiquark. La «perturbación» que da la masa al pión resultará ser la pequeña masa de los quarks u y d del interior del hadrón, como se indica en la tabla 7 del capítulo 16. Esta interpretación se conocía bien en 1970.

Dos autoridades en el tema de la renormalización, el coreano Benjamin Lee y el alemán Kurt Symanzik, vinieron a Cargèse a explicar cómo se podía renormalizar en el modelo sigma sin que se perdiera su propiedad más importante, la rotura espontánea de simetría.

Pero «¿se puede hacer lo mismo si hay un campo de Yang-Mills?» le pregunté a Lee y a Symanzik. Ambos me dieron la misma respuesta: si yo fuera un estudiante de Veltman le preguntaría a él. Ellos no habían estudiado los campos de Yang-Mills, pero me pareció que el procedimiento de Lee y Symanzik para el modelo sigma también sería aplicable a cualquier sistema en el que la simetría esté afectada por una condensación de Bose, incluyendo la teoría de Higgs-Kibble. Aquí tenía el semillero de una nueva teoría, pero ¿cómo podía yo hacerla crecer?

Veltman sabía exactamente cómo se debían formular los requisitos para una teoría renormalizable de partículas de Yang-Mills con masa. La teoría tenía que proporcionar una receta para calcular sin ambigüedad las probabilidades de pasar desde un cierto estado inicial a un determinado estado final, y que la suma de todas las probabilidades fuera exactamente 1. En cuanto se cometiera la más pequeña equivocación en el formalismo, esta comprobación fallaría. Además, todas las configuraciones de la partícula tenían que tener energía positiva porque, de otra manera, serían inestables. Este último requisito implicaba que no había ninguna diferencia si el «espacio vacío» estaba lleno a rebosar de partículas invisibles o no; lo único que importaba era que la energía total fuese la más baja posible.

Cuando regresé de Cargèse a Utrecht sabía lo que tenía que investigar y en lo que iba a consistir mi tesis. Primero, había que obtener las recetas precisas para normalizar una teoría de Yang-Mills «pura» sin ningún mecanismo de Higgs-Kibble. Era verdad que Feynman, DeWitt, Mandelstam, Faddeev, Popov y otros habían obtenido las reglas de Feynman, pero no habían explicado si cumplían los requisitos de Veltman ni cómo lo hacían. Además, había pequeñas diferencias en varias reglas. ¿Estaban todos hablando de la misma teoría?, ¿eran las recetas únicas?, ¿se podía calcular la misma cosa de diferentes formas?

De esto trataba mi primer artículo, que surgió después de largas discusiones con Veltman. De hecho, resultó que las reglas de Mandelstam, por una parte, y las de Faddeev y Popov, por otra,

describían la misma teoría, y que el procedimiento de renormalización podía llevarse a cabo, aunque faltaban todavía algunos detalles para una demostración completa. La teoría aún no era tan perfecta como la de la electrodinámica cuántica y la que Lee y Symanzik habían hecho del modelo sigma, pero el principio estaba ahí. Y ahora yo también sabía cómo incluir la masa.

Para mí estaba claro cómo introducir la masa. Para todas las demostraciones del caso de masa nula, la invariancia gauge había sido absolutamente esencial. Si se introducía la masa de la manera que quería Veltman, se perturbaba la invariancia gauge y todo dejaba de funcionar. La única manera posible era mediante el mecanismo de Higgs-Kibble. Mi segundo artículo trataba de la observación de que una teoría con un mecanismo de Higgs-Kibble es todavía renormalizable y que las delicadas técnicas que había construido Veltman se podían aplicar en este caso. La primera aplicación en la que pensé fue en una versión del modelo de Gell-Mann y Lévy que ahora también contenía un mesón rho. Después de todo, ésta era la clase de partícula que Yang y Mills habían querido describir (ver capítulo 10), pero por entonces no sabían de donde procedía su masa. Otras personas en Cargèse también habían hablado de sus esperanzas de tener una partícula vectorial como la rho en sus modelos. De esta manera se podían obtener mejores teorías de campo renormalizables para las interacciones fuertes.

Pero aunque esos modelos de la interacción fuerte fueran útiles, no representaban un avance definitivo. La partícula rho es también un mesón que contenía un quark y un antiquark, lo que no encajaba muy bien con el hecho de que rho fuera una partícula gauge. Se comportaba como si fuera una partícula gauge pero sus intestinos eran diferentes.

No, Veltman me convenció de que la *interacción débil* era mucho más importante. Esto significaba que se podían utilizar exactamente las mismas ecuaciones, pero para unas partículas completamente diferentes, las partículas W y Z, cada una de las cuales tenía una masa cien veces mayor que la partícula rho.

De hecho, ya teníamos la parte más esencial de la demostración de que el modelo de Weinberg de 1967 era renormalizable²⁹. Para Veltman era importante que las cosas se pudieran rescribir de manera que no fuera necesario volver a hablar de partículas invisibles poblando el espacio vacío. Como le seguían preocupando los campos gravitatorios de esas partículas invisibles, los eliminé de las ecuaciones. Las nuevas reglas se pudieron introducir en sus programas informáticos y pronto quedó claro que todo funcionaba. ¡Se había encontrado la solución de los difíciles problemas!

Fue una gran suerte que en enero de 1971 tuviera lugar en Ámsterdam un gran congreso internacional de física de partículas. Los modelos de interacción débil que se expusieron ahí no eran muy inspirados y Veltman estaba encantado de llegar y sacarse de la manga algo nuevo. Me dio la oportunidad de anunciar la flamante demostración de que los modelos de Higgs-Kibble eran renormalizables. A esto siguió un periodo de estrecha colaboración

_

²⁹ Aparte de un detalle técnico, las llamadas «anomalías»; en las versiones modernas del modelo esta cuestión está resuelta. Véase el capítulo 17.

con Veltman, porque mi «demostración» no era totalmente convincente. Juntos pudimos completar, pulir y generalizar las técnicas que habíamos encontrado, y también fuimos capaces de hacer algunas contribuciones, modestas, en el área de la gravedad cuántica.

Más tarde pude ver 1970 como el año en el que hice los dos grandes descubrimientos que transformaron mi vida. Uno fue la demostración que acabo de describir, la formulación que facilitó mi nombramiento como profesor ayudante en la universidad de Utrecht. El segundo descubrimiento fue la chica que pronto sería mi esposa. Durante los años siguientes fui invitado a muchos lugares a dar charlas sobre teorías gauge, entre otros a Cargèse y a Les Houches, y tuve dos hijas.

Las teorías gauge se hicieron populares muy pronto. Benjamin Lee, Steven Weinberg y muchos otros se convirtieron en seguidores entusiastas, y Kurt Symanzik fue el primero que me invitó a dar un seminario sobre teorías gauge en el extranjero, en Hamburgo³⁰.

En ese momento había mucho que hacer. Lo primero de todo, ¿qué modelo de interacción débil debíamos adoptar? La cuestión era que la teoría de la interacción débil que Weinberg había propuesto y que he descrito en el capítulo anterior, era simplemente la opción más evidente, pero no la única posibilidad. Además, esos quarks aún no estaban bien resueltos. Era posible considerar otras variaciones del mismo esquema que fueran también renormalizables. Lo más

³⁰ Yo adoraba a Symanzik y esa visita fue inolvidable. Symanzik tenía todas las paredes de su apartamento, al menos las que no estaban cubiertas de libros, llenas de pósters, la mayoría de los cuales eran de mujeres atractivas. Los dos más grandes eran «de sus dos héroes»: Albert Einstein y Brigitte Bardot.

importante que habíamos conseguido era que las *reglas de juego generales* para construir un modelo, *cualquier* modelo o teoría, estaban claras. Las condiciones fundamentales para que una teoría de partículas fuera renormalizable eran las siguientes:

- Hay unas partículas fundamentales con espín 1, que podríamos llamar «fotones» y que tienen que ser del tipo de Yang-Mills. Éstas son las intermediadoras a grandes distancias de las interacciones. Todas las demás, incluyendo, desde luego, a los propios fotones, sienten estas interacciones porque transportan «carga». En la formulación matemática precisa se utiliza la «teoría de grupos», que es demasiado complicada para explicarla aquí. Es importante que sólo se necesiten unas constantes naturales para calcular todas interacciones. Los valores de esas constantes no se pueden determinar a partir de la teoría, sino que proceden de datos experimentales.
- Hay partículas fundamentales con espín 1/2, que llamamos «fermiones» o, mejor, «fermiones de Dirac». Introducimos dos tipos: los leptones y los quarks, pero, en principio, podría haber tantas clases como quisiéramos. Dependiendo de cómo interaccionen con los campos de Yang-Mills pueden tener masa en reposo «desnuda» o no tenerla. Estas masas no se pueden deducir de la teoría y también tienen que ser determinadas experimentalmente.
- Hay partículas fundamentales con espín 0. Sus interacciones con los fotones de Yang-Mills están determinadas por sus

cargas, pero se necesitan nuevas constantes naturales para describir sus interacciones, ya sean mutuas o con los fermiones. Si permitimos muchas partículas de espín 0, se necesitarán muchas constantes naturales cuyos valores, en principio, serían impredecibles. Generalmente se supone la existencia de una o dos clases de partículas de espín 0, pero su número puede ser «a priori» cualquiera. Lo esencial es que estas partículas puedan experimentar una condensación de Bose de modo que obtengamos el mecanismo de Higgs-Kibble. Por esta condensación de Bose, a la mayoría de los fotones de Yang-Mills así como a los fermiones, originalmente sin masa, se les asigna valores finitos para sus masas en reposo. Como estos valores están siempre relacionados con constantes naturales que, en principio, son arbitrarias, en la mayoría de los casos no seremos capaces de calcular las masas. Éstas tienen que ser determinadas (directa o indirectamente) a partir de observaciones experimentales.

- Hay una restricción técnica, las «anomalías». No son posibles todas las combinaciones de fermiones. Sobre esto diré algo más en el capítulo 17.
- No se permiten partículas fundamentales con espín mayor. Puede haber «estados ligados», que consisten en varias partículas fundamentales girando una alrededor de la otra, y tales sistemas pueden rotar mucho más deprisa que las mismas partículas fundamentales. Únicamente de esta manera pueden existir partículas con espín 11/2, 2, 21/2 y así

sucesivamente. (Una excepción podría ser el gravitón, que tiene espín 2 y, quizá, el gravitino con espín 11/2, pero estas teorías no pueden ser —¿aún?— formuladas con precisión, porque no son renormalizables).

Así pues, vemos que el grado de libertad y arbitrariedad es bastante grande. ¿Cuántas partículas fundamentales y campos de Yang-Mills hay? y ¿cómo determinamos, a partir de las observaciones experimentales actuales, cuál es la combinación correcta? Así empezó un periodo que me gusta caracterizar como «la fiebre del gran modelo», una carrera por modelos. El primer autor que encontrase el modelo correcto seguramente obtendría el premio Nobel y ahora, repentinamente, se conocían las reglas para construir todos los modelos posibles. Se sugirieron las ideas más estrambóticas, pero curiosamente nuestro Gran Creador³¹ no tenía tanta imaginación³². La versión original de Weinberg, con la intención de obtener la estructura más sencilla posible, resultó ser la correcta al menos en lo que se refería a los leptones. Pero, ¿qué pasó con la dificultad que tenía Weinberg?, ¿por qué la componente neutra de los fotones de Yang-Mills no hacía que partículas tales como Σ^+ se desintegraran en un protón y dos neutrinos? Bien, la respuesta a esta pregunta resultó ser la que ya habían dado Glashow, Iliopoulos y Maiani en su artículo de 1969. Se introduce un cuarto quark llamado «encanto» y las interacciones indeseadas

³¹ Tomo estas palabras de mi profesor de física de bachillerato. Lo siento, de aquí no se puede deducir ninguna conclusión relativa a mis creencias religiosas.

 $^{^{32}}$ Quizá uno no diría eso cuando ve lo Él que hizo al crear la humanidad, pero es posible que fuera consecuencia de Su infinito sentido del humor.

desaparecen. El mecanismo GIM era aplicable directamente. Pero ahora se podía calcular la eficiencia con la que esta cancelación tiene lugar y se encontró que sólo funciona con la precisión requerida si el quark con encanto es ligeramente más pesado que los quarks que ya se conocían. En particular, el K_L es «sensible» a esto. Si el quark encanto fuera muy pesado, deberíamos ver más desintegraciones del K_L en dos muones. ¡En realidad, sólo uno de cada cien millones se desintegra de este modo! Esto sería un resultado importante. En particular, fue Glashow quien insistió en que los experimentadores debían buscar partículas que contuvieran el nuevo quark, e intentó indicar qué fenómenos eran los que los experimentadores debían considerar.

Así, aunque introduciendo el encanto se pueden eliminar los efectos indeseados de \mathbb{Z}^0 , uno todavía esperaría nuevos fenómenos relacionados con la \mathbb{Z}^0 . En particular, los neutrinos deberían experimentar fuerzas debido al intercambio \mathbb{Z}^0 . Si un neutrino captura una partícula \mathbb{Z}^0 debía cambiar su dirección, pero seguir siendo un neutrino. Esto es lo que llamamos una colisión «elástica». Si sólo hubiera partículas cargadas W, el neutrino sólo podría sufrir interacciones que lo transformen en un leptón eléctricamente cargado.

Resultó que los experimentadores ya tenían aparatos capaces de detectar choques elásticos de neutrinos. De hecho, habían estado buscándolos pero con resultado negativo. ¿Implicaba esto que esos procesos de colisión, que fueron llamados «procesos de corriente neutra» no existían? Bien, lo que se había estado investigando eran

colisiones elásticas de neutrinos muónicos contra núcleos atómicos. Este es un experimento extraordinariamente difícil porque esos mismos neutrinos pueden chocar contra el núcleo atómico descomponiéndose en un muón que puede escapar sin ser detectado. Además, pueden producir un neutrón que, a su vez, podía parecer una interacción difícil de distinguir de la interacción del neutrino que se estaba buscando. En un experimento para detectar choques elásticos de neutrinos es muy difícil determinar si el fenómeno observado como resultado del experimento es realmente lo que se buscaba o simplemente lo parece.

Todo esto lo conocían bien los experimentadores. La dificultad estriba en estimar la importancia de estos efectos falsos y de la otra fuente de perturbación, el «ruido de fondo», de manera que se pudiesen sustraer esos sucesos y, así, determinar la intensidad real de la «señal». En 1972, la opinión más extendida entre los experimentadores era que esa señal «probablemente» no estaba allí. Pero como entonces los teóricos estaban repentinamente tan interesados en ganar certidumbre acerca de esto y, además, había importantes indicios de que ese efecto debía existir, se terminó por admitir que sólo se había realizado un experimento cuyo resultado no había sido muy concluyente. Por fortuna, se presentó una buena oportunidad de repetir el experimento, esta vez con mucha mayor precisión, en un nuevo detector de partículas gigantesco que se había terminado de construir en el CERN. Consistía en un depósito lleno de freón y rodeado de miles de toneladas de acero y cobre, en el que las partículas rápidas dejan una trayectoria de burbujas

visible y que se puede fotografiar. El aparato se llamó «Gargamelle» por el nombre de la madre del gigante Gargantúa en el libro *Gargantúa y Pantagruel* de Rabelais.

Paul Musset fue uno de los investigadores que empezó el lento análisis de miles de fotografías. Los primeros resultados estuvieron rodeados de incertidumbre. Al primer anuncio del éxito siguió un desmentido que provocó sarcásticas críticas sobre unas corrientes neutras que aparecían y desaparecían. ¿Una corriente neutra alterna quizá? En 1974, sin embargo, después de un cuidadoso análisis, se pudo confirmar con certeza la existencia de las corrientes neutras.

Los choques directos entre neutrinos y electrones son extremadamente raros. El análisis de los datos del CERN realizado por Hellmut Faissner, en Aachen, dio lugar, sin embargo, a fotografías convincentes de electrones que repentinamente eran arrancados de sus átomos por un neutrino.

Estaba la teoría realmente confirmada, ahora los experimentadores se habían rendido bajo la presión de los teóricos? ¿Eran estos resultados reales o simplemente producto de los buenos deseos? Esto último es lo que a veces sospechan los críticos y los historiadores de la ciencia. Parece que si la teoría no lo necesita, no existe. mientras que si la teoría lo requiere, todos los experimentadores lo ven rápidamente.

Quiero decir dos cosas al respecto. Primero, sospechar que hay tanta predisposición es una grave acusación contra cualquier experimentador respetable. Un buen científico suele subestimar más que sobreestimar la precisión de sus resultados, de forma especial si los resultados son de tanta importancia. Desde luego que, por desgracia, sucede una y otra vez que alguien sobreestima su precisión. En la mayoría de los casos, sus colegas se apresurarán a ponerlo de manifiesto, incluso cuando la teoría «necesita» ese resultado.

En segundo lugar, los resultados experimentales fueron, de hecho, correctos. Otras observaciones posteriores confirmarían de varias formas diferentes que todo estaba en orden hasta en los detalles más pequeños. Hay filósofos de la ciencia que afirman que todos los descubrimientos científicos serán más pronto o más tarde modificados por «revoluciones científicas» y que, por lo tanto, no existe una «verdad absoluta». Uno de ellos también dijo que la cuestión de la existencia de las corrientes neutras es simplemente una cuestión de «opinión entre los científicos de este momento» y que no tiene que ser una verdad establecida para siempre. Y, claro, supongo que la teoría de que la Tierra es plana, asumiendo que todas las fotografías tomadas por los satélites especiales son falsas, volverá a resurgir en el futuro. De hecho, la existencia de las corrientes neutras se puede establecer con la misma objetividad o más que el hecho de que la Tierra es redonda.

Así se fue clarificando progresivamente todo lo referente a la magnífica teoría de la interacción débil. El modelo de Weinberg se había mantenido a la luz de los nuevos experimentos. Que la predicción sobre las corrientes neutras se hubiera confirmado había animado a los teóricos, pero en la teoría de quarks necesitábamos

otro quark, el «encanto», y no se había detectado ninguna partícula que pudiera contenerlo. Para que el mecanismo GIM funcionase adecuadamente, realmente necesitábamos un quark con encanto que no fuera demasiado pesado. Esto implicaba que debería ser posible, a su debido tiempo, producir y estudiar partículas encantadas en el laboratorio. Ésta era ahora la nueva predicción que pronto se confirmaría. Pero sucedió algo más: un avance trascendental en el entendimiento de las interacciones fuertes.

Capítulo 13

Coloreando las interacciones fuertes

Mientras empezábamos a entender cómo construir teorías renormalizables para las interacciones débiles, la interacción «fuerte» estaba todavía rodeada de misterio. Parecía mucho menos controlable. Los investigadores aprendieron a hacer chocar varias partículas entre sí con energías cada vez mayores utilizando nuevos aceleradores más potentes, lo que permitió un mejor entendimiento de la interna de los hadrones. estructura Lo que inmediatamente obvio es que la lista de resonancias se hacía cada vez más larga. Se pudo describir una resonancia como una partícula que en todos sus aspectos se parecía a una de las de la tabla 1, salvo que su masa y a menudo su espín eran mayores. Las resonancias venían en series, las más pesadas a menudo tenían el mayor espín. Hay resonancias bariónicas y mesónicas. Estas resonancias pueden descomponerse en partículas más ligeras antes de 10⁻²³ segundos, pero sin cambiar los números cuánticos totales S (extrañeza) e I_3 (isoespín).

Era dificil entender la razón por la cual los hadrones se comportaban así. Pero sin intentar contestar a tales preguntas, Gabriele Veneziano descubrió una fórmula matemática sencilla que representaba, de una manera particularmente elegante, los efectos de todas esas resonancias cuando las partículas chocaban. Lo más llamativo de su fórmula era que en ella los efectos de la interacción fuerte se describían con mucho realismo (es decir, en buen acuerdo

con lo que se conocía de los experimentos), mientras que no existía ninguna teoría que pudiera explicar la fórmula. No aún. La fórmula de Veneziano jugaría un papel importante y sobre ella volveré más adelante.

Si aumentamos aún más la energía de la colisión, se producen (que inmediatamente se desintegran resonancias partículas ordinarias) que se hace imposible distinguir entre ellas. Pero entonces se observó otro fenómeno sorprendente. Supongamos que las partículas que interaccionan fuertemente (hadrones) están hechas de una sustancia gelatinosa y que las lanzamos una contra otra con gran fuerza. Uno esperaría que después de destruirse completamente, los trozos resultantes continuasen más o menos en la misma dirección, esto es, uno esperaría que la mayor parte de los productos resultantes del choque continuasen en la dirección inicial. Podemos estar seguros de que esto es lo que sucede a menudo, pero, sin embargo, los investigadores encontraron que de vez en cuando algunos fragmentos eran expulsados con gran fuerza hacia los lados. ¡Era como si en el interior de la gelatina hubiera granos muy duros! James Bjorken descubrió que los objetos que salían lateralmente obedecían a ecuaciones bastantes sencillas: los procesos de colisión de muy alta energía y aquellos con una energía un poco menor se parecían mucho entre sí. Esto es lo que se llamó escalamiento de Bjorken.

Feynman estaba intrigado por este fenómeno. Debía ser posible explicar el escalamiento de Bjorken utilizando teoría de campos «ordinaria», simplemente suponiendo que las resonancias estaban

constituidas de ladrillos más fundamentales. Como éstos no tenían por qué ser quarks, Feynman, precavido, los llamó «partones». Si se supone que, en el interior de una resonancia, estos partones se mueven más o menos como partículas libres, entonces se puede explicar el escalamiento de Bjorken.

¿Quarks o partones? ¿con movimiento libre, o imposibles de liberar por agitación? El acertijo estaba completo. Yo no entendía nada de esto y decidí mantenerme al margen de la interacción fuerte. Pero, irónicamente, yo ya tenía la respuesta al problema del escalamiento de Bjorken jen mis cuadernos! Había estudiado la teoría de Yang-Mills sin masa y había observado algo, a lo que al principio presté poca atención, que concernía a la «transformación de escala» discutida en el capítulo 1. Recordemos que uno puede imitar el mundo de los objetos grandes en el mundo de lo pequeño, y aunque algunos detalles podrán ser diferentes, otros son iguales. Nosotros encontramos algo parecido en el mundo de las partículas elementales. Si se mira la teoría a través de una lupa, se pueden reconocer las mismas partículas que antes. En particular, si no hay masas en la teoría, las partículas amplificadas son muy parecidas a las originales. Es solamente al renormalizar cuando sucede algo. Las partículas desnudas son ligeramente diferentes a las partículas vestidas y, consecuentemente, la intensidad de la interacción entre las partículas cambia un poco cuando se ven a través de la lupa (véase la figura 13).



Figura 13. La definición de una interacción fundamental depende de la escala de ampliación.

En las viejas teorías, los físicos estaban acostumbrados, tal y como ocurre con la electrodinámica cuántica y el modelo de Gell-Mann y Lévy, a que las interacciones vistas a través de una lupa siempre parecían más fuertes que las originales. Las partículas desnudas reaccionan con más intensidad que las partículas vestidas, porque éstas están recubiertas por una manta de «partículas de vacío». Estas partículas proceden de la «polarización del vacío» y tienden a apantallar parcialmente las cargas. Así, resultó ser en todas las teorías de campo excepto en las nuevas: las teorías gauge de Yang-Mills. Ahí las cosas funcionan de otra forma pero, como estas teorías eran nuevas y no estaban tan bien estudiadas, muchos investigadores no estaban al corriente de este hecho.

De alguna forma misteriosa, las partículas desnudas estaban ahora rodeadas por fotones de Yang-Mills del vacío, de tal manera que reforzaban su carga en vez de debilitarla. Si se hace este cálculo por primera vez es bastante laborioso, pero yo sabía de este fenómeno en 1972. Además, sabía que si, junto con los fotones de Yang-Mills, la teoría también contiene fermiones, éstos tienden a funcionar en la dirección usual, esto es, apantallando la carga. Si hay más de 16 tipos de fermiones (este número es diferente para diferentes teorías gauge), entonces la manta del vacío funciona de la misma forma que en las teorías usuales.

En 1972, tuvo lugar en Marsella un pequeño congreso. Llegando al aeropuerto descubrí que Kurt Symanzik y yo compartíamos el mismo avión. Empezamos a hablar de física y él me contó su problema. Estaba tratando de entender el escalamiento de Bjorken en una teoría cuántica de campos, pero se había limitado a lo que consideraba el prototipo de todas las teorías de campos, un modelo simple de espín 0. Desgraciadamente, escalaba de forma incorrecta. «Si pudiera invertir el escalamiento —decía— entonces tendría una teoría donde las partículas a distancias cortas se comportan casi como partículas libres, pero cuando se separan a distancias mayores pueden sentir interacciones más fuertes». En ese momento le grité, «¡pero si eso es exactamente lo que tienes en una teoría gauge de Yang-Mills!». A Symanzik le costaba creerlo. En su opinión, yo tenía que haber cometido un error en un signo en algún punto de mis cálculos. ¡Había teoremas, «teoremas de imposibilidad», que establecían que todas las teorías escalaban como el modelo de espín 0!³³ «¡Y si eso no fuera verdad, si llevaras razón, deberías publicar esto rápidamente, porque sería muy importante!».

Luego lamentaría mucho no haber seguido un consejo tan sensato. Yo estaba muy ocupado con un cálculo relacionado con la gravedad cuántica en colaboración con Veltman y, además, había utilizado unos métodos muy especiales para reducir mi cálculo a un tamaño razonable, y me hubiera llevado bastante tiempo escribir todos estos métodos. Tampoco sabía cómo presentar estos cálculos porque, después de todo, yo realmente no entendía las interacciones fuertes. Estoy muy agradecido a Symanzik. Él terminó su charla en Marsella con las siguientes palabras: «Parece que ninguna teoría puede explicar el escalamiento de Bjorken, pero quizá deberíamos echar un vistazo a las teorías gauge» y, así, prácticamente me obligó a intervenir en la discusión para resaltar lo que yo había hecho en mi cálculo y escribí el resultado en la pizarra.

Las publicaciones sobre primeras escritas este peculiar comportamiento del escalamiento de las teorías gauge fueron de David Politzer, un joven investigador en Harvard, simultáneamente de David Gross y Franck Wilczek, en Princeton. Ellos llamaron a esta característica la «libertad asintótica»³⁴. Fue Symanzik el que posteriormente proclamó a todo el que escuchaba que este resultado se había obtenido antes en Europa, y que el comentario que hice en público en Marsella me daba la prioridad del descubrimiento.

³³ Estos «teoremas de imposibilidad» estaban simplemente mal. Se había pasado por alto la posibilidad de que las partículas fantasmas se cancelaran en las expresiones finales.

_

³⁴ Más tarde, en un gran congreso internacional, J. Iliopoulos dijo: «¡y como siempre, cuando alguien habla de libertad, lo que quiere decir es algo completamente diferente!». Su país en ese momento estaba gobernado por una junta militar.

Ésta había sido una pieza que faltaba en el gran puzzle de la naturaleza en el que ya se habían encajado otras antes. Junto con Harold Fritzsch, Gell-Mann había puesto de manifiesto que las fuerzas de Yang-Mills eran idealmente adecuadas para describir las interacciones entre quarks. El ingenioso científico japonés, Yoachiro Nambu tuvo la misma idea. Le permitía a uno entender exactamente por qué cualquiera de los tres quarks o un quark y un antiquark podían permanecer juntos y, también, por qué los bariones de espín 3/2 forman un decuplete y los de espín 1/2 un octete³⁵. Los campos de Yang-Mills , responsables de tal fuerza, tienen *ocho* campos eléctricos y magnéticos (otro ejemplo del óctuplo camino).

Las cargas de los quarks son más complicadas que las cargas eléctricas ordinarias, que pueden ser cargas positivas o negativas y que se pueden neutralizar mutuamente. Cada tipo de quark (arriba, abajo, extraño, etc.) puede tener «color»: rojo, verde o azul³⁶. Los quarks con diferente color se atraen entre sí, forman grupos de materia con mezcla de color. Los únicos trozos de materia que pueden encontrarse libremente en la naturaleza son mezclas de quarks que no tienen «color» (blancos o algún tipo de gris) de acuerdo con una regla que se parece a la siguiente: rojo + verde + azul = blanco.

_

³⁵ Había habido una dificultad en la vieja teoría de quark que consistía en que, a pesar del hecho de que los quarks tienen espín 1/2, no parecen comportarse como fermiones. En un decuplete, por ejemplo, la omega menos contiene tres quark idénticos, todos con espín rotando en la misma dirección. Eso debía estar prohibido por el principio de exclusión de Pauli. Sin embargo, en la nueva teoría, cada uno de los quarks en el interior de una partícula tal como la omega menos tienen un color diferente y, por lo tanto, uno puede demostrar matemáticamente que ellos tienen que formar decupletes y octetes exactamente igual que los bariones.

³⁶ Por supuesto, estos colores nada tienen que ver con los colores reales y se eligen por convención. Aunque estos son los más frecuentes, no es imposible encontrar en la literatura científica otras elecciones de colores según la procedencia del autor (N. del t.).

Los antiquarks tienen los colores conjugados: magenta («anti-rojo»), violeta («anti-verde») o amarillo («anti-azul»). Los fotones de Yang-Mills que actúan sobre el color se llaman gluones, por razones obvias³⁷. Transportan a la vez un color y su anticolor, lo que da lugar a nueve combinaciones, pero una mezcla, una superposición de rojo/anti-rojo, verde/anti-verde y azul/anti-azul que no tiene color, no participa. De manera que quedan ocho tipos de gluones. Los quarks, los antiquarks y los gluones componen los partones de Feynman. Por tanto, ¿cómo introducir un mecanismo de Higgs-Kibble? Al principio, muchos físicos pensaron construir una teoría para la interacción fuerte muy parecida a la que había para la interacción débil; los gluones «desnudos» no tendrían masa en reposo. Tales partículas vectoriales, sin masa, no existen en el mundo real; sólo hay un fotón ordinario. Así pues, debían obtener su masa a través del mecanismo de Higgs-Kibble. Sin embargo, jeso no era todo! las partículas con la masa y las demás propiedades que uno esperaría para los gluones (tales como sus colores) tampoco

La respuesta, esta vez, tenía que ser otra. Ahora sabemos que para la interacción fuerte no hay absolutamente ningún mecanismo de Higgs-Kibble. Hay un principio que prohíbe la existencia de una partícula o grupo de partículas con un color que no esté completamente neutralizado. Si de una sopa sin color se trata de aislar una partícula o un grupo que tenga color, las que quedan deben tener necesariamente el color conjugado. La fuerza atractiva

existen. Están prohibidas porque no son grises.

³⁷ Del inglés *to glue* que significa pegar (N. del t.).

-

entre color y color conjugado es tan grande que la cantidad de energía necesaria para separarlas completamente se haría *infinita*. La fuerza misma no es infinita, pero no disminuye con la distancia, a diferencia de lo que ocurre con la mayoría de las fuerzas ordinarias. Esta es la razón por la que tal proceso de aislamiento nunca será posible. En 1973 entendíamos muy poco de las razones matemáticas profundas que había detrás de este principio, pero no fue dificil darle un nombre: «confinamiento permanente del quark». Nuestra siguiente tarea era entender y explicar este fenómeno de confinamiento.

Déjeme volver a la maravillosa fórmula propuesta por Gabriele Veneziano que mencioné al principio de este capítulo. La fórmula supone que las resonancias vienen en serie: las partículas más pesadas (aquí con mayor energía) en la serie tienen más espín, de manera que giran más rápidamente alrededor de su eje que las más ligeras. Lo que esto implica exactamente en la física que subyace aún no está claro, pero el físico danés Holger B. Nielsen junto con Ziro Koba, en el instituto Niels Bohr de Copenhague, y otros como Chicago, hicieron Yoachiro Nambu en algunos progresos. Supusieron que estas resonancias también consistían en algo parecido a un «quark». La gran cantidad de energía rotacional (o, más precisamente, momento angular) de las resonancias más pesadas podía ser entendida solamente si los quarks en esas resonancias girasen unos alrededor de otros en órbitas circulares de radio mayor, ya que no pueden moverse a velocidades superiores a la de la luz. Y, sin embargo, los quarks nunca se separaban unos de

otros. La fórmula de Veneziano es exactamente lo que se obtiene si se imagina que esos hadrones están formados de pequeños trozos de «cuerda» con un quark en cada extremo. En las resonancias, la cuerda gira o «resuena». Las cuerdas mismas parecen estar hechas de algún material superfuerte. Están siempre muy tirantes, de manera que se requiere mucha energía para estirarlas. Si consigue estirar una cuerda, la energía que se invierte se transforma inmediatamente en más material de cuerda y, así, puede estirar la cuerda indefinidamente. ¡Se hace más y más larga, pero no se debilita en absoluto! Si los quarks *están* ligados entre sí con semejantes gomas elásticas ideales, no es muy sorprendente que no se puedan separar.

Pero nada es ideal. Si se estira mucho una cuerda no se debilita, pero puede suceder otra cosa. ¡Se puede romper! Pero no se rompe sin crear otro quark y el correspondiente antiquark en los nuevos extremos. No existen extremos de cuerda sin quark y antiquark, y si hay un quark en un extremo, siempre hay un antiquark en el otro. Los bariones formados por tres quarks se obtienen permitiendo que

Los banones formados por tres quarks se obtienen permitiendo que tres extremos de cuerda se aten entre sí de una forma especial. No le voy a molestar con los detalles de las reglas. Para ver esto, uno tiene que imaginarse que la cuerda tiene una *orientación*, un extremo obedece a leyes que difieren de las del otro extremo. La intensidad de la tensión de una cuerda es una constante natural cuyo valor es aproximadamente 14 toneladas de fuerza.

A primera vista, parece difícil reconciliar esta teoría de cuerdas con la teoría que dice que los quarks se mantienen unidos por fuerzas gauge. Pero la fórmula de Veneziano era sólo aproximadamente correcta y no se verificaba exactamente. Es natural sospechar que la descripción en términos de cuerdas con quarks en sus extremos no es más que una aproximación. Lo que nosotros creemos actualmente es que las líneas de campo del campo gauge entre dos quarks tienen la forma que se presenta en la figura 14 (c). Si se intenta separar los quarks, la energía que se les suministra se utiliza para crear más líneas de campo estiradas entre ambos quarks.

Quizá piense usted que nuestra explicación es aceptable y convincente, y puede ser que le gusten los dibujos de la figura 14. Pero hay un problema importante. Los cálculos que mencioné antes, tales como los del momento magnético del electrón, la renormalizabilidad de la interacción débil y el fenómeno de la «libertad asintótica» se pueden desarrollar con gran precisión matemática. Se comienza con un conjunto completo de ecuaciones, que dan motivos para pensar que describen algo interesante, (un «modelo») y se derivan, usando la lógica matemática, las propiedades que se desea conocer.

Esto no era en absoluto posible con el fenómeno del confinamiento. Podíamos escribir las ecuaciones: una teoría de Yang-Mills con fotones coloreados y fermiones —esto es, quark— siguiendo exactamente las reglas del capítulo 12. Nosotros pudimos demostrar que la teoría es renormalizable y con libertad asintótica. Esto último implica que las fuerzas se hacen relativamente débiles cuando los quarks se aproximan mucho entre ellos. A la inversa, si uno intenta

separar los quarks, las fuerzas se hacen muy fuertes comparadas con las fuerzas propias de la teoría electromagnética. Hasta aquí, todo parecía bien establecido, pero ¿por qué las líneas de fuerza se comportan como cuerdas? ¿Por qué la energía necesaria para separar los quarks se hace infinita?

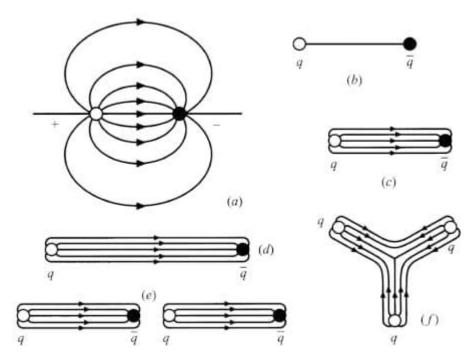


Figura 14; q = quark, q = antiquark. (a) Las líneas de campo entre dos cargas en la teoría de Maxwell del electromagnetismo. (b) Teoría de cuerda. (c) El campo gluón entre un quark y un antiquark. (d) Al separar un quark y un antiquark se crea más campo hasta que (e) se crea un nuevo par quark antiquark. (f) El barión.

Para partículas que permanecen juntas por una fuerza eléctrica (tales como los electrones en los átomos, o los átomos ionizados en las moléculas) esto sería una energía de ionización. ¿Por qué la energía de ionización para los quarks es infinita? Los diagramas de

la figura 14 son creíbles, pero ¿son correctos? ¿Se *deducen* de las ecuaciones en las que creemos? Por desgracia, nuestros cálculos se hacen poco fiables precisamente porque las fuerzas se hacen fuertes.

Este es el problema del confinamiento del quark. Tal y como yo lo veo ahora, la solución de este problema tendrá dos partes. Primero, tenemos que encontrar un escenario general, una descripción precisa, pero cualitativa de esta propiedad peculiar de la teoría. Estamos tratando aquí con una transición de fase, comparable con la transición de la fase sólida a la fase líquida o la fase gaseosa de la materia ordinaria, o a la fase superconductora o a la fase de Higgs-Kibble. La fase de confinamiento es un estado en el cual los fotones no tienen masa, no apantallan las cargas como en la fase de Higgs-Kibble, pero ligan todas las cargas con eficiencia infinita. En este sentido, muy pronto podríamos llegar a entender muy bien el confinamiento de quarks; regresaré sobre este tema más tarde.

En segundo lugar, tenemos que deducir si esta «fase de confinamiento» se produce de verdad y, si es así, bajo qué condiciones. Esta cuestión es mucho más difícil que la primera; es comparable con la pregunta de ¿qué materiales se hacen superconductores a baja temperatura y cuáles no? o ¿qué materiales son líquidos y cuales sólidos y a qué temperaturas? En principio, todo esto debería seguirse de fuerzas fundamentales entre los átomos o las partículas elementales. La respuesta dependerá de cálculos extremadamente técnicos, para los cuales a menudo son indispensables grandes ordenadores. Esto no se puede seguir

haciendo fácilmente con papel y lápiz, porque las fuerzas entre las partículas han crecido tanto que ninguna de las técnicas de aproximación es fiable. Incluso los cálculos que hacemos ahora con los mayores ordenadores dan resultados que, aunque no muy precisos, indican firmemente que el confinamiento permanente es exactamente lo que sucede en una teoría gauge de color.

Alrededor de 1974 se fue imponiendo la idea de una teoría gauge de color pura para la interacción fuerte, sin ninguna partícula de espín 0 y, por lo tanto, sin ningún mecanismo de Higgs-Kibble. La teoría se llamó *cromodinámica cuántica*, de la palabra griega xρῶμα: 'color'. Esta teoría fue aceptada por los investigadores muy lentamente. No fue descubierta individualmente por nadie, sino que fue una empresa cooperativa. ¡Esto es un gran contraste con la teoría de la relatividad y la mecánica cuántica, pero no menos revolucionario! ¡La teoría cambió completamente la imagen que se tenía de la interacción fuerte! Ahora, en vez de la completa arbitrariedad, teníamos solamente una constante natural fundamental que a priori no era dada por la teoría. Entonces, todo lo que se necesitaba era el valor de las masas de los quarks. Esta masa tenía un efecto notable sólo si se consideraban todos los quarks sentados confortablemente juntos; de otra manera, estos parámetros eran relativamente insignificantes. Esto implicaba que todas las propiedades de los hadrones ahora deberían ser calculables. Sólo unos pocos años antes, ninguno de los asistentes a nuestra escuela de verano en Cargèse podía haber soñado con una teoría tan potente.

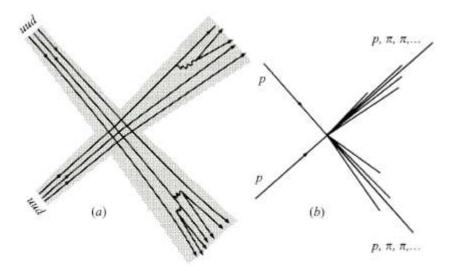


Figura 15. (a) Choque entre dos protones de tal manera que los quark no colisionan (colisión «periférica»). (b) Lo que ve un experimentador.

Se podía entender que la teoría ganase popularidad lentamente. Los cálculos, en principio, eran posibles, pero se necesitaron años antes de que ordenadores muy potentes dieran estimaciones de las masas de los hadrones que fueran prometedoras. Se hicieron predicciones, por ejemplo, de que la interacción fuerte se podía manifestar como una interacción débil a distancias muy pequeñas. ¿Pero cómo se podía comprobar esto experimentalmente?

Para justificar nuestro entusiasmo actual, permítame adelantarme en mi historia. Si se lanzan partículas unas contra otras con energías *mucho* mayores que las masas de los objetos subatómicos ordinarios (los hadrones), entonces estos hadrones se comportan como bolas de nieve esponjosas en las cuales los quarks deambulan como pequeñas piedrecillas duras. Durante la mayor parte de las colisiones, estos quarks se cruzan y sólo se desintegra la nieve. Los quarks (y los gluones) que continúan su camino sin desviarse son

los que transportan la mayor parte de la energía. Estos son los choques menos interesantes (véase la figura 15).

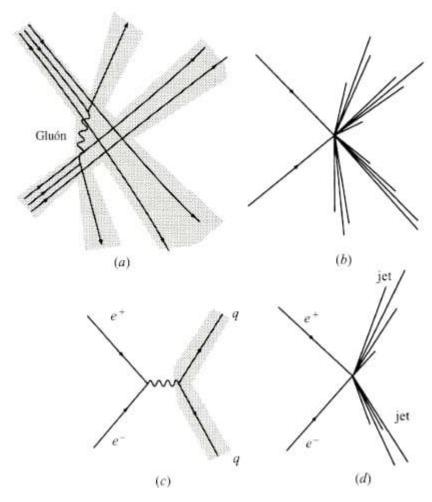


Figura 16. (a) Choque de dos quarks. (b) Lo que ve el experimentador es un «suceso jet» típico. (c) $e^++e^- \rightarrow dos quarks$. (d) Así se ve este suceso en un experimento.

De vez en cuando, sin embargo, se observa un choque en el cual dos quarks chocan y salen despedidos lateralmente arrastrando a otros quarks y gluones con ellos, de manera que neutralizan su color. De esta forma, se obtienen dos (a veces incluso más) nubes compactas de partículas hadrónicas que siguen las nuevas trayectorias de los quarks originales. Llamamos a estas nubes *jets*. Lo que el experimentador ve es lo que está dibujado en la figura 16.

La teoría de los *jet*s fue introducida por George Sterman y Steven Weinberg en 1977. En otros experimentos, los quarks y los gluones también se manifestaban como «jets». Por ejemplo, cuando se dispara un electrón contra un positrón, las dos partículas se pueden aniquilar emitiendo un fotón, el cual, a su vez, produce un par quark-antiquark (figura 16 (c)). Los quarks resultantes de nuevo forman nubes de hadrones: dos jets (figura 16 (d)). Algunas veces la colisión primaria produce una tercera o una cuarta partícula primaria (principalmente gluones). Éstas también se manifiestan como jets. Resumiendo, los quarks originales y los gluones producidos en un choque delatan su presencia en virtud del hecho de que están disfrazados como jets. Midiendo estos jets con precisión, la teoría se puede comprobar directamente. En particular, ahora es posible medir la interacción entre los quarks y los gluones. Cada vez que se pone en funcionamiento un nuevo y más potente acelerador de partículas, se abre un dominio de energías mayores que nos permite medir la intensidad de la interacción quark-gluón a energías crecientes. Cuanto mayor es la energía, más se aproximan los quarks originales y, en perfecto acuerdo con la «libertad asintótica», se puede ver que la intensidad de esta interacción disminuye progresivamente según aumenta la energía.

Capítulo 14

El monopolo magnético

El problema del confinamiento permanente del quark me fue intrigando cada vez más durante 1973 y 1974. Lo único que sabíamos es que las fuerzas de color en los quarks desnudos a distancias pequeñas eran relativamente débiles comparadas con las fuerzas entre quarks vestidos separados por distancias mayores. Esto era el «efecto del apantallamiento negativo» que mencioné en el capítulo anterior. Parecía plausible que si se extrapolaba a distancias mayores, las fuerzas de color entre quarks continuarían aumentando. Fácilmente las fuerzas podrían llegar a ser tan fuertes que mantuvieran los quarks permanentemente unidos. ¿Pero es esto lo que sucede realmente? La dificultad esencial era que debido a que las fuerzas son tan grandes, es prácticamente imposible realizar los cálculos. Lo único que sabemos hacer bien es calcular fuerzas partículas sobre que se mueven en trayectorias aproximadamente rectilíneas, que ciertamente no es lo que hacen los quarks sometidos a fuerzas tan intensas. Así, la pregunta terminó siendo la siguiente: ¿Hay alguna razón fundamental para que los quarks sean siempre invisibles? ¿Por qué las líneas de campo en una teoría de color forman salchichas, como se muestran en la figura 14, en vez de separarse como en los campos eléctricos y magnéticos «ordinarios»? Si se pudiera explicar esto, quizá se podría diseñar un sistema de cálculo que explicara las propiedades de los

hadrones. Yo intenté todo tipo de cosas para encontrar una respuesta.

Pero fueron Holger Nielsen y Poul Olesen de Copenhague, e independientemente Bruno Zumino en el CERN, los que descubrieron algo en lo que yo no había pensado en absoluto. Consideremos un trozo de material superconductor e intentemos poner ahí un monopolo magnético. Sí, ya sabemos que eso no existe, pero siempre podemos imaginarlo y luego calcular lo que haría el superconductor. Un monopolo magnético es una partícula que, a diferencia de una partícula ordinaria, posee un polo magnético norte sin tener el correspondiente polo sur (o viceversa). Los monopolos nunca han sido observados, pero sobre eso volveremos más tarde.

Ya he explicado antes que un superconductor no tolera ni campos eléctricos ni magnéticos, porque los apantalla completamente. Pero no puede hacer lo mismo con el campo de un monopolo, una vez que se encuentra en su interior. Para admitir un monopolo, el superconductor debe crear una pequeña región no superconductora a donde van las líneas de campo del monopolo. El superconductor trata de hacer esto con el mínimo coste energético. Se han realizado cálculos que demuestran que las líneas de campo entre el polo norte y el polo sur magnéticos tienen precisamente la forma de salchicha mostrada en la figura 14. En el interior de esta salchicha, el material deja de ser superconductor. Sin embargo, dado que crear esta región cuesta energía, ésta se mantiene tan pequeña como sea

posible y, para ello, las líneas de campo no se pueden extender (véase también la figura 17 (a)).

Y así, Nielsen, Olesen y Zumino obtuvieron un modelo para los quarks. Los quarks son un tipo de monopolo magnético y nuestro espacio un tipo de superconductor. Ya habíamos visto todo esto antes: ¡una teoría de Higgs!

Desgraciadamente, sería difícil defender la noción de que los quarks son realmente monopolos magnéticos. De acuerdo con la cromodinámica cuántica, en la cual yo creía firmemente en 1973, los quarks no tienen nada que recuerde a una carga magnética. Y, suponiendo que nos olvidáramos de la cromodinámica cuántica y aceptásemos la teoría de los monopolos magnéticos, en ese tiempo no existía ninguna teoría útil que describiera el movimiento de los monopolos magnéticos con precisión, porque las cargas del monopolo magnético siempre tenían que ser *fuertes*. Si toda la carga se pone en una partícula puntual, tal como un quark, las fuerzas entre las partículas serían *siempre* muy fuertes, incluso a distancias muy cortas: no habría libertad asintótica. En una teoría así no se podía calcular nada.

Pero la idea me fascinó. Veamos lo que sucede, pensé, si hacemos esto para una teoría de Yang-Mills. Y entonces me encontré con una dificultad asombrosa. Podía argüir que los «tubos de flujo», como habíamos empezado a llamar a las configuraciones del campo en forma de salchicha, se hacían inestables. Pero ¿cómo podía ser esto así? Las líneas de campo de un monopolo magnético sólo pueden terminar en otro monopolo. Si el tubo de flujo desaparece, entonces,

¿adónde van las líneas de campo? Entonces comprendí algo muy importante de este *Gedankenexperiment*. La única razón posible para que los tubos de flujo decayeran en el modelo que estaba considerando sería que se formaran espontáneamente otros polos magnéticos norte y sur. ¡Que pudiera suceder una cosa así en una teoría gauge era desconocido! Esto era algo nuevo e importante.

Olvidemos el problema del confinamiento del quark. El modelo que estaba considerando nada tenía que ver con la interacción fuerte. Inintencionadamente había regresado a la teoría de la interacción débil. En 1974, aún quedaban varias teorías de estas desperdigadas por las revistas científicas. Entonces, fui capaz de deducir algunos de estos modelos que contuvieran no sólo las partículas que de describir, sino además auténticos monopolos tratábamos En particular, Glashow y Howard Georgi, un magnéticos. investigador más joven, habían propuesto anteriormente un modelo contenía monopolos construidos utilizando simplemente partículas y campos. Esto era algo completamente diferente de las viejas teorías de «los monopolos magnéticos», en las cuales se tenía que postular la existencia de monopolos puntuales junto con otras partículas (puntuales) ya conocidas. Pero mis monopolos no eran puntuales en absoluto. Eran objetos blandos, espacialmente extendidos. Pude calcular todas sus propiedades, incluyendo su masa, lo que no había sido posible hasta entonces. Todo esto no se había podido comprender antes debido parcialmente a que la energía, o la masa, de estos objetos nuevos es mucho mayor que la de las partículas «ordinarias». Se trataba de un descubrimiento interesante que anuncié en un congreso sobre partículas elementales en Londres, y que resultó haber sido también descubierto en Moscú por Alexander Polyakov, en discusión con Lev Okun.

La posibilidad fundamental de liberar partículas de un polo magnético ya había sido sugerida previamente por Paul Dirac en 1931, cuando demostró con gran generalidad que el producto de la carga eléctrica de un electrón por la carga magnética fundamental de un posible monopolo magnético tenía que ser siempre un múltiplo entero de la constante de Planck. Esto era, de alguna forma, un inconveniente cuando se quiere construir un modelo para los monopolos magnéticos, porque se deduce que la unidad de carga magnética para los monopolos es 68,5 veces mayor que la unidad de carga eléctrica (el número es exactamente la mitad del famoso 137,036...; véase la tabla titulada «la número fuerza electromagnética» en el capítulo 4). Si los quarks fueran monopolos, ¡nunca podrían ser asintóticamente libres!

Desde luego que numerosos investigadores habían tratado de considerar los monopolos magnéticos siguiendo las aproximaciones perturbativas usuales, pero con resultados muy desalentadores. Ahora bien, mi monopolo no era una partícula puntual sino un conjunto de campos. Mi monopolo³⁸ era mucho mejor, porque aquí no se necesitaba una aproximación perturbativa válida sólo cuando la carga magnética es muy pequeña. Era importante que pudiera calcular su masa con precisión porque nunca se había podido hacer

³⁸ Digo «mi monopolo» pero evidentemente también pertenecía a Polyakov y Okun.

antes. Si el modelo Georgi-Glashow era correcto, el monopolo magnético podría ser unas 8000 veces más pesado que el átomo de hidrógeno.

Benjamin Lee estaba muy impresionado. Mientras discutía mi trabajo con él, en Londres, alguien nos oyó y vino a preguntarme, con cierta sorpresa: «¿estás proponiendo el enésimo modelo para los monopolos magnéticos?». Lee dijo: «no, no, él no tiene un modelo, él ha encontrado uno». Yo adoraba a Benjamin Lee, y fue una gran pérdida para la física de las partículas elementales cuando, unos pocos años más tarde, se fue de este mundo por un trágico accidente de tráfico.

El modelo de Georgi-Glashow contenía monopolos magnéticos, pero desgraciadamente éste no era el caso del modelo de Weinberg-Salam-Ward, en el cual había una obstrucción técnica que no admitía mi monopolo. Esto tiene que ver con la corriente neutra, que no existía en el modelo de Georgi-Glashow. Y, como usted ya sabe, las corrientes neutras estaban siendo detectadas (¡fue uno de los momentos más interesantes en aquel congreso en Londres!). De manera que el modelo de Weinberg-Salam-Ward estaba ganando adeptos, dejando atrás el modelo de Georgi-Glashow y otros. Si los monopolos magnéticos existían, presumiblemente tendrían que ser mucho más pesados que la masa de 8000 protones que se deducía del modelo Georgi-Glashow.

Este desarrollo teórico dio renovadas energías a los físicos experimentales para buscar monopolos magnéticos en el agua del

mar, las rocas lunares y en las ostras³⁹. Se construyeron detectores muy sensibles con bobinas superconductoras. Se registró un único suceso, pero cuando se refinó el aparato y se mejoró la resolución del detector, la señal desapareció. Está aceptado que la primera señal (que ya había sido calificada de poco fiable por los físicos que la vieron por primera vez) debió de ser causada por una interpretación incorrecta.

Aún no sabemos si los monopolos magnéticos existen, pero el posibilidad descubrimiento de esta teórica seguirá importante por dos motivos. Como veremos más tarde, es razonable suponer que el modelo de Weinberg-Salam-Ward sólo describe correctamente las partículas que pueden ser experimentalmente por los aparatos actuales. Pero hay un límite a la energía que le podemos suministrar a una única partícula en el laboratorio. A energías muy superiores a este límite se espera que ocurran nuevos fenómenos que sólo se podrán entender si se extiende el modelo de Weinberg-Salam-Ward. Todavía no sabemos cómo será la teoría mejorada, pero es razonable suponer que el «monopolo 't Hooft-Polyakov» surgirá como una solución. El modelo que describiré en el capítulo 22 contiene monopolos magnéticos reales, pero superpesados.

Algunos teóricos dicen que «lo que está permitido es obligatorio». Esto significa que todas las construcciones teóricas imaginables deben existir en algún lugar en la naturaleza. Esto no siempre es verdad —lo siento—, pero sí se verifica en el caso de los monopolos

 $^{^{39}}$ Se sabe que las ostras acumulan los minerales raros del agua del mar.

magnéticos. Si son teóricamente posibles, se puede calcular cuántos han debido de producirse en las primeras etapas del universo. El resultado de tales cálculos provoca dolor de cabeza a los teóricos que tratan de entender las primeras fases del cosmos. Todos esos monopolos deberían haber hecho que nuestro universo fuera bastante diferente del que vemos actualmente. De hecho, estos cálculos cosmológicos ya se han utilizado para deducir restricciones en los modelos de partículas que podrían admitir monopolos magnéticos.

La segunda cuestión importante relacionada con los monopolos era que habíamos comprendido que la cromodinámica cuántica también admite monopolos magnéticos con color e incluso en cantidades más abundantes. Si uno supone que esos monopolos magnéticos coloreados sufren un tipo de condensación de Bose estamos al principio de una explicación más realista del fenómeno del confinamiento de los quarks en cromodinámica cuántica: utilizamos la idea original de Nielsen y Olesen (figura 17 (a)), donde intercambiamos todas las cargas y campos eléctricos por magnéticos. ¡Los quarks son eléctricos con color y el vacío es un superconductor magnético coloreado! Véase la figura 17 (b).

Este tema es difícil pero fascinante. Con el monopolo magnético coloreado, parece que hemos podido colocar otra pieza del Gran Puzzle.

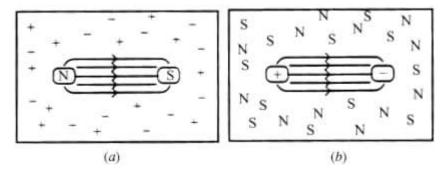


Figura 17. (a) En un superconductor hay cargas positivas y negativas que juntas pueblan el nivel de energía más bajo («condensación de Bose»). El campo magnético entre el monopolo norte (N) y el monopolo sur (S) está forzado a adoptar la forma de una salchicha («vórtice»). (b) En la cromodinámica cuántica hemos coloreado los monopolos magnéticos que se condensan para poblar el espacio vacío, debido a lo cual ahora es el campo eléctrico de color entre dos quarks el que está forzado a adoptar la forma de un vórtice.

La solución de Nielsen y Olesen y el monopolo magnético resultaría ser simplemente el principio de una serie de características matemáticas muy importantes de las teorías de Yang-Mills, que aún mantienen ocupados a los físicos y a los matemáticos.

Capítulo 15

Gypsy⁴⁰

En noviembre de 1974 el mundo de las partículas elementales fue sacudido por un descubrimiento sorprendente. Yo estaba visitando París cuando se anunció el nacimiento de una nueva partícula. «¿Una partícula nueva?», se puede preguntar usted. «Habiendo ya tantas, ¿qué importancia puede tener?». Pues bien, esta resultó ser una partícula que no encajaba en ninguna de las series que existían. Dos grupos experimentales habían hecho el descubrimiento independientemente.

Samuel Ting dirigía un experimento en Brookhaven, cerca de Nueva York, donde se hacían chocar protones de muy alta energía contra un blanco de un material más pesado. Durante varios meses, él y sus colaboradores habían estado observando una curiosa «señal» en sus aparatos. Ting encontraba difícil de creer que esta señal se pudiera identificar con una nueva partícula, porque, si fuera así, tendría que ser algo realmente espectacular. Volvió a comprobarlo todo una y otra vez (incluyendo la posibilidad de que fuera objeto de alguna broma pesada) y ordenó a todos sus colaboradores que mantuvieran todo esto en secreto.

La nueva partícula, que llamó *J*, podía desintegrarse con extraordinaria eficiencia en un electrón y un positrón. Estas dos partículas eran las que Ting había detectado en pares y, al medir sus energías relativas, encontró que aparentemente se originaban a

⁴⁰ Intraducible juego de palabras entre la pronunciación inglesa del nombre de la partícula $\mathcal{N}\Psi$, gy psy y gypsy, que significa gitano/a. (N. del t.)

partir de un trozo de materia con una masa de 3100 MeV (más de tres veces la masa del protón). Las leyes de la física de partículas nos dicen que tendría que ser posible producir este objeto haciendo chocar electrones y positrones con una energía de 1550 MeV cada uno.

Cerca de Stanford, California, hay un laboratorio llamado SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) en el que había un nuevo acelerador de partículas, llamado SPEAR, donde se hacían chocar electrones contra positrones. Cuando Ting oyó que el SPEAR se estaba haciendo funcionar con una energía de 1500 MeV por partícula, comprendió que tenía que hacer público su resultado, pero entonces ya era demasiado tarde: ¡de repente los contadores en los detectores del SPEAR se volvieron locos!

Si a los electrones y a los positrones se les suministra una energía de 1540 MeV o 1560 MeV, actúan como si no se vieran unos a otros. Los haces de electrones y positrones se atraviesan entre sí sin prácticamente ninguna perturbación. Los físicos se habian acostumbrado a esperar una colisión por minuto. Pero si ajustaban el aparato para 1550 MeV/partícula repentinamente se producían muchísimos choques directos, a un promedio de uno por segundo. Se producían partículas desintegraban nuevas que se inmediatamente, dejando señales en el aparato de detección. Para el director de este experimento, Burton Richter, quedó claro muy pronto que este incremento impresionante en la frecuencia de colisiones no podía ser achacado a un fallo del aparato, y anunció el descubrimiento de una nueva partícula, que llamó Ψ (psi, de las dos primeras letras de SPEAR). Los fuertes clics de los detectores se amplificaron y se pasaron a través del intercom del laboratorio de manera que todos los empleados del SPEAR pudieron disfrutar del nuevo descubrimiento. Después de esto, oyeron hablar de los resultados de Ting. No hizo falta mucho para que Ting y Richter se convencieran de que ambos habían hecho el mismo descubrimiento. Lo curioso de la partícula J/Ψ (o, más coloquialmente «gypsy») era que no parecía tener un lugar en las tablas de partículas. Podía desintegrarse de muchas maneras diferentes: $e^+ + e^-$, $\mu^+ + \mu^-$, 5π , 7π , 9π , $2\pi + 2K$ y, aunque menos frecuentemente, en varias clases de piones, kaones y pares barión-antibarión. A veces emergía también un fotón. En el laboratorio de la École Normale Supérieure de París, donde yo estaba, un miembro del grupo del SLAC vino a explicar, en un aula abarrotada, lo que habían aprendido acerca de la nueva partícula. Concluyó la charla con una lista de las posibles explicaciones teóricas de las observaciones y sobre cómo se podía identificar la nueva partícula.

¿Era un mesón? Su vida media (10⁻²⁰ segundos) era demasiado larga para ser eso. ¿Hay alguna ley de conservación bajo todas estas desintegraciones? Pero, cualquiera que fuese la fuerza *responsable* de esta desintegración tenía que ser mucho más fuerte que la interacción débil. ¿Era la nueva partícula alguna nueva clase de fotón? Había algunas indicaciones a favor de esta posibilidad. Parecía probable que tuviese espín igual a 1, como un fotón ordinario. ¿Era quizá uno de los fotones de Yang-Mills de la interacción débil? Pero para ello su masa era demasiado pequeña.

¿Era quizá una partícula mediadora de la interacción fuerte? Si eso fuera cierto, absolutamente nada de lo que yo pensaba que sabía sobre cromodinámica cuántica podía ser verdad.

Una sugerencia fue que la J/Ψ era un estado ligado de objetos que se habían estado buscando mucho tiempo, el quark *encanto*, c, y su antipartícula, c. Entonces se me ocurrió una idea muy brillante. «Eh—le dije al colega que estaba sentado junto a mí— esa es una posibilidad estupenda. ¿Qué tiene de malo?». Pero su respuesta fue la misma que la de otros muchos teóricos presentes: «No, entonces sería un mesón ordinario y para eso su vida es demasiado larga;» c y c se aniquilarían entre sí por interacción fuerte, ¿qué se lo impediría durante tanto tiempo?

A duras penas nos habíamos recuperado de la sorpresa cuando nos dijeron que había más partículas de este tipo. La masa de Ψ' es aproximadamente de 3700 MeV y la de Ψ" de 3770 MeV, pero esta última era mucho menos estable, comportándose como lo haría una Habíamos resonancia. encontrado auténtica más bosones coloreados, o era el principio de una nueva serie de resonancias? Hablemos ahora un poco más acerca de mi brillante idea. Realmente no puedo reclamar ninguna contribución pionera en esta cuestión porque la confirmación de que J/Ψ es realmente un mesón cc vino de cuidadosos experimentos posteriores así como de análisis realizados por varios investigadores teóricos involucrados más de cerca con los experimentos de lo que yo lo estaba. Estaban entusiasmados porque ésta era la señal más clara de que realmente existía el encanto. La razón por la que J/Ψ o c es tan sorprendentemente estable se debe a la libertad asintótica. ¿Por qué?

El quark c es mucho más pesado que los quarks u, d y s que hemos visto antes. En un estado ligado cc ambos quarks se aproximan a una distancia mucho más pequeña de lo que otros quarks «normales» lo harían; la distancia típica a la cual vibra un objeto interaccionando fuertemente es inversamente proporcional a su masa. Así el «mesón» cc es mucho menor que los mesones ordinarios. Usted recordará que la interacción fuerte se hace menos fuerte cuando actúa a distancias más cortas, y esto es debido al efecto de apantallamiento de la carga negativa (capítulo 13). Esto implica que todas las interacciones fuertes en el interior del sistema cc se desarrollen de una forma inusualmente lenta, y que el mesón viva mucho más tiempo que sus primos los ss (la resonancia phi) y uu y dd (rho y omega).

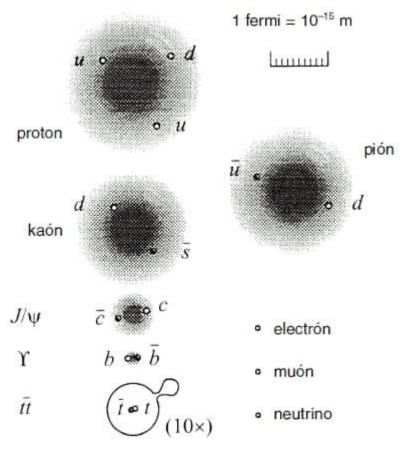


Figura 18. El tamaño de las partículas.

El estado ligado de un electrón y un positrón se parece un poco a un «elemento» curiosamente ligero y por ello se le llamó «positronio». Por su gran parecido, el estado ligado cc pronto se llamó «charmonio». Una consecuencia extra del hecho de que para el charmonio la interacción fuerte sea relativamente débil es que permitía realizar los cálculos con mayor precisión de la que estábamos acostumbrados en otros procesos de interacción fuerte. ¡El sistema charmonio era, por lo tanto, el primer sistema que nos permitía realizar cálculos cromodinámicos cuánticos fiables! De hecho, el cálculo de su vida media se parecía mucho al de la vida del positronio, el cual se podía desintegrar en fotones por

interacción electromagnética. Para calcular la vida del charmonio, todo lo que se tiene que hacer es tomar el cálculo para el positronio y sustituir la carga eléctrica por la constante de acoplamiento de la interacción fuerte.

El cálculo, en sí mismo, es complicado; no podríamos hacerlo en la parte de atrás de un sobre. Tan pronto como regresé a casa, busqué lo que se decía del positronio en los libros de texto y allí vi algo en lo que no había pensado antes. Si se parte del estado ligado de espín 1, no se puede desintegrar en dos fotones, tienen que ser al menos tres. Esto, a su vez, implicaba que la probabilidad de desintegración tenía que ir como la sexta potencia de la constante de acoplamiento fuerte. ¡Para explicar la larga vida de J/Ψ , la intensidad de la interacción fuerte para el sistema cc tenía que ser sólo un poco más débil que para los sistemas ss o uu!

La partícula J/Ψ se desintegra cuando los dos quarks se aniquilan entre sí produciendo tres *gluones*. Estos gluones, a su vez, se desintegran en piones, kaones o lo que sea, pero es la primera interacción, que se produce muy lentamente, la que determina la duración de su vida total. Sustituyendo los números, se encontró que se ajustaban razonablemente bien a las observaciones, y no se tardó mucho en lograr que esta explicación fuera aceptada por la comunidad científica.

El quark con encanto tenía que poder encontrarse sin su antipartícula, acompañado solamente de quarks ordinarios. En particular, tenían que existir mesones del tipo *cu*, *sc*, etc. y también bariones formados por combinaciones de *udc*, *usc* y otros. Se habían

detectado ya varias señales de la existencia de tales hadrones en forma de procesos de colisión poco usuales. Pero los detalles eran escasos.

Ahora que las propiedades del quark c se podían determinar con mucho más detalle, los experimentadores sabían exactamente dónde podían buscar más. Calculando las masas de estas partículas parecía razonable deducir que la Ψ", más pesada, podría desintegrarse directamente encanto. en mesones con Esta desintegración se produce mucho más rápidamente que la desintegración de J/Ψ , porque no requiere que se aniquilen antes entre sí un quark y un antiquark con encanto. Esta es la razón por la que Ψ" es menos estable, pero es también la razón por la que el sitio ideal para buscar mesones con encanto sea entre los productos en los que se descompone, donde, en efecto, pronto se descubrieron. ¿Es que la J/Ψ , como el muón, no estaba encargada por nadie? Retrospectivamente, se podía ver que hubo intentos de detectar los mesones cc, pero se habían subestimado las consecuencias de la libertad asintótica en la fuerza de color. Se esperaba que estos mesones se parecieran mucho a las resonancias ρ (rho) y φ (phi), que están formadas por quarks y antiquarks normales, también en el estado de espín 1. Ahora estaríamos dándonos calamorrazos contra la pared, porque ¡podíamos haber predicho todo sobre la partícula J/Ψ !

La partícula J/Ψ fue una pieza que unió varias partes sueltas de nuestro gran puzle. Por una parte, teníamos el perdido quark con encanto, necesario para completar la teoría de la interacción débil a

través del mecanismo GIM; por otra parte, la cromodinámica cuántica, con su libertad asintótica, se comportaba tan de acuerdo con las leyes teóricas, que nos cogió por sorpresa. Al parecer, la cromodinámica cuántica no era únicamente un modelo simplificado: los detalles, que hasta entonces sólo unos pocos habíamos tomado en serio, se ajustaban perfectamente a todas las observaciones.

Veltman era, como siempre, escéptico. Si se tiene una teoría, decía, se debería predecir algo y no sólo decir retrospectivamente que todo encaja perfectamente. Pero yo estaba preparado para hacer una predicción. Dado que las fuerzas en J/Ψ son más débiles, allí los quarks deberían moverse con velocidades considerablemente menores que la de la luz y, por lo tanto, los efectos del espín de esos quarks deberían ser relativamente poco importantes. En J/Ψ los dos quarks giran en la misma dirección y el espín total de la combinación es igual a uno, pero si rotasen en direcciones opuestas el espín sería cero. Esto sería, una vez más, una partícula nueva que los experimentadores ya habían empezado a buscar. Es mucho más difícil de detectar que la J/Ψ (no puede producirse directamente haciendo chocar electrones contra positrones). Mi predicción fue que su masa sólo podía ser ligeramente inferior a la de J/Ψ . Para los quarks ordinarios las diferencias de masa son relativamente altas. Yo pensaba que la nueva partícula, aún no descubierta, debía de tener una masa comprendida entre 3000 y 3100 MeV, mientras que casi todos los demás esperaban una masa más pequeña.

Esta fue una apuesta que perdí. La nueva partícula con espín cero, que llegó a ser conocida con el nombre de η_c , la «versión con encanto del mesón eta (n)» resultó ser de solamente 2980 MeV, justo por debajo del límite de mi apuesta. Como he mencionado antes, η_c no se puede producir por colisión de electrones contra positrones y tampoco puede desintegrarse en e+ y e-. La razón es que tal desintegración sólo puede suceder si se genera antes un fotón ordinario que, a su vez, se puede desintegrar en un par electrónpositrón. Pero el fotón tiene espín uno, no cero. Los físicos experimentales tenían que buscar la η_c esperando una desintegración de J/Ψ en una η_c y un fotón, pero ésta es una desintegración muy rara y, cuando se produce, el análisis no es fácil. Sin embargo, los experimentadores son verdaderos artistas cuando se enfrentan con problemas de este tipo.

La razón por la que ηc es más ligera de lo que había pensado es que entre estos quarks la interacción fuerte no es todavía tan débil y, por lo tanto, las desviaciones del cálculo directo del positronio ya son considerables. Mi apuesta había sido un poco demasiado impulsiva.

Mis colegas de más edad a menudo miran nostálgicamente hacia «esos días gloriosos de la física». Se refieren a la era de los grandes descubrimientos de la primera mitad del siglo XX: la mecánica cuántica, la relatividad general, la electrodinámica cuántica y los descubrimientos de las primeras partículas elementales. Pero para mí, los «días gloriosos» son los comprendidos entre 1970 y 1976, cuando se fueron colocando en su sitio muchas de las piezas del

gran puzle de las interacciones débil, electromagnética y fuerte. El descubrimiento en 1974 de la J/Ψ fue el clímax. Antes de que éste se produjera, aún quedaba alguna duda de que la teoría de la interacción débil fuera correcta, y considerábamos nuestra teoría de la interacción fuerte simplemente como una idealización de algo que podría muy bien ser más complicado e insondable. Ahora, estábamos repentinamente seguros de que ambas teorías eran correctas, incluso en sus detalles. Según continuaban los experimentos nuestra sorpresa iba en aumento y los detalles eran mucho más precisos de lo que muchos de nosotros nunca hubiésemos esperado. Una cosa estaba más clara que nunca: vivíamos en un mundo que obedecía meticulosamente a las leyes de las matemáticas, y las matemáticas son difíciles, pero se pueden entender completamente.

Quizá ésta sea una de esas maravillas que invitan a un momento de reflexión. ¿Cómo puede ser que el cerebro humano haya sido capaz de entender totalmente el extraño mundo de las partículas subatómicas más exóticas con tanto detalle? ¿Es que nuestro cerebro no ha evolucionado de acuerdo con la selección natural: al que pudo construir y utilizar el mejor arco y la flecha se le dio la oportunidad de pasar esta habilidad a su progenie? Pero, ¿qué tienen en común las partículas elementales con el arco y la flecha? La única respuesta que se me ocurre es que verdaderamente tienen mucho en común: la lógica es la lógica, y ésta se aplica a arcos y flechas exactamente de la misma manera que a las partículas elementales.

Medir la vida de las partículas elementales con encanto fue un nuevo reto para los físicos experimentales. Muchas de estas partículas tienen vidas tan cortas como 10^{-12} segundos durante los cuales sólo viajan una fracción de milímetro. En este rango, trabajar con cámaras de burbujas o de chispas se hace realmente difícil. Pero los experimentadores son ingeniosos. Midiendo con precisión y, sobre todo, con paciencia (a veces una partícula vive un poco más) consiguen medir la longitud media de una trayectoria. A veces una partícula se lanza a través de una emulsión fotográfica que puede ser analizada con más precisión a través de un microscopio.

Capítulo 16

La brillantez del modelo estándar

Para las partículas que se habían descubierto hasta entonces, teníamos un esquema bastante detallado de las interacciones débil, electromagnética y fuerte. Había una sola cosa que no estaba del todo bien en este esquema que he presentado: que por término medio, tres de cada mil mesones K_L se desintegran en dos piones, violando, así, la conservación de la simetría PC que describí en el capítulo 7. ¿Qué fuerza es la responsable de este fenómeno?

Lo que hace este problema particularmente difícil es que la K_L es la unica partícula en la que esta fuerza peculiar se ha manifestado hasta ahora⁴¹. La partícula K_L está compuesta de dos quarks, extraño y abajo. Aparentemente, los quarks ejercen una fuerza entre ellos que no respeta completamente la simetría PC. ¿De dónde puede venir tal fuerza? Hasta ahora, en nuestro formalismo matemático no se ha incluido tal fuerza, por lo que todas las ecuaciones tienen automáticamente simetría PC. Se han sugerido varias maneras de modificar nuestro modelo de manera que, añadiendo una fuerza que viole la simetría PC, se pueda explicar la descomposición K_L . En cualquier caso, se necesitarían más «partículas auxiliares» para transmitir la nueva fuerza.

Resulta que *no* es posible modificar nuestro modelo invocando otro campo de Yang-Mills. Las partículas de espín 1 siempre preservan

183

⁴¹ Los intentos de ver la violación PC en neutrones no han tenido éxito aún. Más prometedores son los planes para ver la violación PC en mesones D y \boxed{D} o B y \boxed{B} .

la simetría PC (¿podría ser ésta la razón por la que la simetría PC es tan tenue?).

Podemos imaginar los efectos que tendría otra partícula de espín 0, preferiblemente que también sufriera algún tipo de condensación de Bose, y el resultado sería lo que llamamos la «violación espontánea de PC». Sin embargo, los modelos resultantes que se obtienen así no son muy populares. Deseamos evitar las partículas de espín 0 tanto como sea posible, porque añaden muchos parámetros arbitrarios a la interacción. Los modelos con tales partículas parecen muy artificiales. En sí mismo, un argumento de este tipo no es, desde luego, suficiente para excluir esa posibilidad, pero sucede que hay una alternativa más interesante.

El lector recordará que Glashow, Iliopoulos y Maiani habían introducido el quark *encanto* para entender la estructura simétrica de la interacción débil. Bien, lo que se propuso fue hacerlo de nuevo. Esta vez, necesitamos introducir dos quarks más. Los cuatro primeros habían formado pares (*u y d, c y s*), con cargas eléctricas +2/3 y -1/3. El nuevo par se tenía que parecer a éste, pero los nuevos quarks podrían fácilmente ser mucho más pesados que los conocidos. Siendo quarks análogos a los «arriba» y «debajo» se llamaron «cima» (*t*) y «fondo» (*b*), respectivamente. Pero a veces las mismas letras se utilizaron para darles nombres más poéticos: «verdad» y «belleza»⁴².

Era inevitablemente necesaria una partícula de espín 0 para que la interacción débil tuviera las simetrías que tiene a través del

 $^{^{42}}$ La letra t es la misma inicial de las palabras inglesas top (cima) y truth (verdad); y b de bottom (fondo) y beauty (belleza). (N. del t.).

mecanismo de Higgs-Kibble. Esta partícula de Higgs se acopla ahora a los quarks y a los leptones para dotarlos de masa. Pero la misma partícula de Higgs también puede producir transiciones entre varios tipos de quark. Si no existiera interacción débil en absoluto, los quarks podrían permanecer en toda clase de estados estables. Es, pues, una *conspiración* entre la interacción débil y la interacción de Higgs lo que permite muchos tipos de desintegración de los hadrones extraños y con encanto.

Cuanto mayor sea el número de fermiones introducidos, más tipos de interacción puede experimentar el campo de Higgs con esos quarks. Los físicos japoneses M. Kobayashi y K. Maskawa escribieron la expresión matemática más general que se puede obtener para las fuerzas. Resultó que uno de los términos de sus ecuaciones no tiene simetría PC, y que ese término sólo aparece si hay, al menos, seis tipos de quarks. Esto hizo que comenzaran a buscarse partículas que contuvieran otra especie de quark. Y desde luego que las encontraron. En la tabla 6, se muestran algunas partículas que tienen el nuevo quark «belleza». El descubrimiento siguió el mismo esquema que el de las partículas con encanto. En 1977, se encontró la partícula Y (ípsilon) que está formada por un b y un b, y con una masa tan grande como 9460 MeV. También se encontraron hadrones con sólo un quark b con más de 5000 MeV de masa. Aparentemente, pues, los quarks b costaban cerca de 5000 MeV de energía.

TABLA 6. Algunas de las nuevas partículas*

Partículas	Quarks	Masa	Espín	Vida media	Algunas formas de desintegración
		(MeV)		(sopunges)	
J/W	22	3.096,9	_	7.5×10^{-21}	$e^{+}e^{-}, \mu^{+}\mu^{-}, 5\pi, 7\pi, 3\pi + 2K, pp\pi^{+}\pi^{-}, \text{ etc.}$
·>	122	3.686,0	-	$2,4 \times 10^{-21}$	$J/\Psi + 2\pi$, $e^+ + e^-$, $\mu^+ + \mu^-$, 5π , etc.
w.:	0.0	3.770	-	2.8×10^{-23}	$D^+ + D^-, D^0 + \overline{D}^0, e^+ + e^-$
n.	22	2.979	0	$6,4 \times 10^{-23}$	$\eta + 2\pi, 4\pi, 2K + 2\pi, p + \overline{p}$
×	22	3.415	0	5×10^{-23}	$4\pi, 2\pi + 2K, 6\pi, 2\pi, J/\phi + \gamma, 2K$
, ×	20	3.510	-	7.5×10^{-22}	$J/\psi + \gamma$, 4π , 6π , etc.
"χ	22	3.556	2	3×10^{-22}	$J/\psi + \gamma$, 4π , 6π , etc.
Y	qq	9.460	-	$1,2\times10^{-20}$	$\mu^+ + \mu$, $e^+ + e^-$, $\tau^+ + \tau$, hadrones
Υ.	qq	10.023	-	1.5×10^{-20}	$Y+2\pi$, $\mu\mu$, ee, hadrones
Y.,	qq	10.355	_	2.5×10^{-20}	$Y+2\pi$, $Y'+2\pi$, $\mu\mu$, ee, hadrones
D^{+}	$c\bar{d}$	1.869	0	$1,06 \times 10^{-12}$	$K^{+}+2\pi^{+}, K^{-}+4\pi, \overline{K}^{0}+\pi^{+}, \overline{K}^{0}+2\pi$
D^{-}	dc	1.869	0	$1,06 \times 10^{-12}$	$K^{+}+2\pi^{-}, K^{+}+4\pi, K^{0}+\pi^{-}, K^{0}+2\pi$
D^0	Cu	1.865	0	4.2×10^{-13}	$K^{-}+\pi^{+}$, $K^{0}+\pi^{0}$, $K+2\pi$, $K+3\pi$, 2π , $2K$, etc.
D_0	CS.	1.865	0	4.2×10^{-13}	$K^{+}+\pi$, $K^{0}+\pi^{0}$, $K+2\pi$, $K+3\pi$, 2π , $2K$, etc.
F	CS	1.969	0	4.7×10^{-13}	$2K$, $2K + \pi$, 4π , 6π , etc.
F	SC	1.969	0	4.7×10^{-13}	$2K$, $2K + \pi$, 4π , 6π , etc.
B^{+}	q_n	5.279	0	1.5×10^{-12}	$\overline{D}^0 + \pi^+, \overline{D}^0 + e^+ + \nu_e$, etc.
B-	$p\underline{n}$	5.279	0	1.5×10^{-12}	$D^0 + \pi^-$, $D^0 + e^- + \overline{\nu}_{\rho}$, etc.
B^0	$d\bar{b}$	5.279	0	1.5×10^{-12}	$\overline{D}^0 + \pi^+ + \pi^-$, etc.
B^0	pq	5.279	0	1.5×10^{-12}	$D^0 + \pi^+ + \pi^-$, etc.
÷,	cdu	2.285	-in	2×10^{-13}	$\Lambda + \pi^+$, $p + K^- + \pi^+$, $p + \overline{K}^0$, etc.
1000	54				

* Los números corresponden a los datos en 1995

El sexto quark, llamado «cima» o «verdad», fue el más difícil de producir y de detectar. Una de las principales razones para ello es que su masa era muy dificil de predecir teóricamente. A pesar de utilizar los aparatos más potentes que existían en el momento, los experimentadores no pudieron detectar ninguno durante mucho tiempo. Así, el valor más bajo posible de la masa coherente con estos resultados era un número que aumentaba continuamente, pero los físicos estaban seguros de que se encontraría el quark t. Así llegamos al modelo de seis tipos de quarks («arriba», «abajo», «extraño», «encanto», «fondo» y «cima») y cuatro tipos de leptones (electrón, muón y los correspondientes neutrinos). Con este modelo se podía explicar todo lo que se sabía sobre la física de partículas a principios de la década de 1970. Desgraciadamente, también sabíamos que no podía ser completamente correcto. Aún contenía una pequeña mancha, algo que a primera vista parecía más bien un detalle puramente técnico, un problema matemático (y sería sorprendente que la propia naturaleza tuviera que tener en cuenta todos nuestros pequeños problemas técnicos). La dificultad es que el procedimiento de renormalización no funciona todo lo bien que nos gustaría si hay seis tipos de quarks y sólo cuatro leptones.

Afortunadamente, fue bastante sencillo arreglar nuestra teoría. Todo lo que necesitábamos era un nuevo par de leptones y el experimentador Martin Perl, en el Stanford Linear Accelerator Center, había empezado a buscarlos. Más tarde, explicó por qué

Nosotros lo llamamos una anomalía. La razón física de esta

anomalía la explicaré más tarde.

pensó que tenía que haber más leptones, y su razonamiento no tenía nada que ver con la teoría que acabo de mencionar. Las partículas que interaccionan fuertemente aparecen en series infinitas, protones, neutrones y todos sus estados excitados (las resonancias). ¿Por qué las partículas que interaccionan débilmente tenían que parar en dos pares (el electrón y el muón con sus neutrinos)? Perl pensó que debería haber tantos leptones como hadrones, de los que hay una serie infinita, pero que simplemente eran un poco más difíciles de encontrar.

Las dificultades para detectar un nuevo leptón vienen de la combinación de su corta vida media y el hecho de que se desintegran emitiendo también neutrinos, que son imposibles de detectar. Por lo tanto, la señal de una desintegración de un nuevo leptón es muy dificil de reconocer. Cuando Perl encontró una señal en 1975 se encontró con otro problema: convencer a sus colegas de que la señal era fiable y que, por lo tanto, realmente había identificado un nuevo leptón. Yo también era escéptico al principio, pero ahora las medidas son tan precisas que no hay ninguna razón para la duda. El nuevo leptón se llamó «tau» (τ) y tiene una masa de 1784 MeV. Se desintegra en $e^- + v_e + v_t$, $\mu^- + v_\mu + v_t$, $\pi^- + v_t$ o en otros hadrones, siempre con un v_t entre los productos de la desintegración. Como usted puede imaginar, Perl continuó su investigación. «Estoy en el buen camino —pensó— seguro que ahí hay muchos más». Pero, para su decepción, la serie parecía detenerse ahí, al menos por entonces.

Hay pocas dudas ahora de que la interacción débil está correctamente descrita por el modelo de Weinberg de 1964, con algunas pequeñas extensiones. En 1980, las medidas de las corrientes débiles habían llegado a ser tan precisas que se pudieron hacer predicciones mucho más detalladas sobre los mediadores de la interacción débil, los bosones cargados W+y W-y el mediador neutral, que Weinberg había llamado Z^0 (y mantuvo ese nombre). Se había predicho que la masa de W^+y W^- sería ligeramente mayor que 80 000 MeV, y que la masa de Z^0 superaría ligeramente los 90 000 MeV.

Durante la escuela de verano de Cargèse, en 1970, oí que un ingeniero holandés había encontrado una forma ingeniosa de producir en un acelerador un haz muy estrecho de antiprotones, que se obtenían bombardeando átomos en un blanco con protones. Los antiprotones se producían junto con muchas otras partículas que salían disparadas en todas direcciones. Si se hacen pasar los antiprotones a través de una diferencia de potencial eléctrico, se les empuja en la misma dirección, pero el haz sigue siendo muy difuso. Lo que a uno le gustaría es hacer chocar un haz de antiprotones contra uno de protones, pero para ello es imprescindible que ambos estén extremadamente bien enfocados. Para los protones este no era un gran problema, pero ¿cómo se enfocan los antiprotones si no parten con la misma velocidad ni en la misma dirección? Parecía ser matemáticamente imposible.

Sin embargo, finalmente pudo lograrse. Si las partículas se mueven al azar con grandes diferencias de velocidad entre ellas, decimos que e1 sistema está «caliente». Si se con velocidades mueven relativamente pequeñas, decimos que el sistema está «frío». Así pues, la cuestión era ¿cómo «enfriar» un haz de antiprotones? Este fue el problema que solucionó Simon van der Meer en el CERN. Imaginese una clase de escolares indisciplinados que hacen todo tipo de travesuras desagradables. Hay solamente un profesor que puede gritar a toda la clase, y cada vez que da alguna orden sólo obedecen unos pocos alumnos, mientras que los demás reaccionan comportándose incluso peor. Eligiendo cuidadosamente palabras, progresivamente el profesor puede llegar a tener la clase bajo control.

Ahora reemplazamos los escolares por antiprotones que se mueven en órbitas más o menos circulares. Los ojos y las orejas del profesor son electrodos sensibles que registran las condiciones medias del haz, y las órdenes se dan variando rápidamente campos eléctricos y El resultado es que los antiprotones terminan magnéticos. juntándose más y más en una órbita común ideal. Este proceso es lo que Van der Meer llamó «enfriamiento estocástico». Después de una elaborada experimentación en el CERN, se descubrió que el método funcionaba bien. Se reformó un súper colisionador de protones llamado SpS en un SppS (un súper sincrotrón antiprotónprotón). En tubos casi circulares se aceleraban y enfriaban los protones y los antiprotones que después se enfocaban unos contra otros y se estudiaban las colisiones. Las colisiones ocurrían con tanta energía que se producían partículas W+ y W-. De hecho, en cuanto se alcanzaron las energías requeridas, pronto se pudieron observar las huellas de las partículas W y Z.

A continuación se construyó una máquina aún más grande llamada Esta máquina requería un túnel circular con una aproximadamente circunferencia de 27 kilómetros. Acelerar electrones y positrones hasta alcanzar altas energías es mucho más costoso que acelerar protones y antiprotones, debido a que sus masas son mucho menores (cuando se aceleran estas partículas ligeras se emite mucha más radiación). Pero la gran ventaja de estudiar los choques electrón-positrón es que estas dos partículas juntas pueden producir exactamente un bosón Z^0 sin emplear su energía en producir nada más. Si se le suministra a cada uno de los electrones y los positrones una energía de poco más de 45 000 MeV se producen grandes cantidades de partículas Z^0 , y como este proceso es muy sensible a la cantidad de energía, permite que el experimentador realice medidas muy detalladas. El LEP es una máquina historia de grandes éxitos. La funcionó extraordinariamente bien y poco después de terminarla, en 1989, empezó a producir montones de partículas Z^0 . La única decepción para los teóricos fue que en todos esos resultados no se encontró discrepancia alguna con la teoría establecida.

Una vez que se produjeron partículas Z^0 en grandes cantidades, los experimentadores fueron capaces de realizar medidas muy precisas sobre ellas. Se pudieron detectar los efectos indirectos que tienen otras partículas sobre las propiedades de las Z^0 y verificar muchos

⁴³ Iniciales de *Large Electron-Positron Collider*, gran colisionador electrón-positrón (N. del t.).

detalles matemáticos de la teoría emergente. Se pudieron establecer incluso los efectos del quark t, que aún no se había encontrado, y con estos datos los teóricos encontraron una nueva forma de estimar su masa. El primer valor era aproximadamente de unos 135 000 MeV, que fue más tarde corregido hasta 175 000 MeV con un margen de error de 20 000 MeV. En un acelerador muy potente cerca de Chicago llamado Fermi National Accelerator Laboratory, o «Fermilab» abreviadamente, pronto se podría contar con la enorme energía necesaria para la producción de trozos de materia en este rango de masas. En 1994, dos grupos americanos pudieron confirmar los primeros resultados: habían encontrado el quark t y su masa que, aún con alguna incertidumbre, parecía coincidir con las estimaciones que se habían realizado en el CERN.

El único ingrediente que aún faltaba en nuestro esquema teórico era la partícula de Higgs. Esto puede parecer increíble si se tiene en cuenta que, en algún sentido, lo que nosotros llamamos «espacio vacío» está en realidad lleno hasta el borde de estas cosas. Se podría decir que transforman el verdadero espacio vacío en superconductor para las corrientes débiles. Mientras se encuentren estado de mínima energía, en estas partículas completamente invisibles, y todo lo que hacen es dotar a nuestro mundo de sus propiedades según las conocemos. Pero debería ser posible perturbarlas. Lo que sucedería entonces se puede comparar con lo que hace el viento en un campo de maíz. Si miramos hacia el campo desde cierta distancia, no podemos ver las plantas por separado moviéndose en el viento, pero lo que sí vemos son olas de

un tamaño mayor que se desplazan a través del campo. Esta es una versión artística de lo que sería la partícula *observable* de espín 0 que la teoría predice y que esperamos que los experimentadores puedan encontrar a su debido tiempo.

De la partícula de Higgs que falta, podemos predecir con precisión muchas de sus propiedades excepto una: su masa. Teóricamente puede ser cualquier cosa entre 1000 y 1000000 MeV. En la actualidad⁴⁴ se han excluido experimentalmente los valores más bajos, pero siguen siendo posibles todos los comprendidos entre 60000 y 1000000 MeV. Desgraciadamente, esta es una predicción tan imprecisa que será de poca utilidad para nuestros amigos los experimentadores. Peinar esta región tan extensa tiene que hacerse poco a poco.

La unidad de masa de 1 000 000 MeV, que corresponde a la energía que adquiere un electrón o un protón al atravesar un potencial eléctrico de un millón de millones de voltios, se llama tera-electrónvoltio (TeV). Los físicos esperan poder utilizar, en un futuro próximo, aparatos que alcancen esa cantidad de energía *por leptón o quark*. Durante mucho tiempo pensé que la partícula de Higgs sería bastante pesada, en cuyo caso se necesitarían partículas con energías incluso mayores para poder crear un número detectable de partículas de Higgs⁴⁵ y, por lo tanto, tendríamos que esperar algún tiempo para verlas. Sin embargo, tanto los últimos datos experimentales como las últimas teorías, más sofisticadas, nos dan

-

⁴⁴ En 1995.

 $^{^{45}}$ Para crear un número detectable de partículas Higgs de 1 TeV, las partículas que colisionan deben tener una energía considerablemente superior a 1 TeV.

motivos de esperanza, porque parecen sugerir que la masa de las partículas de Higgs es menor.

Se encontrará esta evasiva partícula y ¿entonces qué? Entonces tendremos lo que aquí llamaremos, a partir de ahora, el «modelo estándar». Consiste en una descripción matemática de todas las partículas conocidas y de todas sus interacciones mutuas, que nos permite explicar el comportamiento de todas las partículas. El modelo estándar se construye exactamente según la receta del capítulo 12. Por lo que sabemos, no hay un simple fenómeno físico que no se pueda considerar una consecuencia del modelo estándar y, además, sus fórmulas mágicas no son muy complicadas. Admitimos que el modelo no es absolutamente perfecto y en el capítulo 19 empezaremos a especular sobre cómo se puede mejorar; sin embargo, el grado de perfección alcanzado impresiona lo suyo. En la tabla 7 se muestran todas las partículas o campos fundamentales conocidos hasta el presente. (Cada partícula está descrita por su correspondiente campo, razón por la que a veces usamos la palabra «partícula» y a veces la palabra «campo» para denotar el mismo concepto: un ingrediente en el modelo estándar). Con «fundamental» queremos significar que esta partícula, por lo que sabemos, no está constituida por otras partículas (o que el campo es independiente de otros campos). Desde luego, no deberíamos volver a cometer el mismo error otra vez: lo que hoy puede parecer fundamental, mañana podría resultar compuesto de objetos «aún más fundamentales». Así, éstas son las partículas «fundamentales en 1995». Algunos aspectos del modelo estándar son muy complicados para explicarlos aquí en detalle, pero voy a resumir las partes esenciales.

Tenemos tres tipos de campos de Yang-Mills gauge, cada uno con su propia «constante de interacción». Estos números, que describen las intensidades de las fuerzas que resultan de cada uno de estos sistemas, no los predice la teoría sino que tienen que ser medidos experimentalmente. Los símbolos matemáticos para las interacciones son U (1), SU (2) y SU (3), y las constantes de interacción se llaman g_1 , g_2 y g_3 . Estas tres constantes son todo lo que necesitamos para describir todas las interacciones entre partículas. Los campos de Yang-Mills están asociados con partículas, los bosones gauge, que tienen espín 1.

Ahora introducimos los fermiones, partículas con espín 1/2, de los cuales hay tres generaciones. Cada generación contiene un doblete de quarks (tal como u y d) y un doblete de leptones (como v_e y e). La teoría no prescribe que tenga que haber tres generaciones, podría haber muchas más. Pero cuando el LEP se puso en marcha, se pudo medir con tanta precisión el ritmo de desintegración de la partícula Z^0 que el número de especies de neutrinos, se pudo fijar exactamente en tres. Si hubiera más clases de neutrinos, la posibilidad de nuevas desintegraciones haría que la vida media de la partícula Z^0 fuera más corta de la observada. En la presente construcción del modelo estándar, cada generación incluye un neutrino sin masa, de manera que no puede haber más de tres generaciones; esto no excluye la posibilidad de diferentes clases de generaciones en las cuales todos los neutrinos sean más pesados

que la mitad de la masa de \mathbb{Z}^0 , pero no tenemos nada que indique la existencia de tales partículas.

TABLA 7. El modelo estándar (según se veía en 1995)

		Masa (MeV)	Carga	$N_{\rm c}$	
Espín 1, fotones ga	uge:				
Fotón	γ	0	0	1	U(1)
Bosones	$\int Z^0$	91.188	0	1]	
vectoriales de l	$a \mid W^+$	80.280	+	1 }	SU(2)
interacción déb	oil W-	80.280	-	1	
Gluón	A_{s}	0*	0	8	SU(3)
Espín 0, Higgs:	H^0	>60.000	0	1	
Espín ½, quarks:			1961		
, f arriba	и	5*	3	3	
abajo	d	10*	$-\frac{1}{3}$	3	
, encanto	c	1.600*	2 3	3	
II { extraño	S	180*	$-\frac{1}{3}$	3	
III cima	t	180.000*	3	3	
fondo	b	4.500*	$-\frac{1}{3}$	3	
Espín ½, leptones:					
e-neutrino	v_e	≈0	0	1	
electrón	e	0,510999	8 <u>2-</u>	1	
II μ-neutrino	$ u_{\mu}$	≈0	0	1	
muón [μ	105,6584	3 1.	1	
III (τ-neutrino	v_{τ}	≈0	0	1	
tau tau	τ	1.771	-	1	
Espín 2, gravitón:					
	g	0	0	1	

 N_c es el número de componentes de color que tiene la partícula. Las partículas con N_c =1 son incoloras. Las masas con * son masas efectivas, que se pueden definir como las masas que se obtienen si se ignoran los campos de fuerza de color. Esta definición no es tan precisa como los otros valores. Además, cada vez hay más indicios de que la masa del neutrino no es exactamente cero.

Las partículas que tenemos hasta ahora empiezan siendo de masa nula. Luego, añadimos una partícula con espín 0, la partícula de Higgs, que hace todo el trabajo pesado. Todas las partículas — bosones gauge, fermiones y, desde luego, la propia Higgs— deben su masa a las interacciones con la Higgs. Nunca se ha detectado la partícula de Higgs, pero su *campo* se siente en todas partes. Si la partícula de Higgs no estuviera ahí, nuestro modelo sería tan simétrico que todas las partículas parecerían iguales; habría demasiada poca *diferenciación*. Para que las partículas obtengan sus masas, las simetrías deben ser suficientemente reducidas. Esto tiene que ver con la conservación de la *helicidad*, el espín a lo largo del eje paralelo a su movimiento, pero los detalles son demasiado matemáticos para explicarlos aquí. Lo que es importante recordar es que todas las partículas deben su masa a las interacciones con el campo de Higgs.

Pero no es sólo la masa, otras estructuras también surgen en la teoría debido a las muchas formas en las que los fermiones interaccionan con el campo de Higgs. Esto significa que las masas serán todas diferentes. Además, habiendo tres generaciones, hay sitio suficiente para interacciones que violen la simetría PC, de manera que en el modelo también se explican las extrañas desintegraciones de la partícula K_L en dos piones.

Para completar la serie, la tabla 7 muestra una partícula más, la llamada *gravitón*, que se cree que transmite la interacción gravitatoria. Parece ser una consecuencia inevitable de las teorías

de la gravedad y de la mecánica cuántica, y su espín tendrá que ser igual a dos. Nunca ha sido detectada y no esperamos verla en un futuro cercano.

La teoría no predice la masa de las partículas ni la intensidad de sus interacciones básicas, que tienen que ser determinadas experimentalmente. Esto se debe a que los parámetros básicos del modelo son constantes de la naturaleza no relacionadas. Si hacemos una lista completa de las constantes, nos encontramos con que hay veinte números que tienen que ser especificados en cualquier descripción matemática del modelo estándar. Muchos de ellos corresponden a las masas de la tabla 7, otros describen aspectos de sus interacciones mutuas, tales como las tres constantes de acoplamiento gauge mencionadas antes, y todos tienen que ser medidos con gran precisión. Unos pocos parecen ser exactamente cero (tales como la «constante cosmológica de acoplamiento», que describe la extensión a la cual el espacio vacío emite su campo gravitacional). Estos han sido, sin embargo, incluidos en la lista porque, por lo que sabemos, no hay nada en el modelo que las obligue a ser cero.

Quisiera resaltar lo verdaderamente extraordinario que es el modelo estándar, aunque contenga veinte números de los que no sabemos por qué toman los valores que tienen y, en consecuencia, no sepamos cómo obtenerlos a partir de primeros principios. Pero dados esos números podemos «en principio» calcular *cualquier otro fenómeno físico*. Todas las propiedades de las partículas fundamentales, los hadrones, núcleos atómicos, átomos, moléculas,

sustancias, tejidos, plantas, animales, personas, planetas, sistemas solares, galaxias y quizá incluso el universo entero son consecuencia directa del modelo estándar. Y lo que es más, para la mayoría de sus propiedades generales no tiene mucha importancia cuál sea el valor exacto de esas constantes que aún no se conocen muy bien, tales como la masa Higgs. Por ejemplo, el efecto de la interacción débil en las propiedades químicas de los átomos es extremadamente dificil de detectar (debería dar una estructura helicoidal a los átomos de manera que puedan distinguir la derecha de la izquierda).

Yo me debería apresurar a añadir que todas estas afirmaciones tienen poco más que un significado filosófico con poca importancia práctica. Nosotros no somos capaces de deducir las propiedades de una cucaracha utilizando el modelo estándar y esto nunca va a cambiar. Imagine que apareciera en un examen la siguiente cuestión:

Calcula el número de segmentos del *Asellus aquaticus* a partir del modelo estándar. Se puede utilizar la lista siguiente para la masa de Higgs y los parámetros que violan la CP...

Nunca se podrá resolver tal tipo de problemas, ni es la intención de los físicos teóricos sugerir que ellos puedan hacer la labor de los biólogos o la de los miembros de cualquier otra disciplina que no sea la física. Lo que afirmamos es que las fuerzas de la naturaleza responsables del número de segmentos de esta criatura son conocidas, pero que el efecto es incalculable. A duras penas somos capaces de calcular los efectos de las fuerzas fundamentales en un

simple hadrón tal como el protón (¡los resultados están a menudo desviados más de un cincuenta por ciento!), así que imagínese cuán imposible se hace la complejidad de un sistema formado por los 10^{22} átomos con la forma de una cucaracha. Siguiendo las leyes de la mecánica cuántica, resulta que el cálculo de las propiedades de dos átomos juntos es muchísimo más complicado que el de un sólo átomo y que las propiedades de la mayoría de los átomos son enormemente más difíciles de calcular que las del átomo más sencillo, el del hidrógeno.

Entender las fuerzas involucradas en nuestro modelo estándar es importante porque entonces también sabremos cuáles son las leyes generales a las que obedecen estrictamente. Tenemos las leyes de conservación de la energía, de conservación del momento e incluso de conservación de la información; esta última implica que los llamados fenómenos paranormales tendrán que ser explicados en biología, términos de física ordinaria, la psicología y sucesivamente. Usted puede pensar sobre estos temas obscuros tanto como desee, pero si no se dan explicaciones realistas, estos temas no podrán ser de ninguna forma compatibles con todo lo que sabemos acerca del modelo estándar.

Capítulo 17

Anomalías

Quizá todo lo anterior le haya dado la impresión de que, al fin y al cabo, nuestros esfuerzos no sirven para mucho más que para descubrir nuevos tipos de partículas que añadimos luego a nuestro modelo. Que más o menos accidentalmente, hemos llegado a una descripción que representa adecuadamente todo lo que conocemos hasta el presente y que hemos apodado con el nombre de «modelo estándar». Pero ¿podría uno concluir cosas nuevas de él, algo que no hubiera sido posible conocer por adelantado, una predicción de algo completamente nuevo? La siguiente historia acerca de las «anomalías» podría contestar a esto. Este capítulo es un intermedio, una excursión temporal que interrumpe nuestro gran viaje hacia el mundo de lo pequeño. Los físicos somos unos perfeccionistas y si nuestro modelo tiene una pequeña mancha, queremos limpiarla. La historia nos dice que si chocamos contra un obstáculo, aunque parezca una simple formalidad o una complicación técnica, éste debe ser cuidadosamente analizado. La naturaleza puede estar tratando de decirnos algo y debemos intentar descubrir lo que es. Algunos de los argumentos matemáticos en este capítulo son demasiado técnicos para explicarlos en detalle, pero la mayoría se pueden traducir en palabras. Si usted está de acuerdo con muchos de mis amigos y con el editor, en que este capítulo es ininteligible, sálteselo. En cualquier caso, voy a intentar demostrarle lo inteligente que es la naturaleza.

La palabra «anomalía» se refiere a una característica muy especial en teoría de partículas. Surge siempre que se estudia el comportamiento de los muy ligeros fermiones de Dirac (son partículas con espín 1/2) en un campo electromagnético o de Yang-Mills. El primer ejemplo me lo enseñó Veltman en 1969, cuando yo aún era un estudiante de licenciatura.

Un pión neutro puede, durante un tiempo muy corto, transmutarse en un protón y en un antiprotón. Estas dos partículas generalmente regresan de forma inmediata al «estado pión», pero también pueden aniquilarse mutuamente emitiendo dos fotones. Indicamos este proceso por un diagrama (figura 19 (a)). Si calculamos el proceso, siguiendo las leyes conocidas en 1960, encontramos que el pión se desintegra en dos fotones de esta forma, y que el tiempo que necesita para hacerlo coincide bastante bien con la desintegración π → 2y observada en los experimentos. Este cálculo fue realizado por primera vez por Jack Steinberger allá en 1949. Hoy en día, podemos realizar el cálculo con mucha más precisión y de forma algo diferente, porque sabemos cómo considerar el pión neutro como un estado ligado de un quark y de un antiquark (oscilando entre uu y dd). El quark y el antiquark se aniquilan mutuamente emitiendo dos fotones, pero el resultado de este cálculo da prácticamente el mismo resultado que el de Steinberger (figura 19 (b)).

Esto es maravilloso: entendemos la desintegración del pión neutro. ¿O no? Espere un momento, hay algo mal. El problema es que uno puede argumentar que la desintegración en dos fotones debería de haber estado prohibida, al menos hasta cierto punto. El protón

«desnudo» usado en el «esquema de protón» no tiene prácticamente masa, como le ocurre al quark desnudo en el esquema de quark. Si hubieran sido exactamente de masa nula, entonces podríamos describir una ley especial de conservación en este pión que habría desintegración en cualquier número la hecho absolutamente imposible. Los fermiones sin masa deberían ser incapaces de aniquilarse mutuamente aquí. Decimos que las «helicidades» no coinciden⁴⁶. Ya se sabía que esta ley de conservación no se cumple impecablemente. Los quarks desnudos tienen una cierta cantidad de masa de manera que el pión tiene alguna probabilidad de desintegrarse⁴⁷. Pero la desintegración debería haberse suprimido. La vida media del pión debería de haber sido mucho más larga de lo que resultó ser. En pocas palabras, nosotros teníamos un argumento «formal» que nos decía que algo no estaba en orden.

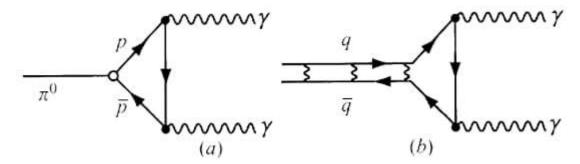


Figura 19. Desintegración de π^0 en dos fotones: (a) por aniquilación de un protón-antiprotón, y (b) por aniquilación de un quark-antiquark.

⁴⁶ La helicidad es el sentido de la rotación de una partícula cuando se compara con la dirección del movimiento de la misma. Es una magnitud bien definida y que se conserva para una partícula que se mueve con la velocidad de la luz, esto es, para partículas «sin masa».

⁴⁷ En una partícula con masa, la helicidad se alterna con una frecuencia proporcional a la masa.

No eran sólo los datos experimentales los que nos decían que este argumento «formal» tenía defectos, sino que también cálculos precisos daban el resultado correcto. ¿Cómo podía suceder esto? Después de analizar el problema, se comprendió que para que el cálculo diera una respuesta sensata se había recurrido a un «truco»: había sido necesario renormalizar. La teoría contiene infinitas fuerzas que se cancelan unas a otras cuando se calcula cualquier cosa que se pueda medir. Pero cuando se comprobó lo que pasa con helicidades, se descubrió que en este procedimiento de cancelación infinita, la ley de conservación de la helicidad no se satisface. Esto sucede siempre que un fermión interviene en un diagrama con una trayectoria triangular como en la figura 19. Aparentemente, nuestras elegantes consideraciones algebraicas han quedado arruinadas por la renormalización. En el caso de los piones, los teóricos estaban satisfechos con esta respuesta. El acuerdo entre los cálculos precisos y los experimentos eliminaban cualquier duda. Nosotros llamamos a este fenómeno la «anomalía triangular».

En lo que se refiere al pión, la anomalía no era mucho más que una curiosidad, una cosa a tener presente para no cometer nuevos errores. Pero cuando yo estaba tratando de encontrar las recetas precisas para la renormalización de las teorías de Yang-Mills, la anomalía apareció de nuevo. En el modelo de Weinberg-Salam, los fermiones desnudos tienen que ser de masa *exactamente* nula. Las muy especiales propiedades de los fermiones de masa nula rotando a derechas e izquierdas eran ingredientes esenciales en este modelo.

Aquellos con «helicidad» a izquierdas interaccionan con los campos gauge de una forma completamente diferente a como lo hacen los que tienen helicidad a derechas. Así es como podemos explicar el hecho peculiar de que las interacciones débiles tengan una «naturaleza de sacacorchos»: distinguen derecha de izquierda. Pero el esquema es delicado. Para probar que todas las partículas involucradas tienen propiedades físicas aceptables, tenemos que saber que todas las interacciones son «invariantes gauge». Ahora, las anomalías realmente podían causar estragos. La invariancia gauge estaba destruida: si se calculaba algo de diferentes formas, se llegaba a diferentes respuestas, y eso es una mala lógica.

Inicialmente, yo había esperado que este pequeño error en las recetas de la renormalización se pudiera «arreglar». Después de todo, ¿cómo una cosa tan tonta como una anomalía podía estropear un esquema tan maravilloso como el modelo de Weinberg-Salam?

un esquema tan maravilloso como el modelo de Weinberg-Salam? Pero me disuadieron rápidamente⁴⁸. ¡Las anomalías podían hacer que la teoría fuese completamente inútil *a menos que* se cancelen exactamente entre ellas! Las anomalías juegan un papel solamente en los diagramas que contienen un fermión en trayectoria triangular; ahí las cosas pueden ir mal, pero las contribuciones de todos los tipos de fermiones tienen que sumarse juntas. Esto crea la posibilidad de que se cancelen y que, en ese caso, nuestra teoría se arreglara. Y ahora lo que sigue es un pequeño milagro. Si tomamos el modelo estándar tal y como fue formulado, todas las anomalías peligrosas debidas a los leptones *e* y v_e, por una parte, y a los

_

⁴⁸ La primicia es de William A. Bardeen en Princeton.

quarks u y d por la otra, ¡se cancelan exactamente entre sí! Lo mismo sucede si tomamos los leptones muónicos y los quarks s y c juntos, y finalmente tomamos los tau (t), cima (t) y fondo (b). Por esto dije en el capítulo 16 que queríamos tener exactamente tantos tipos de leptones como de quarks. Quizá para sorpresa de algunos, la naturaleza fue condescendiente con los deseos de los teóricos y nos dio igual número de leptones que de quarks. Si éste no hubiera sido el caso, tendríamos que habernos enfrentado con un esquema de renormalización imposible.

La teoría de la interacción débil no es la única en la que las anomalías juegan un papel decisivo. El diagrama triangular también aparece en las interacciones fuertes cuando solamente hay muones y quarks. En este caso, uno considera el álgebra relacionada con la conservación de la helicidad del quark (sentido de giro del espín del quark en la dirección del movimiento). Una consecuencia de esta álgebra es que algunos hadrones no tienen masa y tienen espín 0: estos son los bosones de Goldstone mencionados en el capítulo 11. De hecho, los tres piones tienen muy poca masa⁴⁹ y su espín es 0. Sin embargo, las leyes de nuestras matemáticas nos dicen que ahí debería haber cuatro leyes de conservación en lugar de tres y que, por lo tanto, tenía que haber una cuarta partícula ligera de espín cero. El único objeto que podría reunir estos requisitos y otras especificaciones necesarias era la partícula eta, η. Resumiendo, la cromodinámica cuántica predice que, además de los piones, la partícula n tiene que ser comparativamente ligera.

 $^{^{49}}$ Que la masa del pión no sea exactamente cero se atribuye al hecho de que los quarks tienen una pequeña masa «desnuda».

Sin embargo, la partícula eta es mucho más pesada que el pión. El problema, que se conoció como problema eta, se agravaba por el hecho de que son los cuadrados de las masas los que tienen que compararse. La cromodinámica cuántica parecía predecir una partícula eta ligera y no estaba aquí. Entonces se comprendió que, sí, hay una anomalía cuando queremos formular el argumento para la partícula eta con precisión. De nuevo se podía imaginar que la partícula eta se desintegraba temporalmente en dos gluones donde, como en el caso del pión sin masa, los diagramas triangulares jugaban un papel. Esta vez, sin embargo, los cálculos precisos no se podían realizar y era muy dificil imaginarse cómo se podía apañar la naturaleza para convertir la anomalía en masa para la partícula eta. No podrían satisfacerse las reglas matemáticas y, sin embargo, la conservación de la helicidad parecía obvia. Esto era debido a que al aplicar el argumento en este caso se había pasado por alto una sutileza. El verdadero origen de la anomalía es algo mucho más profundo que el procedimiento de la renormalización; está en la naturaleza de las distinciones que hacemos entre una partícula y una antipartícula.

En una descripción muy «primitiva» de los fermiones (la forma en que Dirac solía formular la teoría cuando por primera vez comprendió esta situación) no empezamos, en absoluto, con cosas que se parezcan a las antipartículas. En su lugar, lo que tenemos son «localizaciones en el espacio», cada una de las cuales puede no estar ocupada por una partícula. Supongamos que hacemos una

lista de estas localizaciones y de las energías que representan⁵⁰. Si en una de estas localizaciones la energía es negativa, colocamos una partícula, y si la energía es positiva la dejamos vacía. Si nuestra reserva de partículas coincide exactamente con la necesidad de colocar partículas en todas las localizaciones, acabamos en el «estado de menor energía posible» (como pronto quedará claro). A este estado lo llamamos el *vacío*.

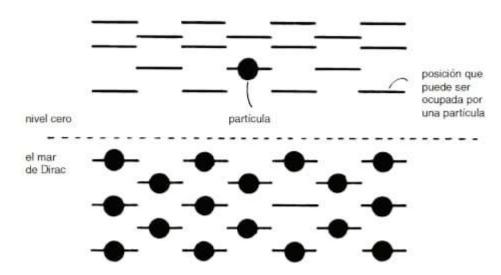


Figura 20. En esta figura se muestran una partícula y una antipartícula según la teoría de Dirac.

Pero quizá tengamos una partícula de más, que se tendría que poner en una localización con energía positiva y entonces ésta sería una partícula real observable. Si, por el contrario, lo que tenemos es una partícula de menos, habría que dejar vacía una localización con energía *negativa*. Para hacer tal «agujero» con energía *negativa* se requiere una cierta cantidad de energía *positiva*. De manera que un

208

⁵⁰ Como esta lista es infinita, tenemos que parar el procedimiento una vez que las energías son mucho mayores que cero. Así se introduce la manera de suprimir los infinitos, la llamada «renormalización», en la teoría.

agujero se comporta exactamente como si fuera una partícula ordinaria, con energía positiva.

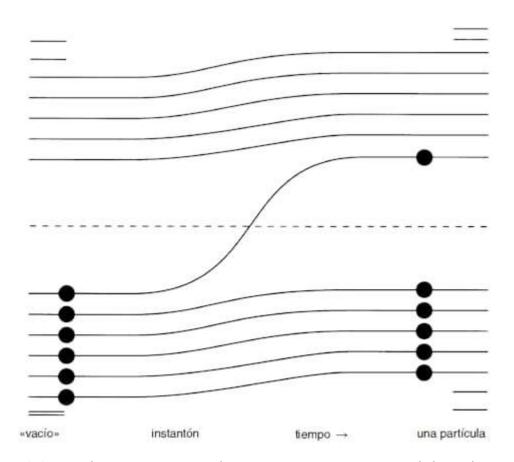


Figura 21. Un instantón puede transmutar una posición de energía negativa en otra de energía positiva (o viceversa) y arrastrar a la partícula con ella, pero con una carga eléctrica (y otras propiedades) de signo contrario a las de la partícula original. Esto es lo que llamamos una antipartícula.

Ahora podemos explicar lo que es una anomalía. Bajo ciertas circunstancias especiales, en presencia de fuertes campos, una localización de energía negativa puede transformarse en una de energía positiva. Supongamos que esta localización estaba

originalmente ocupada, lo que significa que constituía un espacio vacío; pero cuando su energía se hace positiva, repentinamente, como un deus ex machina, aparece una partícula de ningún sitio. Si la localización original estaba vacía, este fenómeno parecería la completa desaparición de una antipartícula. Una localización de energía positiva también puede transformarse en una de energía negativa, y entonces tiene lugar el proceso inverso.

El problema eta surgió porque esta descripción de las partículas y las antipartículas, como las había visto Dirac, había sido más o olvidada y, sobre todo, porque la gente no menos había comprendido que tales transiciones de energía negativa a positiva y viceversa eran realmente posibles. Mientras yo jugaba con las ecuaciones correspondientes, cuatro investigadores rusos, Alexander Belavin, Alexander Polyakov, Albert Schwartz y Yuri Tyupkin descubrieron una configuración de campo gauge que parecía un «nudo girado» en el espacio-tiempo. Más tarde se comprendió que este «nudo» era precisamente una deformación de las líneas de campo necesaria para producir una transición de energía negativa-positiva a un estado fermiónico. La configuración de campo parecía ser una «partícula», pero que sólo persiste un instante desapareciendo tan rápidamente como se había formado. Para resaltar esta característica se le dio el nombre de «instantón». Un instantón es como una puerta pequeña que repentinamente y se abre para dejar que una o varias partículas entren o salgan de una reserva infinita llamada el «mar de Dirac», y luego se cierra y desaparece.

Ahora sabemos que la partícula eta debe su masa a este instantón⁵¹. Lo que hace un instantón en la cromodinámica cuántica es lo siguiente: transforma la energía de una partícula en un estado de helicidad a derechas de positiva a negativa, y hace lo contrario con un estado de helicidad a izquierdas. Así, una partícula con helicidad a derechas parecerá que desaparece y surge una partícula con helicidad a izquierdas. ¡Es como si la partícula con helicidad a derechas se transmutase en una con helicidad a izquierdas! Esta es la razón por la que la helicidad deja de conservarse y consecuentemente falla el álgebra que llevaba asociada. La partícula eta realmente es como debe ser en QCD⁵².

No está permitido tener una teoría en la cual las partículas que no se conservan interaccionen con los campos de Yang-Mills, por la misma razón por la que nuestra teoría de las fuerzas electromagnéticas sólo funciona cuando las cargas eléctricas se conservan exactamente. Por tanto, debido al comportamiento de los instantones, no está permitido que helicidades a izquierdas interaccionen con campos gauge independientemente de las helicidades a derechas. Si esta imposibilidad se relajara, tendríamos un problema —¡el problema se llama una «anomalía»!—. Parece que se están aproximando más y más detalles de nuestra teoría.

Hasta ahora, quizá se podría mantener que todo lo que estamos haciendo es encajar en nuestro modelo los fenómenos observados,

 $^{^{51}}$ Debo añadir que esta explicación sobre el origen de la masa de la partícula η es todavía discutida por algunos, que dicen que el instantón no puede eliminar completamente la simetría que protege la partícula η de adquirir masa. Insisto, sin embargo, en que, en el caso de que uno formule las cosas con suficiente cuidado, el argumento del instantón es completamente correcto.

⁵² Iniciales de *Quantum Cromodynamics* (cromodinámica cuántica). (N. del T.).

aunque puedo asegurarle que nunca se habría podido explicar las anomalías de una forma diferente. Ahora viene lo nuevo. Los instantones que hemos descrito corresponden a los campos gauge fuertes SU(3), llamados cromodinámica cuántica. Pero también tienen que aparecer como configuraciones del campo gauge débil SU(2). La anomalía «débil», la que nos obligó a tener exactamente el mismo número de leptones que tipos de quarks, podía tener un efecto más directo. Las interacciones débiles actúan de forma diferente sobre las distintas helicidades y distinguen la derecha de la izquierda. Por lo tanto, en ese caso el instantón hace cosas peligrosas. Si hubiera solamente una generación de quarks, se podría eliminar uno de cada color, y desaparecerían tres quark. Si hubiera una generación de leptones, también desaparecería un leptón o surgiría un antileptón, que viene a ser la misma cosa. Pero como hay tres generaciones, todas sintiendo los mismos campos débiles, un único instantón hace todas estas cosas a cada generación simultáneamente. El resultado es una interacción del tipo

$$u + u + d + s + c + c + t + t + b \rightarrow e^+ + \mu^+ + \tau^+.$$

Si se mira con cuidado, se notará que la carga eléctrica total se conserva exactamente en esta transición. Este no hubiera sido el caso si hubiésemos omitido el leptón τ (y su neutrino) y la interacción no se hubiera permitido. No se puede tener

electromagnetismo sin conservación de carga. Por lo tanto, esta es la razón por la que una teoría sin el par leptón τ hubiera fallado.

Ya que cada uno de los bariones está formado por tres quarks y los bariones exóticos se pueden transformar en bariones por medio de las interacciones débiles «ordinarias», los tres bariones (por ejemplo, tres protones) pueden desaparecer y dejar tres leptones cargados positivamente (o antineutrinos y piones) en su lugar. ¡Finalmente, toda la materia en el universo (que, después de todo, está formada fundamentalmente por bariones y leptones) podría desintegrarse en partículas mucho más ligeras y finalmente aniquilarse por completo! Un resultado espectacular, excepto cuando realizamos los cálculos correspondientes con más precisión. La transición indicada se hace extremadamente rara. Durante los primeros estadios del universo, probablemente hubo un corto periodo durante el cual las interacciones de este tipo fueron muy frecuentes. ¡Quizá el presente exceso de bariones y leptones en el universo se lo debamos completamente al proceso inverso! Desgraciadamente, nuestro entendimiento de los primeros estadios del universo es tan rudimentario que no es (¿todavía?) posible elaborar en detalle tales ideas, jaunque varios investigadores están tratando de hacer exactamente eso!

Lo más llamativo de este suceso anómalo es que hemos empezado con una teoría que conservaba completamente el número bariónico y, sin embargo, hemos *deducido* que los bariones no son inmortales. Más tarde, nos encontraremos con otras teorías donde los bariones pueden desintegrarse de diferente manera. Esto significa que todas

las variedades de la materia pueden ser finalmente inestables, pero yo puedo asegurarle que pasarán muchos años antes de que un sólo protón de su cuerpo se desintegre (y mucho más tiempo antes de que tres puedan desintegrarse juntos) y que cuando esto suceda, usted no notará nada.

Capítulo 18

La engañosa perfección

Así pues, parece que a falta de unos pocos detalles técnicos, la física teórica está acabada. Tenemos un modelo que engloba todo lo que deseamos saber acerca de nuestro mundo físico. ¿Qué más podemos desear?

Bien, el modelo estándar es casi, pero no completamente, perfecto. En primer lugar, podríamos empezar a quejarnos de las casi veinte constantes que no se pueden calcular. Pero si ésta fuese la única queja, habría poco que hacer. Desde luego, se han sugerido numerosas ideas para explicar el origen de estos números y se han propuesto varias teorías para «predecir» sus valores. El problema con todas esas teorías es que los argumentos que dan nunca son convincentes. ¿Por qué se iba a preocupar la naturaleza de una fórmula mágica si en ausencia de tal fórmula no hubiera contradicciones? Lo que realmente necesitamos es algún principio fundamental nuevo, tal como el principio de la relatividad, pero no queremos abandonar todos los demás principios que ya conocemos; ¡esos, después de todo, han sido enormemente útiles en el descubrimiento del modelo estándar! El mejor lugar para buscar un nuevo principio es precisamente donde se encuentran los puntos débiles de la presente teoría.

Una regla universal en la física de partículas es que cuando las partículas chocan con energías cada vez mayores, los efectos de las colisiones están determinados por estructuras cada vez más

pequeñas en el espacio y en el tiempo. Supongamos que tenemos a nuestra disposición un acelerador de partículas en el cual las partículas pueden adquirir mil veces la energía que se alcanza actualmente. Las colisiones que tendrían lugar nos dirían algo acerca de los detalles estructurales de esas partículas que son mucho más pequeñas que antes. ¿Seguiría siendo correcto el modelo estándar? Continuemos, como Gulliver, nuestro viaje hacia el mundo de los objetos aún más pequeños.

El modelo estándar es una construcción matemática que predice sin ambigüedad cómo debe ser el mundo de las estructuras aún más pequeñas. Pero hay varias razones para sospechar que tales predicciones resultarán ser completamente falsas.

Encendamos nuestro súpermicroscopio imaginario y enfoquémoslo directamente en el centro de un protón o de cualquier otra partícula. Veremos hordas de partículas fundamentales desnudas pululando. Vistas a través del súper microscopio, el modelo estándar, que contiene veinte constantes naturales, describe las fuerzas que rigen la forma en que se mueven. Sin embargo, ahora esas fuerzas no sólo son bastante fuertes sino que también se cancelan entre ellas de una manera muy especial; están *ajustadas* para conspirar de tal manera que las partículas se comportan como partículas ordinarias cuando se vuelve a colocar el microscopio en la escala de ampliación ordinaria. Si en nuestras ecuaciones matemáticas cualquiera de esas constantes fuera reemplazada por un número ligeramente diferente, la mayoría de las partículas obtendrían inmediatamente masas comparables a las gigantescas

energías que son relevantes en el dominio de las muy altas energías. El hecho de que todas las partículas tengan masas que corresponden a energías mucho menores repentinamente llega a ser bastante poco natural.

Esto es lo que llamamos el problema del ajuste-fino. Vistas a través del microscopio, las constantes de la naturaleza parecen estar cuidadosamente ajustadas sin ninguna otra razón aparente que hacer que las partículas parezcan lo que son. Hay algo muy erróneo aquí. Desde un punto de vista matemático, no hay nada que objetar, pero la credibilidad del modelo estándar se desploma cuando se mira a escalas de tiempo y longitud extremadamente pequeñas o, lo que es lo mismo, si calculamos lo que pasaría cuando las partículas colisionan con energías extremadamente altas. ¿Y por qué debería ser el modelo válido hasta ahí? Podrían existir muchas clases de partículas súper pesadas que no han nacido porque se necesitan energías aún inalcanzables, y ellas podrían modificar completamente el mundo que nuestro Gulliver planeaba visitar.

Resumiendo, si deseamos evitar la necesidad de un delicado ajuste fino de las constantes de la naturaleza, creamos un nuevo problema: ¿cómo podemos modificar el modelo estándar de tal manera que el ajuste-fino no sea necesario? Está claro que las modificaciones son necesarias, lo que implica que muy probablemente haya un límite más allá del cual el modelo tal como está deja de ser válido. El modelo estándar no será nada más que una aproximación matemática que hemos sido capaces de crear, tal

que todos los fenómenos *observados hasta el presente* están de acuerdo con él, pero cada vez que ponemos en marcha un aparato más poderoso, deberemos esperar que sean necesarias nuevas modificaciones.

¿Cómo hemos podido pensar de otra manera? ¿Cómo hemos tenido la «arrogancia» de pensar que podamos tener la teoría «definitiva»? Mirando las cosas de esta manera, nuestro problema ahora puede muy bien ser el opuesto al que plantea la pregunta de dónde acaba el modelo estándar: ¿cómo puede ser que el modelo estándar funcione tan extraordinariamente bien? y ¿por qué aún no hemos sido capaces de percibir nada parecido a otra generación de partículas y fuerzas que no encajen en el modelo estándar?

La pregunta «¿qué hay más allá del modelo estándar?» ha estado fascinando a los físicos durante años. Hasta aquí, he sido capaz de hablarle con alguna autoridad sobre todas las cosas que conocemos, pero de ahora en adelante voy a especular acerca de lo que no sabemos. Desde luego, uno siempre puede imaginar que la física que conocemos pueda dejar de ser válida y tenga que reemplazarse por algo completamente diferente. Pero no nos lo creemos. Si la historia nos ha ensañado algo es que, mirando hacia atrás, las nuevas leyes que se descubren siempre resultan ser generalizaciones bastante lógicas de las que ya conocíamos hacía mucho tiempo.

Capítulo 19

Pesando neutrinos

Hay dos direcciones a lo largo de las cuales se podría extender el modelo estándar, tal y como lo conocemos actualmente, que básicamente se caracterizan así:

- (1) nuevas partículas raras y nuevas fuerzas extremadamente débiles, y
- (2) nuevas partículas pesadas y nuevas estructuras a muy altas energías.

Empecemos por el primer caso. Podrían existir partículas muy difíciles de producir y de detectar y que, por esa razón, hayan ahora. desapercibidas hasta Las pasado partículas interactuasen fuertemente con alguna de las partículas conocidas no podrían ocultar su presencia. De acuerdo con las leyes de prohibición de la teoría cuántica de partículas, tales partículas frecuentemente se producirían bien unitariamente o en pares partícula-antipartícula; la única manera de que esto no ocurra es que sus masas sean muy grandes, pero esto pertenece al caso (2). Delatarían su presencia en los choques contra partículas en un detector. Las únicas partículas ligeras que pueden evitar ser detectadas son las que ejercen fuerzas muy pequeñas sobre todas las especies de partículas conocidas.

La primera partícula adicional en la que podríamos pensar es un neutrino rotando a derechas. Recordemos del capítulo 7 que si se

toma el eje de rotación paralelo a la dirección del movimiento, los neutrinos sólo rotan a izquierdas (los antineutrinos rotan a derechas). Desde un punto de vista matemático no hay ninguna objeción a esto, pero es de alguna forma poco estético. Después de todo, en cada generación de partículas hay, además de leptones, también quarks y todos pueden rotar a derechas. Decimos que los quarks, lo mismo que los leptones cargados, tienen componentes de helicidad a derechas. Supongamos ahora que los neutrinos también tengan componentes a derechas. Como entonces el movimiento rotacional ya no está acoplado con movimientos lineales, los neutrinos en este caso pueden tener una masa (la justificación matemática para la mencionada relación entre espín y masa no es fácil de explicar).

Los neutrinos siempre se han manifestado como si tuvieran masa estrictamente nula. Parece como si se movieran exactamente con la velocidad de la luz. Pero hay un límite para la precisión de nuestras medidas. Si los neutrinos fueran muy ligeros, por ejemplo, una cienmillonésima parte de la masa del electrón, seríamos incapaces de detectar en el laboratorio la diferencia entre éstos y los neutrinos de masa estrictamente nula. Pero, como he dicho, para ello el neutrino tendría que poseer una componente a derechas.

En este punto los astrónomos se unen a la discusión. No es la primera vez, ni será la última, que la astronomía nos proporciona información esencial en relación con las partículas elementales. Por ejemplo, debido a las *interacciones de corriente neutra* (las interacciones débiles originadas por un intercambio Z^0), los

neutrinos son un factor crucial en la explosión supernova de una estrella. Cuando no se sabía nada de la corriente neutra, se pensó que los neutrinos producidos durante la explosión podrían escapar libremente de la estrella. Ahora, sin embargo, sabemos que debido a las interacciones por corriente neutra, pueden colisionar con las capas exteriores de la estrella y volarlas con una fuerza tremenda. La hipótesis de la corriente neutra quedaba así respaldada por esta nueva teoría de la supernova mucho antes de que se descubriera la partícula \mathbb{Z}^0 .

Durante unos veinte años, los astrónomos han estado llamando la atención sobre una pequeña y persistente discrepancia en su «modelo estándar»: la teoría del interior del Sol. El Sol es un gigantesco reactor nuclear. Debido a que está tan cerca de nosotros (comparado con las demás estrellas) se han podido realizar muchas medidas, que han dado lugar a la determinación de su composición química, masa y temperatura. Muchas de las reacciones nucleares que tienen lugar en su interior se pueden realizar en el laboratorio; otras se pueden calcular con gran precisión y sólo unas pocas reacciones se conocen peor. Se puede deducir la composición de los materiales de los que estaba compuesto el Sol hace seis mil millones de años, por ejemplo, a partir de medidas en meteoritos. Y así se pudo construir un modelo de nuestro Sol.

Este modelo solar funciona bien y la mayoría de estrellas del universo pueden ser descritas utilizando las mismas técnicas. El modelo solar nos dice clara y precisamente cuál es la temperatura y la densidad en el interior profundo del Sol. Una forma fantástica de

comprobar el modelo es medir las vibraciones en el Sol, o «solemotos». Pequeñas variaciones en el diámetro del Sol indican que la superficie vibra. Los astrónomos hacen lo que los sismólogos con los terremotos: de sus medidas deducen propiedades tales como densidad, composición y temperatura en el interior solar.

Los astrónomos nos aseguran que todos estos hallazgos coinciden bellamente. Sin embargo, una cosa no concuerda con el resto de la teoría. Varias reacciones nucleares que tienen lugar en el interior del Sol deberían también producir neutrinos. Deberían fundamentalmente neutrinos de tipo electrónico (v_e y v_e) porque los otros sólo se podrían producir junto con muones y taus, y para ello la energía de las partículas en el Sol no es suficientemente alta. Se han llevado a cabo varios experimentos para detectar los neutrinos solares. Estas medidas eran difíciles debido a la gran pasividad de los neutrinos. Finalmente y después de un gran esfuerzo, tuvieron éxito, pero el flujo de neutrinos procedentes del Sol resultó ser bastante menor que el que se esperaba. Se han hecho muchos intentos para entender esta discrepancia y esconderla debajo de la alfombra. Por ejemplo, la producción de neutrinos depende fuertemente de la temperatura. ¿No podría ser que la temperatura solar sea menor que la esperada? Pero todos los intentos por mejorar los cálculos han conducido al mismo resultado: la temperatura tiene que ser correcta. Además, una temperatura inferior no estaría de acuerdo con las medidas sobre las vibraciones solares. Los experimentos se mejoraron y se inventaron nuevos métodos para medir los neutrinos. Los investigadores ahora están todos de acuerdo en la magnitud de la discrepancia: hay como mínimo tres veces menos neutrinos de los que debería haber. Por lo tanto, algo está mal en nuestros modelos.

¿Qué tiene que ver todo esto con la masa del neutrino? Bien, un neutrino con masa podría sufrir una transición a otros tipos de neutrinos. La situación es comparable con la descripción de los mesones K, pero de alguna manera más compleja. Si los v_e se pudieran transformar en v_μ o v_t no dejarían una traza en nuestros aparatos detectores, de manera que *parecería* que hay menos neutrinos. Este fenómeno que se conoce como «oscilación de neutrinos», sólo es posible si los neutrinos no tienen masa nula como ocurre en el modelo estándar.

Durante mucho tiempo me pareció difícil creer que la hipótesis de la oscilación de neutrinos fuera una explicación para la falta de neutrinos solares. Yo pensaba que por esa ruta solamente podrían escapar unos pocos neutrinos. Después de todo, podrían volver a transformarse en v_e con la misma facilidad. Pero en 1985, los rusos S. Mikheyev y A. Smirnov propusieron una teoría muy ingeniosa basada en una idea anterior de un experto en PC llamado Lincoln Wolfenstein. El así llamado mecanismo MSW funciona como sigue.

Cuando los neutrinos oscilan también interaccionan, aunque de forma extremadamente débil, con la materia solar. Debido a la presencia de leptones en el sol, los neutrinos de tipo electrónico pueden sufrir transiciones a bosones W y al revés, mientras que los otros tipos de neutrinos sólo pueden hacerlo vía bosones Z^0 . Una consecuencia de esto es que la velocidad de los neutrinos

electrónicos en el interior del Sol difiere muy ligeramente de la de otros tipos de neutrinos. Se calculó que por el *efecto combinado* de estas interacciones y las oscilaciones de neutrinos, los neutrinos tipo electrón se podían metamorfosear casi completamente en, por ejemplo, neutrinos muónicos o neutrinos tauónicos.

Desde luego, este argumento consiste en una larga cadena de cálculos e hipótesis cuya resistencia es la del eslabón más débil, pero parece proporcionar una seria indicación de que los neutrinos tienen masa (comprendida entre 0,005 y 0,5 eV, que es menos que la millonésima parte de la masa del electrón). ¡Así que los ceros en la tabla 6 son probablemente erróneos!

Los neutrinos dextrógiros son insensibles incluso a la interacción débil. Solamente con la ayuda de partículas de Higgs se pueden transformar primero en neutrinos levógiros y después sufrir (raramente) interacciones débiles del tipo convencional. ¿Cuántos otros objetos ocultos pueden existir?

Ya he mencionado el *gravitón*. Esta partícula hipotética sólo siente la fuerza gravitatoria (de la cual es la partícula mediadora) que es mucho más débil que la interacción débil. El hecho de que nosotros experimentemos la interacción gravitatoria diariamente es simplemente una consecuencia de una propiedad que la distingue de todas las demás fuerzas: todos los átomos contenidos en la Tierra están tirando de todos los átomos del interior de nuestro cuerpo *en la misma dirección* (hacia la Tierra). Notamos esta fuerza porque hay muchos átomos en nuestro cuerpo. Pero imagínese que está en una nave espacial en una trayectoria en caída libre, donde la atracción

de la Tierra no se pueda sentir. La nave espacial también tiene muchos átomos tirando de los cuerpos que contiene en esta o en aquella dirección, pero muchísimos menos de los que tiene la Tierra. Por ello en la nave espacial los astronautas no sienten fuerza gravitatoria alguna (puede ser detectada, pero sólo con un equipo muy especial).

La fuerza gravitatoria actúa sobre enormes distancias y esto está directamente relacionado con el hecho de que su portador, el gravitón, tiene masa en reposo igual a cero. Uno podría preguntarse si como ésta hay otras fuerzas extremadamente débiles y de largo alcance. Por ejemplo, uno podría pensar en una componente extra en el campo gravitatorio que sólo actuara sobre los electrones, o sólo sobre los bariones, o sobre uno de los tipos exóticos de quark, lo que le haría diferente de la gravedad ordinaria (que se sabe actúa sobre todas estas partículas) discriminando las partículas sólo por sus masa y por nada más. El barón húngaro Roland von Eötvös realizó unos cuidadosos e ingeniosos experimentos a finales del siglo XIX para ver si encontraba algunos de estos efectos de selección no estándar en la gravedad. Más de medio siglo después, Robert Dicke mejoró estas medidas (lo que fue bastante difícil a pesar de contar con la ayuda de mucha electrónica moderna). También realizado investigaciones han sobre posibles se desviaciones de la ley gravitatoria $1/r^2$, que podría tener lugar, por ejemplo, si existiera un componente más débil en la gravedad que actuase solamente sobre un rango limitado de distancias (lo que

implicaría que el mediador de este nuevo campo podría tener una masa en reposo que fuera ligeramente mayor que cero).

cuenta estas posibilidades concretas, reexaminado recientemente las propias notas de Eötvös sobre su experimento. En la década de 1980, se dijo que las notas indicaban un ligero sesgo en la fuerza gravitatoria, es decir, que diferentes clases de materiales podrían reaccionar de forma ligeramente diferente ante un campo gravitatorio. El mismo Eötvös había mantenido siempre que las pequeñísimas irregularidades en sus datos eran insignificantes, y la opinión actual es que probablemente estaba en lo cierto. Sin embargo, se encontró rápidamente un nombre para la nueva fuerza propuesta: la «quinta fuerza». A pesar de los elaborados intentos, nunca ha sido posible confirmar su existencia. Teóricamente no se puede excluir la existencia de una fuerza parecida a la gravitatoria, pero en mi opinión, añadir una fuerza de esta clase al modelo estándar lo podría hacer un poquito más feo de lo que es ahora. Yo no creo que tal fuerza tenga mucha opción de existir.

Finalmente, uno podría pensar en muchas otras especies de partículas que interaccionen muy débilmente. ¿Existen? Recuerde que hasta ahora solamente se han encontrado tres tipos de neutrinos. Es muy probable que no existan otros. Esto lo sabemos por experimentos muy precisos realizados en el LEP. Si además de los v_e , v_m y v_t , hubiera habido otros tipos de neutrino, la partícula Z^0 también debería haber sido capaz de desintegrarse en ellos y esto hubiera acortado su vida media en una cantidad observable. La vida

media medida de la partícula Z^0 se corresponde exactamente con la que corresponde a la existencia de tres tipos de neutrinos.

Si el mundo de las partículas elementales contiene un gran número de tipos de partículas que interaccionan muy débilmente, en vez de sólo tres que, además, tienen un papel muy definido que jugar en el modelo estándar, entonces ¿por qué no vemos ninguna otra partícula que interaccione de forma «un poquito más fuerte que extremadamente débil»? Creo, personalmente, que ello es debido a que sólo existen muy pocas de esas partículas que interaccionen débilmente, si es que hay alguna.

Ciertamente, yo no tengo la piedra filosofal en mi bolsillo y mi «estudiada suposición» puede estar completamente equivocada. Se han inventado bastantes extensiones del modelo estándar en las cuales desde luego hay lugar para partículas ultra débiles. Y aquí, de nuevo, los astrónomos pueden tener algo que decirnos. Ellos aseguran que el espacio exterior contiene una forma de materia que no interacciona en ningún modo ordinario con las estrellas o las nubes de gases y de polvo, sino que delata su existencia exclusivamente mediante interacción gravitatoria con estrellas y galaxias. Nadie sabe todavía qué tipo de partículas forman esta «materia oscura». ¿Quizá pudieran ser desconocidos hermanos y primos del más pesado de los neutrinos, demasiado pesado para descomponerse en \mathbb{Z}^0 , las llamadas WIMP⁵³ (partículas pesadas débilmente interactivas)? Abundan las ideas y la teorías (hay casi tantas como físicos que tengan una opinión acerca de ellas).

⁵³ Acrónimo de *weakly interacting massive particles* (N. del t.).

_

Capítulo 20

El gran desierto

Esta cifra aparentemente absurda implica que el territorio en el que estamos entrando ahora cubre unos dieciséis órdenes de magnitud (dieciséis ceros más), lo que es tanto como la diferencia de tamaños entre una casa y un núcleo atómico.

Seguramente este nuevo mundo podría ser tan complicado como el anterior, el que hemos descrito en los diecinueve capítulos precedentes, pero también podría ser un poquito más sencillo, en el sentido de que fuera posible simplemente extrapolar todas las leyes de la física. Ciertamente, parece como si las leyes que describí en el capítulo 11 fueran a seguir siendo válidas y, entonces, aunque continuemos encontrando nuevas partículas y campos, independientemente de cómo ajuste la amplificación de mi microscopio imaginario, veré las mismas leyes básicas para los objetos con espín 1, espín 1/2 y espín 0 (siempre que se pueda

despreciar la interacción *gravitatoria*, pero sobre esto hablaremos más tarde).

Apenas hay datos experimentales sobre este mundo y, consecuentemente, poco podemos decir de él con certeza. Sin embargo, se supone generalmente que las leyes básicas serán válidas y, por lo demás, podemos recurrir a nuestra imaginación. Los teóricos vienen entonces con tres clases de «escenarios». Nosotros empezaremos con lo que Raoul Gatto llamó en una conferencia el «escenario cero».

Según el escenario cero, el modelo estándar es completamente correcto. No hay nuevas estructuras. Las leyes de la física en nuestro nuevo mundo tendrán que estar determinadas por fenómenos que suceden tanto a escalas menores que 10^{-19} veces el diámetro del protón, como a escalas mayores a las que se aplica el modelo estándar. En este caso, hay un grave problema de ajustefino porque los botones de las constantes de la naturaleza han sido ajustados con una delicadeza extrema a distancias menores de 10^{-19} veces el diámetro del protón. Es como si alguien tratara de colocar un lápiz verticalmente sobre una mesa, apoyado sobre su punta, de tal manera que se caiga después de 19 minutos. Cómo se puede hacer esto será un completo misterio para nosotros, que simplemente ignoraremos y dejaremos a los filósofos.

Desde un punto de vista matemático esto está bien, simplemente no habrá nada en esta enorme área de física a la que nos referimos como «el gran desierto». Por una chiripa histórica, la presente generación de físicos habría «supuesto» que la naturaleza es la

misma en este mundo de un tamaño cercano al doble del de toda la física precedente tomada junta. Hemos supuesto que no hay «nada». Todo el que crea que esta suposición es correcta que levante la mano.

No, la mayoría de los físicos piensa en otros escenarios, piensan en toda clase de flores surgiendo en el desierto. Pero ¿cómo serán? La única guía que tenemos es el problema del ajuste-fino. ¿Podríamos soñar con un escenario, un *posible* modelo, que describa solamente una parte del desierto, pero de manera tal que nadie tenga que ajustar los botones con una precisión tan poco razonable?

La manera más sencilla de hacer esto es buscar una simetría, tal que los botones se ajusten de forma simétrica. La simetría más adecuada para esto es la llamada «supersimetría», iniciada por los trabajos de Bruno Zumino, Julius Wess, Peter van Nieuwenhuizen, Sergio Ferrara y muchos otros. Pero, ¿qué es la supersimetría?

Habíamos visto que en el modelo estándar (pero también en sus precursores) los distintos tipos de partículas se ordenaban en multipletes, en cada uno de los cuales todas las partículas tienen el mismo espín. Esto parece razonable dado que los «manuales» para las partículas de espín 1, 1/2 o 0 son tan diferentes que las relaciones de simetría entre los espines distintos son difíciles de imaginar. En particular, las partículas con espín igual a la mitad de un entero, los fermiones, obedecen al principio de exclusión de Pauli, mientras que las partículas con espín entero, los bosones, tienen un comportamiento colectivo (les gusta reunirse en el mismo estado de posición o movimiento). Es, por lo tanto, bastante

sorprendente que se descubriera un esquema matemático que ponga a los fermiones y a los bosones en el mismo multiplete. Las diferencias entre fermiones y bosones están en nuestra descripción de los mismos, mientras que en el esquema propuesto son idénticos.

Las reglas para estos «súper-multipletes» son muy estrictas. En un súper-multiplete siempre se tiene el mismo número de fermiones que de bosones y todas las masas (desnudas) originales de las partículas son las mismas. El caso más sencillo lo llamamos súper simetría N=1, en el que todos los miembros del súper-multiplete pueden diferir solamente en media unidad de espín. También tenemos supersimetrías N=2 y N=4, caracterizando súper-multipletes más grandes. Nos llevaría demasiado lejos explicar exactamente lo que significa la N (pero aproximadamente es el número de pasos de medio espín en un súper-multiplete).

En la naturaleza (y, en particular, en el modelo estándar) las masas de los fermiones no se parecen en nada a las de los bosones. Peor aún, parece que no hay ni un solo fermión en el modelo estándar que se ajuste con un bosón para formar un súper-multiplete. Si hubiera solamente una pequeña brizna de verdad en la supersimetría, tendríamos que encontrar «súper-compañeros» para todas las partículas que conocemos. Aparentemente, todos esos objetos tienen masas tan grandes que aún no se han podido producir en nuestros aceleradores.

Las siguientes partículas: el fotón, W, Z, gluón y Higgs deberían tener supercompañeros con espín 1/2, que llamaremos «fotino»,

«Wino», «Zino», «gluino» y «Higgsino» respectivamente, nombres que están inspirados por la palabra «neutrino» (aunque aquellos tienen poco que ver con él, y el neutrón y el neutrino no puedan ser súpercompañeros). Los súper-compañeros de los quarks y los leptones («squark» y «sleptons») deben tener espín entero.

Las diferencias de masa entre súper-compañeros en un súper-multiplete debe ser al menos de millones de MeV. Esto ciertamente significa que la supersimetría no puede ser exactamente correcta sino que debe estar «rota». La extensión durante la cual la supersimetría está rota puede parecer muy grande para nosotros, pero para Gulliver moviéndose en un mundo donde muchos miles de millones de MeV parecen pequeños, esta rotura parecerá despreciable. De manera que pudiera ser que esta supersimetría funcione con gran precisión.

Desde luego, en tal teoría tendríamos que indicar también por qué y cómo se rompe la supersimetría, y es muy difícil inventar un mecanismo creíble para ello. Es tentador pensar en alguna clase de proceso de condensación análogo al mecanismo de Higgs, que, después de todo, nos da la masa de W y de Z y es también responsable de la diferencia de masa entre el electrón y su neutrino, o el muón y su neutrino.

El mecanismo de Higgs, que es responsable de todas las masas en el modelo estándar, ¿por qué no podría también producir la diferencia de masas en los súper-multipletes? Como he aclarado antes, una teoría no puede consistir solamente en palabras, sino que requiere reglas matemáticas precisas para realizar cálculos. Resulta que la

idea de la «rotura espontánea de supersimetría» no es suficiente para poder explicar las perturbaciones en las supersimetrías. Por ejemplo, uno podría esperar una partícula de masa estrictamente nula y con espín 1/2, el «Goldstino». ¿Sería éste uno de los neutrinos? Daniel Freedman y mi compañero de estudios, ahora colega, Bernard de Wit demostraron que las propiedades conocidas del neutrino son incompatibles con esa partícula. Hay que hacerlo, pues, de una forma diferente y no sabemos exactamente cómo. Éste es un asunto delicado en la teoría de la supersimetría.

Una vez que tenemos (aproximadamente) supersimetría tendremos que doblar el número de partículas en la naturaleza, pero hemos resuelto el problema del ajuste-fino. Unas cuantas flores en el gran desierto y, además, una súper autopista que nos lleva al otro lado.

Otra peculiaridad en la teoría de la súper-simetría es que la partícula mediadora de la interacción gravitatoria, el gravitón, también tiene que tener un súper-compañero, el «gravitino». El gravitino es, entonces, la única partícula fundamental con espín 3/2 (la resonancia Delta, Δ , también tiene espín 3/2, pero está compuesta de quarks con espín 1/2). Esto es preocupante porque el gravitón y el gravitino violan nuestras leyes básicas para las teorías renormalizables y, así, terminarán por echar por tierra todo el esquema. Las graves consecuencias de esto se discutirán más tarde, pero mientras estos objetos sólo interaccionen muy débilmente, estamos seguros. También discutiremos más adelante la naturaleza de la teoría que se obtiene si uno combina la supersimetría con la gravedad.

Capítulo 21

Technicolor

La supersimetría tiene unas matemáticas muy bellas y por ello los artículos sobre el tema están llenos de ellas. Como ha sucedido antes, por ejemplo, cuando se propuso la teoría de Yang-Mills, tenemos un esquema matemático brillante que aún no sabemos cómo encajar en el conjunto de las leyes naturales. No tiene ningún sentido, todavía, pero esperamos que lo tenga en un tiempo futuro. Hay otro escenario mucho más atractivo para nuestra imaginación. Hemos visto que los átomos están formados por pequeños constituyentes, los fotones, neutrones y electrones. descubrimos que esos constituyentes, a su vez, tienen una subestructura: están formados de quarks y gluones. ¿Por qué, como usted probablemente haya pensado antes, el proceso no continúa así? Quizá esos quarks y gluones, e igualmente los electrones y todas las demás partículas aún llamadas «elementales» en el modelo estándar, ¿están también construidas de unos granos de materia aún menores?

No sería usted el primero en tener esta idea. Yo ya he relatado cómo Jonathan Swift dibujó el mundo de lo pequeño como una copia del mundo de las cosas más grandes. Grandes pulgas transportan pequeñas pulgas en su piel y así sucesivamente *ad infinitum*. Bien, igual que los biólogos tratarían de explicarle que el mundo de las pulgas tiene que ser visto de una forma diferente, yo también debo

afirmar que el mundo de la infinita repetición de los ladrillos constituyentes no puede ser correcto tal cual.

Miremos a los quarks de un protón. La mecánica cuántica, la teoría maravillosa que controla todo en el micromundo con increíble precisión, exige que el producto de la masa por la velocidad, el llamado «momento», debe ser inversamente proporcional al tamaño de la «caja» en la cual ponemos nuestro sistema. El protón puede ser considerado como una de tales cajas y es tan pequeño que los quarks en su interior tendrían que moverse con una velocidad cercana a la de la luz. Debido a esto, la masa efectiva de los dos quarks más pequeños, u y d, es aproximadamente de 300 MeV, que es mucho mayor que el valor dado en la tabla 7; esto también explica por qué la masa del protón es 900 MeV, mucho mayor que la suma de las masas en reposo de los quarks (y gluones).

En contraste con el protón, los propios quarks y también los leptones y todas las demás partículas en el modelo estándar parecen ser «puntales». Con esto queremos decir que sus propiedades no cambiarían ni siquiera cuando se colocaran en una caja mil veces más pequeña que un protón. Ahí va nuestra dificultad: supongamos que esas partículas estuvieran compuestas de constituyentes más pequeños, éstos tendrían que estar empaquetados más estrechamente y, por lo tanto, tendrían mucha más energía cinética (energía debida a sus rápidos movimientos) que había que añadir a su propia masa. Pero entonces, ¿por qué son los quarks y los electrones tan ligeros?

Esto se puede explicar de una forma más complicada. Los quarks dentro de un protón tienen tres clases de «masa». Primero la que llamamos «masa libre», o la masa que tendría si el objeto estuviera aislado. Pero para aislar un quark fuera de un protón se necesita una cantidad infinita de energía y, por lo tanto, la masa libre de un infinita. Esto es quark es un concepto sin consecuentemente inútil. En segundo lugar, tenemos la masa efectiva de un quark dentro del protón, que debido a las leyes de la mecánica cuántica está obligado a moverse de un lado para otro con gran velocidad. Ésta que se llama «masa constituyente» tiene un valor de 300 MeV que es 1/3 de la masa del protón. La tercera clase de masa es la «masa algebraica». Ésta es un parámetro que determina las propiedades del objeto llamado «término de masa» en sus ecuaciones. Para otras partículas, este término de masa corresponde a su masa real; para los quarks u y d esta cantidad es sólo de unos 10 MeV. El problema que tenemos es que los hipotéticos nuevos ladrillos constitutivos tendrían una masa constituyente muy grande, que es muchas veces mayor que la masa del objeto que forman. Es como si a usted le pidieran que construyese una bicicleta de carreras del peso de una pluma con barras macizas de metal.

Pero aún hay esperanza, la naturaleza misma nos ha dado un ejemplo de cómo se pueden conseguir cosas como esta. El pión también está formado por quarks y, como no es mucho más grande que el protón, sería de esperar que ahí los quarks también tengan masas constituyentes de unos 300 MeV. Sin embargo, el pión, en

vez de 600 MeV, solamente pesa 135 MeV. Esto se debe a que la masa del pión está protegida por una simetría: el pión es (aproximadamente) un bosón de Goldstone (ver capítulo 12).

Esto significa que quizá haya una forma de ver partículas tan ligeras como el electrón y que estén formadas por ladrillos constitutivos «más pesados». Para ello se deben introducir simetrías, quizá tantas como partículas haya en el modelo estándar y, así, se podrá explicar que todas las partículas conocidas son tan ligeras porque sus masas están protegidas por una simetría. Sin embargo, resulta que convertir esta idea en una receta matemática precisa es una tarea difícil.

Lo que se ha intentado intensamente ha sido repetir el «confinamiento de color». Las fuerzas de color fueron tan ingeniosamente eficientes en mantener juntos los quarks en el protón y en el pión, que posiblemente se pueda construir una nueva versión de la teoría del color a una escala mil veces más pequeña que la de la vieja teoría y que mantenga juntos los constituyentes de lo que ahora se llaman partículas elementales. Hay versiones de tal construcción que no parecen ser del todo imposibles. Las teorías de este tipo se apodaron «technicolor» por ser un color mil veces más potente que el de la cromodinámica cuántica.

Una vez propuse la interpretación de los quarks como los «cuartos elementos constitutivos» (las moléculas están formadas de átomos; los átomos de partículas subnucleares; las partículas subnucleares de quarks). Si los quark, a su vez, están formados por otros ladrillos constitutivos, por quinta vez, entonces un nombre apropiado para

estos sería el de «quinks». Esto deja abierta la opción posterior de introducir «sexks», «septemks», y así sucesivamente. Yo no soy muy aficionado a usar superlativos tales como «súper» o «hiper» para describir cosas nuevas (piense en «supernova», «superconductividad», «supersimetría» y así sucesivamente). No podemos estar utilizando siempre un lenguaje tan rimbombante. Los investigadores serios que así lo hacen, me recuerdan a las creaciones del famoso dibujante de cómic holandés Marten Toonder, dos de cuyos personajes son delincuentes y se llaman «súper» y «Hieper». Desgraciadamente, mi propuesta de nombrar a los nuevos objetos «quinks» no ha sido adoptada. Con más frecuencia se les denomina «preons». Parece ser que «pre» aquí significa que deben venir delante de los «protones», los cuales han llegado antes. La gente aún no lo ha aprendido.

Hay unas cuantas dificultades en la teoría technicolor. El electrón y el muón, por ejemplo, son como dos gotas de agua. Hubiera sido natural y económico si se hubieran construido a partir de los mismos ladrillos constituyentes. Pero entonces un muón podría haberse transformado, emitiendo un fotón, en un electrón. En la teoría ordinaria del color, los hadrones sufren transiciones como esa, en perfecto acuerdo con los cálculos. Pero el muón nunca se desintegra en un electrón y un fotón, sino que siempre hay neutrinos involucrados en el juego.

Lo más importante que una teoría technicolor puede hacer es encontrar los elementos constitutivos de la partícula de Higgs, la partícula que presenta los problemas mayores con el ajuste-fino. En la física teórica los precedentes también animan. Hay al menos dos casos en los que una partícula compuesta ha causado una rotura espontánea de simetría: uno es el viejo modelo sigma de Gell-Mann y Lévy (la partícula sigma compuesta realmente por quarks) y el otro es la teoría BCS de la superconductividad, donde aparece un fenómeno similar al mecanismo Higgs debido a un estado ligado de dos electrones (el par de Cooper del capítulo 11). Pero en el modelo estándar se conocen con precisión muchas de las propiedades de la partícula de Higgs porque son responsables de las masas de las partículas conocidas. Nuestra teoría debería ser capaz de «predecir» estas interacciones, y ni siquiera conduce a un acuerdo lejano. Se necesitan nuevas teorías gauge para generar las interacciones responsables de las masas de las partículas conocidas y, así, acabaríamos con una «teoría technicolor extendida». Pero ahora surge el peligro de generar demasiadas clases de interacciones Se han desechado varias versiones porque podrían nuevas. perturbar el delicado equilibrio entre los kaones neutros que son los responsables de sus exclusivas propiedades (véase el capítulo 7). He encontrado las reglas que se tienen que cumplir para diseñar una simetría en una teoría technicolor, en la que he hecho uso de anomalías mencionadas en el capítulo 17. Estas reglas contribuyen a desechar la idea entera, porque parece casi imposible satisfacerlas y obtener un modelo creíble. Podría ser que el mundo real estuviera regido por un esquema de fuerzas technicolor tan complicado que fuera imposible sospecharlo a partir de lo que conocemos actualmente. Quizá los nuevos aceleradores tales como

el «Large Hadron Collider» (LHC), que estarán acabados poco después del inicio del siglo XXI, podrán desvelar algunos de los nuevos fenómenos asociados con tales esquemas. El hecho de que el gobierno de los Estados Unidos decidiera (después de gastarse miles de millones de dólares) suspender la construcción del «supercolisionador superconductor» (sin comentarios acerca del nombre) fue un golpe serio para la física de altas energías, ya que muchos físicos habían puesto todas sus esperanzas en la información que se obtendría de este aparato.

Por cierto, también se ha intentado combinar las ideas de la supersimetría con las de technicolor. Los astrofisicos estarán interesados en tales ideas porque predicen una gran cantidad de nuevas partículas superpesadas y, también, varios tipos de partículas que interaccionan ultradébilmente, los «techni-piones». Estas podrían ser las WIMP que pueblan los huecos entre las galaxias y son, así, responsables de la masa perdida que los astrofisicos siguen buscando.

Capítulo 22

La gran unificación

Paul Dirac se sintió muy incómodo cuando en 1931 dedujo, a partir de su ecuación para el electrón, que debería existir una antipartícula con carga eléctrica opuesta. Esa partícula no había sido descubierta y no quería perturbar a la comunidad científica con una proposición tan revolucionaria. «Quizá esta partícula cargada positivamente, tan extraña, sea simplemente el protón», sugirió. Cuando poco después se identificó la auténtica antipartícula del electrón (el positrón) se sorprendió tanto que exclamó: «¡mi ecuación es más inteligente que su inventor!».

En nuestros días, los físicos no padecen de tal modestia. A los físicos de altas energías se les acusa de arrogancia y no sin algo de razón: cuando se hizo popular la nueva teoría gauge para la interacción débil, Weinberg y Salam no tuvieron ningún problema en anunciarla como la «unificación» de la interacción débil con la interacción electromagnética, y para evitar cualquier mal entendido, como «la unificación más importante desde que sir James Clerk Maxwell unificó la electricidad y el magnetismo».

Siempre he mantenido que el modelo Weinberg-Salam no se merece del todo un comentario tan elogioso. ¿Es que la nueva teoría no parte de dos campos gauge diferentes que en términos matemáticos denominamos «SU(2)» y «U(1)»? Esto no es una unificación. Por otra parte, sin embargo, se podría resaltar que ambos sistemas de fuerza están basados exactamente en los mismos principios matemáticos

y, además, ambos están íntimamente mezclados para producir los fenómenos que ahora se explican. Y, como en cualquier teoría con sentido, de ella surgieron numerosas predicciones que la respaldaron al ser comprobadas por experimentos. Los formalismos anteriores estaban mucho más lejos de reunir estas condiciones y, en este sentido, uno podría hablar de unificación.

Unificación es una atractiva palabra que se puso de moda. Los físicos en las décadas precedentes habían estado buscando la «teoría de campo unificado», la teoría que podría explicar casi todo. La «unificación» estaba casi conseguida, pero no del todo. ¿No podríamos hacerlo un poquito mejor?

Si los tres sistemas gauge —recuérdese que tenemos también la interacción fuerte basada en SU(3)— se pudieran moldear en uno de esos sistemas, esto implicaría una auténtica mejora. En ese caso no tendríamos tres constantes naturales para describir estas fuerzas, sino sólo una. Es muy probable que en vez de veinte constantes incalculables, la nueva teoría necesitase muchas menos.

Desgraciadamente la vida no es tan simple. Las tres constantes que describen las tres interacciones gauge en el modelo estándar son bastantes diferentes unas de otras. En particular, la constante de la interacción fuerte, SU(3), es muchas veces mayor que la de la interacción débil, SU(2), que a su vez es mayor que la constante U(1). Si todos estos sistemas tuvieran que ser descritos en función de un campo gauge, todos los números tendrían que ser más o menos iguales.

Hagamos uso de nuevo de nuestro microscopio imaginario. Suponiendo que el modelo estándar sigue siendo más o menos válido a escalas de longitud mucho más pequeñas, podemos calcular la intensidad de las fuerzas cuando las partículas se aproximan unas a otras a distancias mucho más cortas de las consideradas hasta ahora. Quizá usted recuerde del capítulo 13 que a esas distancias la interacción fuerte se hace ligeramente menos fuerte. Esto también es cierto, a un nivel mucho menor, para la interacción SU(2), pero la U(1) sólo puede aumentar su intensidad a distancias menores.

Estos cambios en las intensidades relativas de las fuerzas son pequeños. Pero entremos ahora en la superautopista del desierto con un coche rápido. Podemos viajar desde la entrada de 1000 MeV hasta la salida de cerca de 10 000 000 000 000 000 000 o 10¹⁹ MeV, que corresponde a una escala en longitudes de aproximadamente 10⁻³⁰ centímetros. Howard Georgi, Helen Quinn y Steven Weinberg descubrieron que ésta es la región donde las tres constantes de acoplamiento gauge se hacen iguales. ¿Es una coincidencia que las tres se hagan iguales *simultáneamente*? y ¿es una coincidencia que esto suceda cerca del final de la autopista? Faltan sólo tres ceros más para alcanzar un punto de retorno que será discutido en los capítulos siguientes.

Howard Georgi y Sheldon Glashow descubrieron cómo se podía escribir un modelo genuinamente unificado en el dominio de energías de 10¹⁹ MeV tal que, cuando se vuelve por la autopista, surgen las tres fuerzas gauge tal como las conocemos. De hecho,

ellos encontraron el modelo. Si queremos olvidar por un momento el problema del ajuste-fino, aquí tenemos una teoría fantástica. La fórmula es «SU(5)». Significa que el multiplete más pequeño debe tener cinco miembros, pero también pueden haber multipletes que contengan diez partículas. En la figura 22, los multipletes para los fermiones y ahora también sus antipartículas, han sido ordenados en una secuencia elegante. Cada generación tiene multipletes que están indicados por los símbolos 5, 5, 10 y 10. El multiplete que contiene 10 partículas se obtiene combinando de todas las maneras posibles dos elementos diferentes de un 5-plete. El 10 se obtiene de la misma forma, pero a partir del 5. Estos nuevos objetos son identificados luego con las partículas conocidas siguiendo ciertas reglas matemáticas, y ahora habrá nuevas fuerzas que pueden transmutar una partícula en cualquier otra que pertenezca al mismo multiplete. Además de los conocidos bosones gauge W y Z de la interacción débil, y de los gluones de la interacción fuerte, esta teoría propone la existencia de un nuevo bosón gauge, el bosón X que permite estas transmutaciones.

Nótese que aunque los neutrinos dextrógiros y los antineutrinos levógiros están ausentes, se podrían añadir al esquema. Se podrían aislar en tres *singletes*, lo que implica que ninguna de las interacciones gauge actúa sobre ellos.

Esas interacciones gauge a las que ya estamos acostumbrados son las que causan las transiciones que no cruzan las líneas discontinuas. El bosón *X* predicho por Georgi y Glashow daría lugar a transiciones a través de las líneas discontinuas. Su masa debe

estar en la región de 10^{19} MeV. Una peculiaridad del bosón X es que puede transformar los quarks en leptones e incluso en antiquarks. El diagrama de Feynman (la figura 23) muestra lo que sucede cuando se intercambia un bosón X.

Una consecuencia de este modelo es que el protón no es absolutamente estable, que puede descomponerse en dos o tres partículas más ligeras. Ya hemos visto en el capítulo 17 que en el antiguo modelo estándar los protones también se pueden desintegrar, pero sólo tres al principio, y la desintegración es tan rara en el momento presente del universo que probablemente no vuelva a producirse de nuevo⁵⁴. Sin embargo, ahora tenemos un proceso de desintegración de protones individuales que tendrá lugar con más frecuencia.

⁵⁴ Probablemente ocurrió en los primeros instantes del *Big Bang*.

-

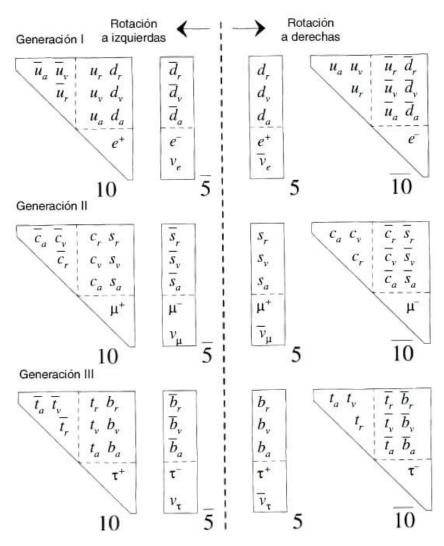


Figura 22. Los multipletes en el modelo SU(5) de Georgi-Glashow. Los componentes dextrógiros y levógiros ocupan posiciones diferentes.

Las barras sobre los nombres de las partículas indican las antipartículas. Los quarks pueden tener tres posibles colores que se indican por los subíndices r (rojo), v (verde) y a (azul).

Una buena teoría se caracteriza por el hecho de que permite realizar cálculos precisos y hacer predicciones concretas. De hecho, en este modelo se puede calcular el tiempo medio que tarda un protón en desintegrarse.

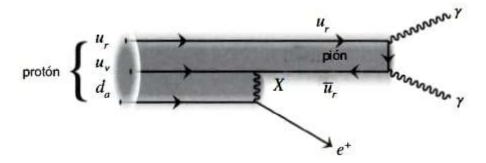


Figura 23. Desintegración de un protón por intercambio de un bosón X. En este diagrama, ésta sucede por las siguientes transiciones consecutivas u_r u_v $d_a \rightarrow u_r$ X u_r $d_a \rightarrow u_r$ u_r e^+ . Todos los fermiones que intervienen están comprendidos en el primer decuplete de la figura 22. El bosón X conecta las diferentes partes de este multiplete. Así, aquí se ve la desintegración $p \rightarrow \pi^0 + e^+$ y la posterior desintegración del pión en dos fotones.

Es difícil hacerlo con mucha precisión porque el rango de tiempo varía enormemente: la predicción está comprendida entre 10^{29} y 10^{30} años. La razón por la que estas transiciones, descritas en la figura 23, tardan tanto no es difícil de descubrir. El bosón X es tan pesado que se necesita una enorme cantidad de energía para producirlo y, por lo tanto, la transición se hace extremadamente improbable. La probabilidad de la desintegración en un momento dado es inversamente proporcional a la *cuarta* potencia de la masa del bosón X.

¿Cómo se puede comprobar esta predicción experimentalmente? Nadie tiene la paciencia de esperar 10^{30} años (nuestro universo tiene «solamente» alrededor de 10^{10} años de vida). Sin embargo, si se toman 10^{30} protones juntos se podría esperar que, por término

medio, cada año se desintegren varios de ellos. Una piscina de tamaño mediano puede acomodar fácilmente 10^{32} protones en forma de agua y, hoy en día, se pueden construir aparatos suficientemente sensibles para detectar la desintegración de un simple protón. El experimento tiene que ser protegido tanto como sea posible de los rayos cósmicos (piones y muones muy energéticos producidos en la atmósfera por las rápidas partículas que llegan del espacio exterior) por lo que es preferible hacer estos experimentos a varios kilómetros bajo tierra.

Pero la medida tiene un límite. Los rayos cósmicos contienen neutrinos o los producen en nuestra atmósfera, y éstos no pueden ser detenidos aunque pongamos muchos kilómetros de roca en su camino. Los neutrinos pueden causar interacciones en el agua que son difíciles de distinguir de la desintegración de un protón. Pero usando experimentadores muy hábiles hemos sido capaces de establecer que la vida media de los protones debe ser, al menos, de unos 10^{31} años; éste es el límite inferior. No se ha podido identificar con certeza ninguna desintegración de un protón.

Hay ramas de la ciencia donde pequeñas discrepancias como esa se pueden resolver fácilmente. Basta con estirar un poco la teoría. Pero aquí esto no funciona. El modelo *SU*(5) de Georgi-Glashow está acabado. Es posible pensar en algunas variaciones más complicadas que no estén (aún) en contradicción con los resultados experimentales, pero tenemos la impresión de que estamos en el camino equivocado. Para mí, la causa principal para esto está en la misma teoría: el problema del ajuste-fino.

Las «teorías de la gran unificación» del tipo SU(5) deben contener al menos dos tipos de partículas de Higgs. El campo de una de éstas es tan fuerte que permite generar masas tan grandes como 10²⁰ MeV, la masa del bosón X. El otro campo de Higgs es tan débil que W y Z «sólo» pesan $80\,000$ y $90\,000$ los bosones MeV respectivamente. Así, un campo es 1015 veces más intenso que el otro. Nuestro problema es que, en nuestras teorías, los campos Higgs tenderían a influir uno sobre otro. ¿Cómo podría suceder que uno sea 1015 veces menor que el otro? ¿De dónde viene esta enorme diferencia de escala? Aquí también hay personas que parecen ver un papel para la supersimetría. Si se trata de «proteger» los grandes cocientes de masas con supersimetría, se obtienen «teorías de la unificación supergrande».

Capítulo 23

La supergravedad

La fuerza gravitatoria es seguramente una de las fuerzas más importantes que actúan sobre nuestras partículas elementales. Usted recordará que al principio de nuestro viaje hacia el mundo de lo pequeño observamos que la gravedad es mucho menos importante para las criaturas pequeñas que para las grandes. Utilizábamos el ejemplo de que mientras que un ratón puede trepar por una pared prácticamente vertical, un elefante no puede hacerlo. Para los átomos, las moléculas y todas las demás partículas que hemos descrito hasta ahora, la gravedad es un fenómeno prácticamente despreciable. Pero cuando miramos a partículas considerablemente menores que el tamaño del núcleo atómico, se alcanza un punto de retorno. La gravedad actúa sobre la masa de las partículas, mientras que todas las demás fuerzas actúan sobre algo que llamamos «carga». La diferencia es que la carga depende muy ligeramente del grado de amplificación de nuestro microscopio, mientras que la masa está conectada con la energía, y si tratamos de localizar una partícula en un volumen menor entonces, de acuerdo con las leyes de la mecánica cuántica, ahí habrá más movimiento y la energía de movimiento (llamada «energía cinética») aumenta. Por esta razón, a distancias menores corresponden energías mayores y, por lo tanto, también masas mayores. Cuando las distancias son tan pequeñas que los movimientos se hacen relativistas (esto es, alcanzan velocidades cercanas a la velocidad de

la luz) los efectos de la fuerza gravitatoria comienzan a aumentar gradualmente en comparación con las demás fuerzas; sin embargo, aún son increíblemente débiles y tienen un largo camino por recorrer hasta poder competir en intensidad.

Entremos de nuevo en el gran desierto (figura 29), hasta que alcancemos una región de la física de partículas donde la energía (por partícula) sea mucho mayor que la que actualmente se puede estudiar en nuestros laboratorios. Debo admitir que el gran desierto es una zona de especulación de la que todavía se conoce muy poco. Suponemos que las leyes básicas de la física de partículas siguen siendo válidas. Una cosa, sin embargo, está suficientemente clara: la carretera tendrá un final. Se puede calcular con bastante facilidad cuándo la interacción gravitatoria llegará a superar a todas las demás, que es precisamente donde terminará el desierto. Ya he indicado dónde está esta frontera: donde las masas o las energías superan 1019 veces la masa del protón, y esto implica que estamos mirando a estructuras con un tamaño de unos 10⁻³³ centímetros. Esta masa la conocemos con el nombre de masa de Planck y a la distancia correspondiente la llamamos distancia de Planck. La masa Planck expresada en gramos es de 22 microgramos, que es la masa de un grano muy pequeño de azúcar (que, por otra parte, es el único número de Planck que parece más o menos razonable, ¡los otros números son totalmente extravagantes!). Esto significa que si tratamos de localizar una partícula con la precisión de una longitud Planck, las fluctuaciones cuánticas darán tanta energía que su masa será tan grande como la masa de Planck, y los efectos de las

fuerzas gravitatorias entre partículas, así, sobrepasarán los de cualquier otra fuerza. Es decir, para estas partículas la gravedad es una interacción fuerte.

Si la gravedad llega a ser una interacción fuerte, será un verdadero desastre. No se puede evitar lamentando que hará de la gravedad algo tan difícil como «la cromodinámica cuántica» cuando interacciona con los quarks. Aquí la situación es mucho más grave. Cuanto más pequeñas sean las estructuras que tratamos de estudiar más intensa es esta fuerza, hasta el extremo de que incluso los intentos más burdos para describirla darán lugar a resultados completamente absurdos.

Todo lo que conocemos acerca de la naturaleza será inválido en la escala de Planck, y nosotros que pensábamos que lo conocíamos todo con una gran precisión. La teoría de Einstein acerca de la naturaleza de la fuerza gravitatoria funciona espléndidamente. Parte de un principio muy fundamental, uno que prácticamente *tiene* que ser correcto: la gravedad es una propiedad del espacio y el tiempo mismos. El espacio y el tiempo están «curvados». Por «curvados» quiero decir exactamente lo que sucede a un trozo de papel cuando se humedece: se deforma y no hay manera alisarlo con la plancha. La fuerza gravitatoria es la responsable de semejante rugosidad en el espacio y el tiempo.

Cuanto más cerca estamos de la longitud de Planck más fuerte es la necesidad de aplicar las leyes de la mecánica cuántica a esas arrugas del espacio-tiempo. Mientras las arrugas sean pequeñas, sabemos hacerlo y así obtenemos una teoría conocida como

«gravedad cuántica». Esta teoría predice la existencia de los ya mencionados gravitones, partículas elementales con espín 2 y masa 0.

Cuanto más cerca estemos de la longitud de Planck más rugoso se vuelve el espacio-tiempo, simplemente porque las arrugas más pequeñas se hacen más pronunciadas que las grandes. Las incertidumbres usuales, típicas de la mecánica cuántica, harán que las arrugas sean más borrosas. Y si tratamos de ir más allá de la longitud de Planck, todo funciona mal. La curvatura y la incertidumbre llegan a ser tan grandes que la noción de «distancia entre dos puntos» deja de tener sentido, porque no hay reglas para medir que se ajusten a este espacio. El espacio y el tiempo mismos se vuelven magnitudes inútiles. La definición matemática de lo que «significa» el espacio y el tiempo depende de la definición de «distancia entre dos puntos». Esto probablemente implica que antes de encontrar una descripción útil del mundo sub-Planckiano, tendremos que cambiar completamente todo lo que sabemos de física.

La última parada antes de que tal cosa suceda es la llamada «supergravedad», una construcción matemática complicada que consigue combinar la supersimetría con la fuerza gravitatoria. De nuevo, no puedo resistir la tentación de explicar en términos sencillos de qué estoy hablando ahora. ¿Qué es la supergravedad? En el capítulo 20, mencioné los «supermultipletes». Partículas con espín 0 o 1 que se juntan con objetos de espín 1/2 en el mismo multiplete. Entonces se tiene «supersimetría». Ahora, uno puede

preguntarse por una teoría en la cual existan un tipo de partículas gauge que causen transiciones entre las partículas y sus compañeras supersimétricas; fotones supergauge, por así decir.

Tal teoría de hecho existe pero, como he dicho, es bastante complicada debido a que si una partícula se transforma en otra con diferente espín, realmente se está modificando no sólo en sus propiedades «internas» tales como la carga o la extrañeza, sino en las espacio-temporales. Bastantes físicos en distintos países han trabajado en esta idea, pero era tan dificil que todos juntos necesitaron muchos años para obtener una formulación cerrada. No les estoy haciendo mucha justicia recapitulando sus conclusiones en unas pocas líneas: no es solamente el espín lo que cambia cuando un fotón supergauge actúa sobre la partícula, sino que además la partícula se desplaza ligeramente. Desplazar un objeto es también lo que hace una «transformación gauge» en la teoría de la interacciones como gravedad. Otras la electromagnética desplazan directamente las partículas, sino que afectan a sus funciones de onda de tal manera que las partículas continúan su camino en una dirección ligeramente diferente de la que llevaban.

Una consecuencia de todo esto es que una teoría supergauge sólo puede ser formulada si se combina con la gravedad, y al formalismo resultante lo llamamos *supergravedad*. La partícula supergauge es una partícula con espín 3/2 llamada *gravitino*. Es el compañero supersimétrico del gravitón que hemos conocido brevemente en el capítulo 20.

En la supergravedad «N=2» tenemos dos especies de gravitinos y en la «N=4» tenemos 4 especies. Hay también una versión «N=8», que es la teoría de la supergravedad más complicada y seguramente la más interesante también. En la supergravedad «N=8» cada supermultiplete debe contener todos los valores de espín entre 0 y 2. Para ser precisos, si se considera el movimiento de rotación alrededor de un eje en una dirección fija del espacio, el espín debe cambiar desde -2 a 2 en ocho pasos de media unidad. Pero también debe haber un único gravitón (cuyo espín relativo a un eje fijo es siempre 2 o -2), ya que en la teoría de Einstein sólo se permite un tipo de fuerza gravitatoria y, por lo tanto, sólo puede haber un supermultiplete «N=8».

Un rasgo atractivo de esta teoría es que no está permitido ningún otro tipo de partícula, y que este único supermultiplete contiene tantas especies de partículas que puede explicar todas las existentes. Aquí tenemos de nuevo un ejemplo de teoría que no permite extensiones ni adiciones. Alrededor de 1980, se extendió el entusiasmo por esta construcción. Supuesto que ésta sea *la* teoría, ¿es que la física ha alcanzado ya su fin?, ¿tenemos así una teoría global de la cual se derivan todas las fuerzas y las partículas? Retrocedamos otros veinte años. A principios de la década de 1960, Richard Feynman estaba entre los primeros científicos que intentaron diseñar una teoría cuántica consistente de la gravedad. Feynman descubrió las «partículas fantasmas», partículas que no existen realmente pero que parecen emerger como estados intermedios de un cálculo para determinar el efecto de intercambios

múltiples del gravitón. Este trabajo pionero fue continuado por el americano Bryce DeWitt y Stanley Mandelstam, y los rusos Ludwig Faddeev, Victor Popov, Efim Fradkin, Andrei Slavnov y muchos otros. Las partículas fantasmas de Feynman ahora son parte del equipo estándar de todas las teorías de partículas.

cuanto Veltman y yo aprendimos exactamente cómo renormalizar la teoría de Yang-Mills, nos unimos a la discusión sobre la gravedad. Lo que descubrimos fue que los primeros efectos de los intercambios múltiples del gravitón (diagramas con un lazo cerrado, véase la figura 24 (b)), se pueden calcular sin ambigüedad, si sólo se consideran los gravitones. Pero si se les permite interaccionar con otro tipo de partículas, o si las partículas mediadoras forman dos o más lazos interconectados (figura 24(c)), nos encontramos con las primeras dificultades: se tienen que introducir más y más (contra-) fuerzas infinitas para que los cálculos den como resultado final algo finito y, por lo tanto, con sentido. Pero estas fuerzas contador conducen por sí mismas a infinitos aún peores cuando se incluyen en los lazos y las cosas crecen fuera de control. Esto es lo que llamamos una teoría norenormalizable.

¿Qué pasa entonces con la supergravedad? Aquí, al principio, las cosas parecen mucho mejores e incluso al nivel de tres lazos nada parece ir mal. Los entusiastas afirmaban que esto no podía ser una coincidencia y que la teoría final de todas las fuerzas estaba a la vista.

Una teoría de todas las fuerzas: ¿puede uno imaginarse una cosa así?, ¿sería posible una formulación exacta de las leyes de la física? y ¿es concebible que nosotros los físicos la vayamos a encontrar alguna vez? Algunos pensamos que tal «teoría de todo» está a la vista. Otros físicos dicen que sólo pensar en tal idea es una arrogancia de una minoría corta de vista. Volveremos sobre este tema más tarde, pero déjeme primero intentar mostrar algunas consideraciones en las que se basa esta aparentemente absurda «arrogancia».

Usted esperaría de mí que siguiera a Gulliver un poco más en su camino hacia el mundo de los objetos cada vez más pequeños. Pero, tengo miedo de que viajar un poco más sea imposible, porque en este reino ¡el espacio y el tiempo dejan de existir! No se puede hablar de dos puntos que estén a menos distancia que la de Planck, porque debido a la curvatura y a las arrugas, no se puede medir la región entre ellos. Stephen Hawking sugirió una vez que el espacio y el tiempo a esta escala están tan arrugados que forman una especie de espuma, donde las partículas, como si fueran protozoos, nadan en películas de jabón. Para ir de un lugar a otro hay muchos caminos entre los que elegir. Pero incluso este esquema es demasiado simple, porque es imposible medir distancias o tamaños y no se podrían distinguir las burbujas pequeñas de las grandes.

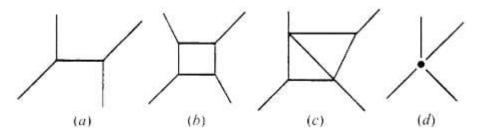


Figura 24. (a) El caso más simple de proceso de intercambio de partícula. En este tipo de diagramas los efectos de la mecánica cuántica son todavía mínimos. (b) Intercambio múltiple en único lazo cerrado. (c) Diagrama de dos lazos cerrados. En la gravedad cuántica estos intercambios únicamente dan efectos finitos si se introduce una nueva interacción finita del tipo (d). Pero si se introduce la interacción en uno de los vértices de (b) o (c) surgen complicaciones incontrolables.

El punto de vista más radical —el que la mayoría de los físicos no estarían dispuestos a aceptar— es que el espacio y el tiempo consisten en un conjunto de puntos aislados; las partículas pueden estar situadas en esos puntos pero no entre ellos. Realmente, ésta sería la conclusión más lógica que se podría obtener ya que por «fluctuaciones cuánticas» todos los puntos donde las partículas pueden estar situadas deben estar separados por, al menos, la distancia de Planck. Pero no acabaremos con esto demasiado fácilmente porque ¿cómo podemos explicar que estos puntos formen juntos el tejido que llamamos espacio-tiempo?

Actualmente no tenemos ni idea de cómo contestar esas preguntas, pero ¿por qué tendría que ser imposible encontrar un formalismo matemático coherente para todos estos aspectos del espaciotiempo? Me parece un reto que puede mantener a la humanidad ocupada durante muchas generaciones, pero ¿por qué debería ser imposible encontrar una respuesta? Quizá sólo sea una ilusión, pero es como si la naturaleza estuviera construida con pequeñas piezas de Lego®, un juego de construcción con ladrillos del tamaño de la longitud de Planck sin continuidad entre ellos. Quizá las reglas del juego encajen en un texto científico y tengamos entonces la teoría universal última que sugerí al principio de este libro. Si esa teoría existe, la encontraremos antes o después. Esa es la teoría de todas las fuerzas, la «teoría de todo», con la que los físicos sueñan aunque a menudo sigan argumentos intuitivos muy diferentes.

Capítulo 24

El espacio-tiempo de once dimensiones

Regresamos a la penúltima parada de autobús en la superautopista de la «supergravedad». La teoría de la supergravedad funciona bien, pero no del todo. En algunos puntos la formulación matemática no funciona perfectamente. No todos los tipos de partículas se ajustan al modelo y, además, no se cancelan todos los infinitos. Con una incansable perseverancia, los investigadores han intentado aplicar las mismas teorías en espacios con muchas más dimensiones que el nuestro.

Un espacio bidimensional puede ser comparado con la superficie de un trozo de papel, tal como las páginas que usted está viendo ahora mismo. Supongamos que usted rompe una página y la enrolla formando un cilindro. Para una pequeña araña roja que paseara sobre su papel, esto supondría muy poca diferencia. La araña necesita mucho tiempo para andar a lo largo de un círculo completo sobre el cilindro, y probablemente no notaría que había vuelto al punto de partida. Decimos que este mundo es aún bidimensional, aunque visto desde cierta distancia el tubo es como un palo que tuviese solamente una dimensión. En el mismo sentido, el mundo de las partículas muy pequeñas podría tener más de tres dimensiones (del tipo espacial). Estas partículas pequeñas serían como nuestra pequeña araña roja y no notarían que alguna de las dimensiones se habría «enrollado». Para nosotros, estas dimensiones enrolladas se han hecho invisibles. Esta idea ya había sido sugerida

por Theodor Kaluza en 1919 y fue elaborada posteriormente por Oskar Klein en Estocolmo, Suecia. Pero descubrieron algo más: ¡la componente del campo gravitatorio en la dirección en la que se enrolla el espacio obedece exactamente a las mismas leyes que las del electromagnetismo de Maxwell!

¿Podría ser que el electromagnetismo no sea sino gravedad con una dimensión enrollada? Cuando Einstein oyó hablar de esta idea se entusiasmó con ella, pero pronto comprendió que con esa teoría no se podía predecir nada y la abandonó.

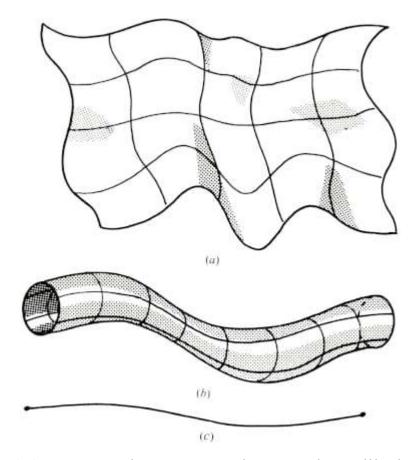


Figura 25. (a) Espacio curvo en el que se han dibujado dos dimensiones. (b) Espacio de dimensión dos en el que se ha enrollado una de sus dimensiones. (c) Espacio unidimensional.

Los expertos en supergravedad redescubrieron esta idea de Kaluza y Klein. Una vez que hemos empezado a considerar muchas dimensiones extra, entramos en un Valhalla de las matemáticas donde podemos enrollar las cosas de muchas maneras diferentes. Las componentes de los campos de fuerza gravitatoria en las direcciones enrolladas actúan como diferentes campos gauge. Obtenemos así, prácticamente por nada, no sólo electromagnetismo fuerzas también otras gauge. El número mágico de dimensiones es once, tres de las cuales forman el espacio ordinario, una el tiempo y las siete restantes están enrolladas. Haciendo ciertos trucos con los números, este sistema resulta tener una simetría mayor que nuestro viejo sistema espacio-temporal de cuatro dimensiones. Los campos y las partículas observadas ahora pueden ser fácilmente acomodados, ya que una simetría mayor significa que los indeseados infinitos se cancelan unos con otros con mayor perfección que antes.

Ciertamente, esta idea parece ser la contraria a la noción de que el espacio y el tiempo sean nada más que puntos aislados, ya que entonces la noción de «dimensión» deja de tener sentido. Pero los matemáticos no se sienten amenazados por tales contradicciones aparentes. De acuerdo con ellos, hay todo tipo de relaciones entre los espacios enrollados y las matemáticas de los números enteros, «sueltos» (uno podría indicar los puntos aislados del espacio tiempo con enteros). ¿Podría ser que existieran diferentes formas de

describir nuestro espacio y el tiempo y que todas fueran matemáticamente equivalentes? Simplemente no lo sabemos.

Lo que sospecho es que la supergravedad de dimensión once puede que sólo sea, en el mejor de los casos, la punta de un maravilloso iceberg, o que sea simplemente errónea. No deberíamos olvidar en este momento que estamos tratando con suposiciones y que los argumentos teóricos que la sustentan son aún extremadamente débiles. ¿Por qué supersimetría? ¿Por qué once dimensiones? ¿Por qué en este mundo todo debería ser maravillosamente simétrico? Y, sobre todo, ¿por qué un continuo, si ya sabemos que el espacio y el tiempo han perdido su significado habitual a distancias ultracortas? Además está la dificultad persistente en esta clase de teorías de que las interacciones entre partículas son siempre tratadas como perturbaciones que afectan a sus trayectorias las cuales, de otra manera, serían perfectamente rectilíneas. Pero entonces habrá (y diferentes) perturbaciones sobre esas trayectorias nuevas perturbadas, y perturbaciones sobre ellas, y así sucesivamente. Esta serie de perturbaciones no acaba nunca y este es un problema que se interpone en cualquier intento de formulación exacta. Es verdad que este problema también afectaba al viejo «modelo estándar», pero al menos allí se podría argüir que, donde realmente importaba, las fuerzas podrían mantenerse pequeñas y que la serie de perturbaciones convergía rápidamente. Esto no se puede mantener así en nuestra teoría de la (súper) gravedad, ya que a distancias pequeñas las interacciones se hacen fuertes.

Admito que fue un alivio descubrir las primeras dificultades serias en esta teoría, y resultó que no era posible tener infinitos que se cancelasen en diagramas con más de *siete* lazos cerrados. La teoría (o mejor dicho, la especulación de que esto fuese una «teoría de todo») se abandonó porque algo más interesante apareció en el horizonte.

Capítulo 25

Sujetando la supercuerda

La saga de la supercuerda tiene sus orígenes en la prehistoria de la física de partículas: la década de 1960. En el capítulo 13 describí cómo Gabriele Veneziano jugaba con la fórmula para los mesones con interacción fuerte. Se necesitaron varios años para comprender que éstas eran exactamente las expresiones que se obtienen si se considera cada uno de estos mesones como un tipo de cuerda con un quark en un extremo y un antiquark en el otro. Las cuerdas se podían estirar *ad infinitum* debido a que el estiramiento les añade energía que se transforma en materia, esto es, en más cuerda.

La razón por la cual la fórmula de Veneziano describía tan bien las propiedades de los mesones es que ésta es una descripción muy acertada de los mismos. Con la excepción de que las cuerdas no son infinitamente delgadas, sino que son gruesas al estar formadas por el entramado de las intensas líneas de fuerza entre los quarks. La fórmula de Veneziano pierde precisión a energías más altas debido a las características propias de las escalas espaciales menores, donde vemos que los tubos de flujo producidos por la interacción fuerte dejan de parecerse a cuerdas. En vez del modelo de Veneziano fue la «cromodinámica cuántica», esto es, la teoría gauge de color SU(3), la que fue investida con el honor de ser considerada la primera teoría para los mesones y los bariones.

Pero esto no implicó que se olvidaran las expresiones de Veneziano. ¿No se podría construir una teoría alternativa para algunos tipos de partículas consistente en «cuerdas» ideales irrompibles? En la década de 1970, los físicos empezaron a investigar si se podría mejorar la teoría de las cuerdas mutuamente interaccionantes.

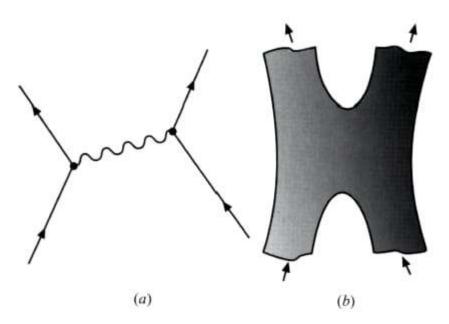


Figura 26. (a) Diagrama de Feynman. (b) Diagrama de cuerda: el diagrama indica cómo los puntos extremos de la cuerda se mueven en el espacio y en el tiempo. A diferencia de lo que sucede en el caso (a) no se puede decir exactamente dónde tuvieron lugar las interacciones.

En principio, la filosofia era sencilla. Hasta ahora todas las partículas en cualquier versión del modelo estándar han sido consideradas puntuales. Si un quark o un leptón se desvían del comportamiento puntual es simplemente porque aparecen rodeados por una tenue nube de otras partículas puntuales. Las partículas pueden interaccionar en primera instancia solamente si se encuentran en el mismo punto del espacio-tiempo; la interacción

indirecta tiene lugar cuando dos partículas intercambian una tercera partícula tal como un fotón gauge. Además, y esto es un hecho relacionado, los campos de fuerza asociados con tales partículas pueden ser «observados» o experimentados en cada punto del espaciotiempo por separado.

Esto, se argumentó, lo haremos de otra forma ahora. El siguiente concepto matemático después del «punto» es la «curva», o simplemente alguna línea de forma arbitraria que se mueva en el espacio y en el tiempo de acuerdo con ciertas reglas. Intuitivamente uno podría pensar que las interacciones entre objetos puntuales es poco natural debido a que ¿cómo se pueden encontrar unas a otras? Exigir que las interacciones sólo tengan lugar cuando dos puntos coinciden exactamente debería conducir inevitablemente a infinitos, como de hecho sucede en las teorías de campo «ordinarias». Es mucho más fácil, sin embargo, que las curvas se encuentren en algún lugar y consecuentemente se dé algún tipo de proceso de intercambio.



Figura 27. Diagramas de cuerda de orden superior.

Para las teorías de cuerdas más simples, este razonamiento no es correcto; en éstas, las interacciones tienen lugar cuando dos puntos extremos se juntan, o cuando una cuerda se rompe. Y, utilizando los mismos argumentos de antes, esto no parece muy natural. Sin embargo, se logra una mejora en comparación con las teorías de partículas puntuales. Siguiendo un proceso de interacción entre cuerdas en el espacio-tiempo (véase figura 26), vemos cómo los diagramas de Feynman se reemplazan por «diagramas de cuerda» de un aspecto más elegante. Si se argumenta que la mayoría de las dificultades de las teorías ordinarias de campo provienen del hecho de que las partículas están obligadas a fundirse en puntos especiales del espacio-tiempo, uno sospecharía que la teoría de cuerdas no tiene tales dificultades. En la figura 26 (b) se puede ver que ya no existen esos puntos especiales, o vértices.

Pero la teoría de cuerdas no está terminada aún. Igual que las partículas elementales pueden producir «diagramas de lazo» como en la figura 24, los diagramas de cuerdas pueden también formar estructuras complicadas. Durante un proceso de intercambio, dos cuerdas interaccionan una vez más y entonces se obtienen diagramas como los que se muestran en la figura 27. Calcular los efectos de tales diagramas no fue una tarea sencilla y las reglas para realizar tales cálculos tuvieron que ser diseñadas a partir de cero. De la misma manera que Richard Feynman había formulado las reglas de cálculo para los diagramas de lazo en las teorías gauge, se hizo necesario repetir este proceso una vez más para la teoría de cuerdas. Los primeros resultados trajeron buenas y malas noticias.

Primero las buenas noticias. Esas desagradables expresiones infinitas que nos obligaban a elaborar largos argumentos para anteriores teorías cuánticas de campo habían formular las desaparecido: en nuestras fórmulas estábamos tratando exclusivamente con saludables expresiones matemáticas «finitas». Pero, ¿es esto realmente una buena noticia? ¿no habíamos aprendido a tratar los resultados aparentemente infinitos de las viejas teorías de campo? Todo lo que teníamos que hacer era ser suficientemente cuidadosos para no hablar acerca de cosas inobservables tales como «cargas desnudas» y «masas desnudas» que, en cualquier caso, estaban mal definidas, pero que permitían predicciones precisas que podían comprobar se experimentalmente, tal como las probabilidades de colisión. Bien, aparentemente la vida se hacía un poco más fácil para los teóricos de cuerdas. Y, como un extra, vemos que la teoría sigue siendo utilizable incluso si el espacio y el tiempo tienen más de las cuatro dimensiones usuales, al estilo de Kaluza-Klein. En más de cuatro dimensiones, ninguna de las teorías cuánticas de campo estándar podían tratar con los infinitos resultantes, es decir, ninguna de ellas renormalizable. Las teorías de cuerda es pueden convenientemente combinadas con los bonitos juegos de Kaluza y Klein.

Vayamos ahora a las malas noticias. Las reglas de cálculo no funcionaban correctamente del todo. Igual que las teorías gauge, para las cuales Feynman había descubierto «las partículas fantasmas», la teoría de cuerdas también resultó tener soluciones

fantasmas. La única forma de evitarlas parecía consistir en la elección de parámetros de cuerda de una forma muy especial. Pero entonces aparecían diferentes tipos de soluciones que podían viajar más deprisa que la luz, lo que era igual de malo. Quizá los autores de ciencia ficción piensen que saben cómo tratar con partículas que viajan más deprisa que la luz —sentado sobre uno de estos objetos, no se tardaría nada en viajar confortablemente a una estrella lejana— pero para un físico serio tales partículas son un desastre. Autores menos escrupulosos se dejaron involucrar en cálculos sobre partículas hipotéticas de esta naturaleza y las llamaron taquiones (del griego taxúç: 'rápido'). Pero de acuerdo con las leyes de la mecánica cuántica para las partículas elementales, una teoría con taquiones implicaría que el vacío no sería estable. Una teoría así es inútil.

Así pues, había trabajo que hacer para un pequeño grupo de tenaces seguidores de la teoría de cuerdas, y allí estaban. Las matemáticas de esta teoría parecían demasiado bonitas para no modificarlas y el reto de mejorar la teoría para hacer desaparecer los taquiones era demasiado tentador para ignorarlo. Es verdad que la teoría permitía soluciones que corresponden a pequeños trozos de cuerda que se mueven como taquiones, pero sólo hay unas pocas especies, una con espín 0 y una con espín 1. Y obtuvimos algo más en recompensa: ¡resultó que había otras configuraciones de cuerda sin masa con espín 0, 1 y una con espín 2! Éstos no eran taquiones. La partícula sin masa de espín 1 resultó comportarse exactamente como un fotón gauge y, lo que es más sobresaliente, el objeto con

espín 2 se comportaba exactamente como un gravitón. Sus interacciones imitaban exactamente la interacción gravitatoria. Desde un punto de vista físico, las razones de este resultado son bastante simples: la única estructura simétrica conocida de una teoría con partículas sin masa, de espín 2, que interaccionan, es la teoría de la gravedad, así que simplemente ¡no podía haber sido de otra forma! ¡Pero esto implicaba que la teoría de cuerdas generaría automáticamente una fuerza gravitatoria! La teoría de cuerdas explicaría no sólo todas las clases de partículas observadas, sino también la fuerza gravitatoria, y nuestro espaciotiempo con protuberancias sería aparentemente una parte inevitable e integral de esta teoría.

Y sucedió que la teoría de cuerdas llegó a ser conocida como un posible candidato para una teoría que resolviera todas nuestras dificultades con la fuerza gravitatoria; de hecho, en esta teoría la fuerza gravitatoria estaba ya unificada con las demás interacciones. Esto es, sin embargo, una versión de la teoría de cuerdas que no tiene nada que ver con la versión que Veneziano tenía en mente para describir los mesones y la interacción fuerte. Éstas son cuerdas que no tienen el tamaño de los protones o los piones; deben longitud pequeñas como la de Planck, ser es aproximadamente dieciocho órdenes de magnitud menor. La intensidad de la tensión en estas cuerdas no es de 14 toneladas como en las «cuerdas» que conectan los quark, sino un número fantásticamente más grande (unos 36 ceros más). ¡Sólo de esta forma podría la cuerda-gravitón reproducir una fuerza gravitatoria suficientemente débil!

Recuerdo vivamente una conversación con John Schwarz en el Instituto de Tecnología de California en Pasadena, allá por 1978, en la cual John intentaba convencerme de las prometedoras maravillas de la teoría de cuerdas. Aunque en esa época la mayoría de los teóricos estaban aún ocupados con la teoría de la supergravedad, él ya estaba soñando con que las teorías de cuerdas pudieran ser la TOE («la teoría de todo»). «Supongamos que pudiésemos librarnos, de una forma o de otra, de todas esas soluciones fantasmas y de los taquiones», dijo, «¿no pensarías que esa sería la teoría definitiva?». Yo era escéptico, pero no se lo pude justificar. Quizá eso fue mejor porque alrededor de 1984 llegaron de Estados Unidos noticias entusiastas que pronto fueron confirmadas por numerosos investigadores afectados epidemia por nueva de una descubrimientos. John Schwarz junto con Michael Green del Queen Mary College, en la Universidad de Londres, fueron los orgullosos padres de un nuevo método para combatir los fantasmas. La respuesta era una elección muy especial de una estructura interna de simetría y todo en un espacio de dimensión veintiséis. Veintidós de estas veintiséis dimensiones tendrían que estar enrolladas según se prescribía en la teoría de Kaluza-Klein que he explicado en el capítulo anterior. Las matemáticas fueron desarrolladas por un joven e ingenioso físico matemático de la Universidad de Princeton, Edward Witten que, junto con Schwarz y Green, escribió un libro en dos gruesos volúmenes sobre el tema. También se descubrió que

debería haber supersimetría en esta cuerda, pero entonces el mundo de veintiséis dimensiones tendría que ser reemplazado con uno de diez dimensiones, de las cuales, desde luego, seis tendrían que estar enrolladas. La súper simetría estaba originada por el hecho de que también hubiera fermiones engarzados en esta cuerda, como las cuentas en un collar. Esta idea había estado rondando durante algún tiempo —después de todo, de alguna forma había que explicar la existencia de los fermiones— pero el descubrimiento de que se podían eliminar simultáneamente todas las dificultades en esta cuerda de dimensión diez era algo nuevo.

En Princeton, David Gross y sus colaboradores descubrieron una teoría en la cual todos los fermiones en una cuerda podían correr solamente en una dirección, supuesto que todos los movimientos ondulatorios de la cuerda que se propagan en la misma dirección viven en un mundo de dimensión diez y que los movimientos que se propagan en dirección contraria lo hacen en un mundo de veintiséis dimensiones. Él lo llamó la «cuerda heterótica» y lo bueno de esta teoría es que surge una asimetría derecha-izquierda que recuerda derecha-izquierda la asimetría mucho observada las en interacciones débiles.

Los entusiastas seguidores de las supercuerdas hablaban de una nueva era en la física que iba a introducir un nuevo calendario, en el cual 1984 iba a ser el año cero. «La mejor teoría desde el descubrimiento de la mecánica cuántica», se decía. Verdaderamente, la teoría de supercuerdas tenía propiedades asombrosas. Primero, no había expresiones infinitas en ninguna

parte y el procedimiento de la renormalización, aún difícil de aceptar para muchos, era ahora superfluo. En segundo lugar, la fuerza gravitatoria se había convertido en un ingrediente inevitable e inseparable de esta teoría. Como todas las demás partículas «elementales», el gravitón podía ser considerado como un pequeño lazo cerrado de material de cuerda. Igual que ocurre con las cuerdas de un violín, se puede hacer vibrar una supercuerda de muchas maneras. La mayoría de los modos de vibración (y rotación) de una cuerda son muy pesados porque su masa es parecida a la masa de Planck. Pero, debido en parte a la existencia de unas pocas dimensiones «enrolladas», había un número considerable de soluciones a las ecuaciones de la cuerda que representan partículas con masa pequeña, que pudieron ser identificadas como varios tipos de partículas del modelo estándar.

Un tercer aspecto muy importante de la teoría de supercuerdas era que no se podía simplemente añadir más tipos de partículas a la teoría. Era un «paquete completo»: o se acepta la teoría completa o se rechaza. Otros tipos de partículas no podían interaccionar con esta cuerda, ni siquiera gravitatoriamente. Se predijo que todas las propiedades de una partícula serían completamente calculables porque la teoría no contiene ningún parámetro libre ajustable. Así que, este es otro ejemplo de lo que llamé antes «holismo»: las teorías de la relatividad de Einstein no admiten excepciones a sus principios ni tampoco las leyes de la mecánica cuántica.

La supersimetría juega un papel importante en la teoría de supercuerdas. Muchos investigadores esperan, por lo tanto, que si se calcula cómo será el gran desierto, la teoría anterior de la súper gravedad tendrá un importante papel, aunque ha sido degradada desde una teoría fundamental a una descripción posiblemente útil de un estado intermedio.

Quizá ahora usted entienda por qué la teoría de las supercuerdas fue considerada como la precursora de la «teoría de todo». Nada más se puede añadir. Solamente queda arreglar unos pocos detalles técnicos.

Si este libro se fuera a llevar a la pantalla, este sería el momento adecuado para introducir como música de fondo una amenazadora melodía que se transforma en un revelador crescendo. Estos «pocos detalles técnicos» resultaron ser bastante obstinados. Primero fueron las dimensiones que se enrollaban, que se podían enrollar de muchas formas. Si se tienen dos dimensiones que enrollar, se puede elegir enrollarlas independientemente en tubos, o juntas formando un balón de fútbol. En la cuerda heterótica tenemos que enrollar seis dimensiones en una dirección y veintidós dimensiones en la otra, y el número de formas de hacerlo es gigantesco. ¿Cuál eligió la naturaleza? «Podemos calcularlo todo —dijeron— así que ya lo descubriremos».

Pero no lo hicieron. No todo se puede calcular, limitados como estamos por las técnicas matemáticas conocidas actualmente. El problema es que, igual que con las otras teorías de partículas, la teoría de cuerdas es una «teoría perturbativa». Las interacciones se tratan como perturbaciones sobre los movimientos de las cuerdas que, de otra manera, hubieran seguido trayectorias rectilíneas. Para

encontrar los movimientos exactos, es necesario realizar una serie inacabable de cálculos, que no solamente se hacen cada vez más difíciles, sino que es casi seguro que no convergerán en una respuesta única. Luego podemos afirmar que siempre habrá un estadio en el cual el cálculo de una corrección perturbativa más conduzca a un resultado peor que el anterior.

Estrictamente hablando, esto significa que no tenemos teoría en absoluto. También tuvimos este problema en la teoría ordinaria de partículas, pero no fue tan desastroso. En muchos casos, uno puede demostrar que el término a partir del cual la serie perturbativa deja de converger es tan alto que los «resultados aproximados» son ya extremadamente precisos. De hecho, el tan celebrado «modelo estándar» no es infinitamente preciso. Aunque para el modelo estándar esto fue un problema académico, las dificultades prácticas realizar cálculos precisos para son generalmente un problema más serio.

Desgraciadamente, para las teorías de cuerda este problema es desastroso. Muchas de las cosas que a uno le gustaría calcular no se pueden obtener en absoluto de una serie perturbativa. ¿Cómo se enrollan estas dimensiones extra? ¿Cuáles son las masas de las partículas más ligeras? (Estos números son extremadamente pequeños comparados con la masa de Planck cercana a los veintidós microgramos). Y así sucesivamente. No les faltaron ideas a los teóricos de la supercuerda, pero no se encontraron respuestas fiables. Se hicieron muchos intentos para construir una «teoría de campo-cuerda» que tratase de evitar estos problemas. No sé cómo se

podrá tener éxito por ese camino. En las teorías ordinarias de partículas hemos estado trabajando con campos durante mucho tiempo y todavía no podemos evitar la necesidad de trabajar con desarrollos perturbativos.

Realmente yo no llamaría «teoría» a la teoría de cuerdas sino más bien «modelo» o, ni siquiera eso, sólo conjetura. Después de todo, una teoría tiene que venir con las instrucciones para identificar las cosas que uno desea describir, que en nuestro caso son las partículas elementales, y uno debería, al menos en principio, ser capaz de formular las reglas para calcular las propiedades de estas partículas y hacer nuevas predicciones sobre ellas. Imagínese que le doy una silla mientras le explico que aún no tiene patas y que el asiento, el respaldo y los brazos quizá se los dé pronto; sea lo que sea lo que le doy ¿se puede seguir llamando silla?

Pero no debería ser tan injusto. Si no hubiera sido por un gran número de jóvenes físicos teóricos extremadamente capaces y activos que han dedicado toda su atención a esta aproximación prometedora, yo mismo hubiera considerado la posibilidad de trabajar en esta teoría. La idea es bella y lejana de alcanzar, pero no se debe subestimar la cantidad de trabajo que aún hay que hacer para convertirla en algo realmente útil. Muchas cosas pueden ir mal. Ahora que no trabajo en esto, puedo descubrir con toda honestidad dónde se encuentran mis sospechas. Las (súper)cuerdas son (de nuevo) un estado intermedio. La verdadera teoría de todo se basará en principios completamente diferentes, pero, mientras

tanto, la investigación sobre cuerdas, supercuerdas y cuerdas heteróticas producirá instrumentos útiles para nuestra búsqueda.

Capítulo 26

En el agujero negro

Si las supercuerdas no conducen a las respuestas últimas, entonces ¿en qué dirección debemos continuar nuestra investigación?, ¿es que nos hemos introducido tanto en el mundo de lo desconocido y lo ininteligible que estamos a punto de ahogarnos en el absurdo?, ¿nos hemos enterrado bajo tantas preguntas imposibles que deberíamos considerarnos perdidos para la ciencia?, ¿tiene algún sentido especular acerca de la teoría de todo en este mundo extraño de los números de Planck? Tal vez, el título de este capítulo le haga temerse lo peor.

Nada despierta más nuestra curiosidad que lo ininteligible. Lo que es tan curioso del mundo en la escala de la longitud de Planck es que no se puede encontrar absolutamente ningún modelo que dé una descripción razonablemente autoconsistente de partículas que interaccionen entre sí con fuerzas gravitatorias tan intensas y que, al mismo tiempo, obedezcan a las leyes de la mecánica cuántica. Por si hubiéramos sido 10 incluso capaces de experimentos con choques de partículas con energías planckianas, no hubiéramos sabido cómo comparar los resultados con una teoría. Aquí hay trabajo para los físicos: hacer una teoría. No nos importa demasiado cómo describa esa teoría la interacción gravitatoria, pero tenemos suficientes requisitos en la lista como para que encontrar esa candidata a ser la teoría sea una labor extremadamente dificil. Como he explicado en el capítulo anterior,

la teoría de supercuerdas estaba a punto de hacer esto, pero falló al conseguir sus promesas.

En primerísimo lugar, la teoría debe ser matemáticamente exacta y tiene que permitirnos calcular con precisión el comportamiento de las partículas bajo todas las circunstancias imaginables. A menudo recibo cartas de físicos aficionados que intentan venderme las ideas más bonitas, que desgraciadamente son inútiles para nosotros porque sus descripciones no reúnen el rigor y la precisión a las que estamos acostumbrados y que ahora exigimos de manera natural en todas nuestras teorías.

En segundo lugar, deseamos que la teoría trate la fuerza gravitatoria de tal manera que esté de acuerdo con la obtenida en la formulación de la teoría de la relatividad general de Einstein. Sabemos que la fuerza gravitatoria entre cuerpos pesados como las estrellas y los planetas obedece a esta teoría con gran exactitud (esto ha sido confirmado espectacularmente en las observaciones de los púlsares, estrellas compactas que rotan a gran velocidad, por Russel Hulse y Joe Taylor durante las pasadas dos décadas). Nuestra teoría candidata debería explicar estas observaciones.

En tercer lugar, sabemos que las leyes de la mecánica cuántica son inexorables y, por lo tanto, queremos que nuestra teoría sea formulada en términos de la mecánica cuántica. Tanto la mecánica cuántica como la teoría de la relatividad tienen la propiedad de que, tan pronto como uno admita la más pequeña desviación de esos principios, ambas darían lugar a una teoría totalmente diferente, que de ninguna manera se parecería al mundo que conocemos (o

pensamos conocer). «Un poco relativista» o «un poco mecánico cuántico» tiene tan poco sentido como «un poco embarazado». Podríamos imaginar, por otra parte, que la mecánica cuántica o la relatividad general, o ambas, serían marcos demasiado restrictivos para nuestra teoría, de manera que habría que extender sus principios. Pero no podemos ignorarlos. No es mi intención molestarle tratando de explicar teorías que ni siquiera nosotros entendemos, pero sí puedo intentar indicarle los caminos por los que puede seguirse un poco más.

En nuestro universo existen numerosas estrellas cuya masa es considerablemente mayor que la de nuestra propia estrella, el Sol, debido a lo cual, la fuerza gravitatoria en su superficie es considerablemente más intensa que sobre la Tierra o sobre el Sol. La enorme cantidad de materia de una de esas estrellas causa una presión inimaginablemente alta en su interior, pero como la temperatura en el interior de las estrellas es también altísima, se produce una presión contraria que evita que la estrella se colapse. La estrella, sin embargo, pierde calor continuamente. Al principio de su vida, en las estrellas se producen todo tipo de reacciones nucleares que mantienen su temperatura alta y que incluso la pueden elevar, pero antes o después el combustible nuclear se acaba. Cuanto más pesada sea la estrella, mayor es la presión y la temperatura, y más rápidamente se consume el combustible. La contrapresión disminuye progresivamente y la estrella se va colapsando bajo la presión. Según disminuye el tamaño de la estrella, la fuerza gravitatoria aumenta hasta que finalmente se

produce una implosión —un colapso repentino y completo— que no puede ser evitada por más tiempo.

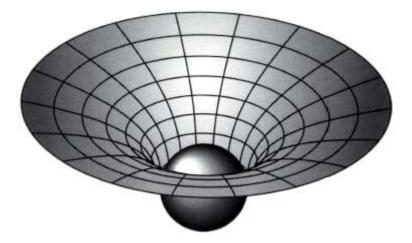


Figura 28. Un agujero negro según la impresión de un artista.

A menudo esta implosión libera tanto calor que las capas exteriores de la estrella explotan por la presión de la radiación, y la implosión queda interrumpida produciéndose una esfera extremadamente compacta de «material nuclear» que se conoce como estrella de neutrones. Estas estrellas de neutrones a menudo rotan con una impresionante velocidad (más de 500 revoluciones/segundo) y, debido a irregularidades en la superficie, emiten una señal de radio que pulsa con esa velocidad. Estos objetos fueron descubiertos por la observación de esa señal de radio y por eso se les llamó «púlsares». En las tablas astronómicas se indican por las letras «LGM», que es una reliquia de los tiempos en los que se consideró la posibilidad de que estas señales viniesen de una civilización extraterrestre, la de los «hombrecitos verdes»⁵⁵.

⁵⁵ Del inglés *Little Green Men* (N. del t.).

Si no se llega a expulsar suficiente material de las capas exteriores o si se acumula nuevo material sobre el púlsar, esta esfera sólida de material nuclear puede que no soporte la presión gravitatoria. Los primeros cálculos realizados por el astrónomo Subrahmanyan Chandrasekhar demostraron que si un objeto frío y compacto tiene una masa sólo unas pocas veces superior a la del Sol, no importa de qué tipo de materia esté formado, no podrá resistir la presión. La fuerza gravitatoria se hace tan intensa que únicamente la teoría de la relatividad general de Einstein puede decirnos lo que sucederá. Como la fuerza gravitatoria actúa colectivamente sobre todas las partículas de la estrella, sigue siendo débil cuando actúa sobre una sola partícula. Por lo tanto, no hay (aún) necesidad de la gravedad cuántica para calcular exactamente la siguiente cadena de sucesos. Seguramente fue John Archibald Wheeler el primero en comprender cuál sería el resultado de estos sucesos, y no tenemos la más mínima duda de que llevaba razón.

El resultado de los sucesos es lo que Wheeler llamó un «agujero negro». Un agujero negro se produce cuando la materia durante la implosión alcanza en un cierto punto la velocidad de la luz. Entonces se pasa un borde matemático, un punto de no retorno. Un viajero espacial (desafortunado) que entre en el agujero junto con la materia durante la implosión no podría escapar ni siquiera si pudiese darse la vuelta con la velocidad de la luz. Con él, todas las señales que intentara emitir serían también atrapadas y nunca sería visto de nuevo.

Si uno observara todo esto desde una distancia segura, las señales emitidas por el material durante la implosión y por el astronauta en su caída pronto serían demasiado débiles para ser detectadas. El objeto se vuelve negro, de manera que el nombre agujero negro es bastante adecuado. Debido a que el agujero negro acaba siendo solamente una bola de «gravedad pura», se pueden calcular sus propiedades con precisión matemática. Sólo se necesitan tres parámetros para caracterizar completamente el agujero negro: su masa, su movimiento angular (cantidad de movimiento de rotación) y su carga eléctrica.

También se puede calcular cómo se comportan los chorros de partículas elementales cuando se aventuran cerca de un agujero negro. Stephen Hawking, estudiando este problema en 1974, se tropezó con una dificultad que al principio consideró simplemente una formalidad: exactamente, ¿cuándo se considera que algo es una partícula y cuándo puede ser vista como parte del espacio vacío? Si algo ocupa un nivel positivo de energía, se considera generalmente una partícula, pero cuando el nivel de energía está bajo cero, tiene que ser ocupado y es la ausencia de un objeto en tal nivel lo que se observa como una partícula, como ya hemos visto en el capítulo 17. Pero los niveles de energía no están univocamente definidos cuando los alrededores están en movimiento, como es el caso de las partículas la proximidad de en un agujero negro. Consecuentemente, nos encontramos con que mientras que un astronauta al caer en un agujero negro ve el espacio-tiempo a su alrededor vacío, para un observador exterior parece que hay partículas que escapaban de ser capturadas por el agujero. ¿Es ésto una imprecisión de la teoría?, fue lo primero que pensó Hawking; y no importaba el grado de refinamiento de sus cálculos, siempre parecía obtener un flujo débil de partículas que escapaban del agujero. Y en ese punto hizo el descubrimiento que yo aún considero el más importante. ¡Esas partículas son reales! Cada agujero negro está emitiendo un flujo constante de partículas de todas las especies concebibles.

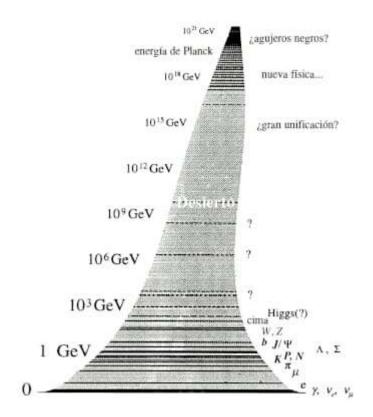


Figura 29. La autopista del gran desierto.

La intensidad de esta emisión de partículas es inversamente proporcional al cuadrado de la masa del agujero negro. Para los agujeros negros que estudian los astrónomos, la llamada radiación Hawking es tan extremadamente débil que siempre está ocultada por lo que quiera que caiga *dentro* del agujero, incluso si está muy lejos de cualquier otra estrella o sistema de estrellas. Pero lo que importa ahora es el principio: algo puede escapar de un agujero negro y escapa espontáneamente⁵⁶.

Esto implica que un agujero negro puede perder masa y ésta así podría, al menos en principio, llegar a ser menor que la masa crítica calculada por Chandrasekhar. Y cuanto más ligero es el agujero negro más eficiente es perdiendo masa. Un rápido cálculo nos dice que desde el momento en que un agujero negro alcanza la masa de una montaña mediana, sólo necesitará unos pocos segundos más para expulsar toda la masa restante en forma de radiación Hawking. Esto crearía una explosión considerablemente más intensa que la más potente bomba atómica. Lo cierto es que los agujeros negros astronómicos nunca llegarán a alcanzar este estadio, porque absorben más material del que emiten, pero en principio estos procesos son posibles y estamos interesados en los detalles de lo que en ese caso podría suceder. Quizá he sugerido que en el cálculo de Hawking sólo se utilizan leyes bien establecidas de la naturaleza y que, por lo tanto, el resultado debería ser incuestionable, pero no es del todo cierto por dos razones.

La primera razón es que nunca hemos sido capaces de observar un agujero negro de cerca y mucho menos uno de tamaño tan pequeño que su radiación Hawking pueda ser detectada. Ni siquiera sabemos

⁵⁶ Las partículas emitidas por una agujero negro siguen las reglas estadísticas de la *radiación térmica*. El agujero negro tiene una temperatura definida y la radiación es igual que la que emite un copo de nieve, una bombilla o una estrella. Definitivamente, jentre las partículas emitidas no podría haber hombrecitos verdes ni astronautas!

si tales miniagujeros negros existen en nuestro universo, o si sólo forman una minoría extremadamente escasa entre los objetos del cielo. Aunque pensemos conocer la teoría, no nos habría hecho ningún daño haber podido comprobar sus predicciones de una forma o de otra. El efecto Hawking ciertamente es un efecto cuántico. ¿Sucede todo exactamente como pensamos actualmente que debería suceder?

Y aquí viene mi segunda razón. Puedo imaginar una teoría que prediga otro resultado. Cuando por primera vez me interesé por este problema y empecé a obtener sin ninguna ambigüedad una descripción del fenómeno de Hawking, intenté construir todo tipo de teorías alternativas. Conseguí formular una que daba un resultado distinto al de Hawking, en la que el agujero negro podría radiar con una intensidad considerablemente mayor que la que su teoría predecía. Debo admitir que para ello hay que aplicar las leyes de la mecánica cuántica cerca de los agujeros negros de forma algo diferente de como se hace cuando se calculan fenómenos atómicos convencionales, pero sostengo que no hay ninguna prueba clara de que mi procedimiento «no esté permitido».

En 1985 ya conocía a Stephen Hawking de varios congresos y reuniones científicas. Me parecía inimaginable la forma en la que desafía su grave problema físico y consigue continuar jugando un papel tan eminente en la física teórica actual⁵⁷. Él se comunica muy bien con los demás gracias a un ingenioso ordenador parlante que maneja con un solo dedo. Y con este dedo casi me convenció,

-

⁵⁷ Véase Stephen Hawking, *Una historia del tiempo*, Crítica, Barcelona, 1992.

aunque no del todo, de que mi teoría alternativa es indefendible. Ahora que he estudiado los agujeros negros con mucho más detalle, creo que sus cálculos muy probablemente son correctos, pero aún no estoy completamente seguro.

Hay un aspecto relacionado con la radiación de Hawking mucho más importante. El agujero negro disminuye su tamaño al emitir partículas, y la intensidad de su radiación crece rápidamente según se reduce su tamaño. Justo antes de llegar a los estadios finales, el tamaño del agujero negro se hará comparable a la longitud de Planck y toda la masa llegará a ser sólo un poco mayor que la masa de Planck. Las energías de las partículas emitidas también corresponderán a la de la masa de Planck. ¡Solamente una teoría completa de gravedad cuántica podrá predecir y describir exactamente lo que sucede al agujero negro en ese momento!

Esta es la importancia de los agujeros negros para la teoría de partículas elementales en la longitud de Planck. Los agujeros negros serían un laboratorio ideal para experimentos imaginarios. Todos alcanzan, por sí mismos, el régimen de energía de los números de Planck, y una buena teoría debe ser capaz de decirnos cómo calcular en ese caso. Durante casi una década he resaltado esta objeción en la teoría de supercuerdas: no nos dice nada de los agujeros negros y mucho menos de cómo un agujero negro puede comenzar su vida como un agujero negro de tamaño «astronómico» y acabar su vida explosivamente. Sin embargo, desde 1994 los teóricos de cuerdas han estado intentando frenéticamente remediar esta situación. Como para cualquier otra buena teoría de la

gravedad, la teoría de cuerdas debería predecir la existencia de los agujeros negros, pero, al igual que en este libro, hay todavía mucha confusión relacionada con los procedimientos que se deben seguir para calcular sus propiedades físicas.

Cuanto más se piensa en ello, más importante parece ser el papel que juegan los agujeros negros en el mundo de lo pequeño. Actualmente, mi punto de partida es el siguiente: si realmente se quiere entender cómo actúa la fuerza gravitatoria sobre las elegir partículas elementales, ¿se puede como laboratorio «Gedanken» algo mejor que el «campo gravitatorio» más grande concebible? Si uno intenta localizar cualquier clase de partícula con la precisión de una unidad de longitud de Planck, las relaciones de incertidumbre cuánticas dicen que la incertidumbre en su energía será al menos de una unidad de energía de Planck. Pero entonces se generan mini agujeros negros cuyos tamaños son realmente mayores que la unidad de longitud de Planck. Ésta es exactamente la dificultad que hemos visto antes: ¡debido a las protuberancias, arrugas y dobleces del espacio-tiempo se hace imposible localizar objetos con mayor resolución que la unidad de longitud de Planck! Si la búsqueda de lo más pequeño llega a su fin, es en el objeto más pequeño posible: un mini agujero negro. Aquí, el espacio y el tiempo pierden su significado habitual, pero no sabemos con que reemplazarlos. Nuestra búsqueda se ha terminado, tanto literal como figuradamente, en un agujero negro.

Capítulo 27

Las teorías que aún no existen...

Y ahora puedo explicar por qué la inclusión de los agujeros negros en nuestras consideraciones sobre las leyes últimas de la física nos permite progresar. En estos tiempos he dedicado la mayor parte de mi propia investigación a este tema haciéndome la siguiente pregunta: suponiendo que tenemos un pequeño agujero negro y que admitimos que obedece tanto a las leyes de la mecánica cuántica como a las de la gravedad ¿cómo deberíamos describir su comportamiento?

La astucia de esta pregunta es que estoy suponiendo que todo el agujero negro se debe comportar exactamente como si fuera un átomo o molécula que obedece a las leyes de la mecánica cuántica. Pero no todo el mundo está de acuerdo. Algunos dicen que los agujeros negros son algo completamente diferente. ¿Pero qué es tan diferente en ellos? Los agujeros negros emiten partículas, igual que hacen los átomos radiactivos. Entonces, ¿por qué no deberían seguir las mismas reglas? Para decirlo de una manera más clara, yo creo que ellos *tienen que* obedecer absolutamente esas leyes si creemos en alguna clase de «ley y orden» a escala de la longitud de Planck.

Uno de los resultados de mis cálculos fue una sorpresa para mí. ¡Me encontré prácticamente con las mismas expresiones matemáticas que las de la teoría de cuerdas! La fórmula para la captura y emisión de partículas por un agujero negro es exactamente igual a

la fórmula de Veneziano. Esto es extraño ya que no es un tema de cuerdas. Pero dado que la teoría no está acabada, es muy difícil decir si la teoría de cuerdas puede ser compatible con la teoría de la gravedad. En cualquier caso, ambas están incompletas y quizá sólo sean los estadios iniciales de algo mucho más completo y bello.

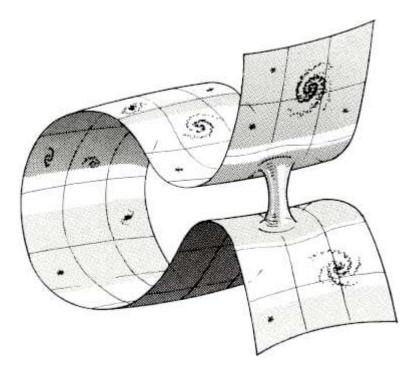


Figura 30. Un agujero de gusano puede conectar regiones distantes del universo.

Hay bastantes investigadores que han seguido sus propias ideas, que son bastante diferentes de la mía. Si usted cree a Stephen Hawking, los agujeros negros son simplemente el principio de una deformación mucho más seria del espacio tiempo: por ejemplo, su idea del «espaciotiempo espumoso» que he mencionado antes. Y eso no es todo. Él y otros, en particular Sydney Coleman de la Universidad de Harvard, han especulado con el papel especial que

juegan los «agujeros de gusano». Un agujero de gusano es un conducto en el espacio-tiempo que conecta dos regiones muy separadas del universo o incluso que comunica nuestro universo con «universos diferentes». La formulación de Einstein de la teoría de la gravedad podría en principio admitir tales rarezas. Pero los investigadores podrían argüir que si la teoría de Einstein admite los agujeros de gusano, éstos *tienen* que existir. Esto se parece a lo que ocurre en mecánica cuántica, en la que todo lo que está permitido sucede obligatoriamente, es decir, si alguna configuración es posible, ésta tiene una probabilidad definida de que realmente ocurra. Si usted ha leído alguna vez ciencia ficción, sabrá que a los autores del género les encantan los agujeros de gusano. Imagínese sus inacabables posibilidades: usted salta en una y ¡hop! en un instante aparece en Andrómeda.

De acuerdo con los biólogos, las lombrices son útiles porque los agujeros que hacen son beneficiosos para el suelo pero, sea como sea, para la mecánica cuántica son desastrosos. Afortunadamente, uno puede interpretar la teoría de los agujeros de gusano de tal manera que sean completamente inobservables. Yo prefiero dejarlo de esa manera. De nuevo, se podría sospechar que los agujeros de gusano son una fase intermedia para una teoría mejor. Aunque uno no se tome la ciencia ficción seriamente, aún puede imaginar que de vez en cuando una partícula elemental podría deslizarse a través de una de esas lombrigueras desde aquí hasta Andrómeda. Pero el problema entonces es que los cálculos hechos por Hawking y Coleman indican que tales fenómenos son fundamentalmente

incalculables. Adiós a la ley y el orden. Es curioso que ni Hawking ni Coleman deduzcan de esto que los agujeros de gusano no pueden existir, pero yo sí llego a esta conclusión.

Otra aproximación fue la iniciada con un análisis formal de la gravedad cuántica por Abhay Ashtekar en la Universidad de Siracusa, en el estado de Nueva York. Estas ideas fueron desarrolladas por los jóvenes investigadores Lee Smolin y Carlo Rovelli, que propusieron que los ingredientes fundamentales del espacio-tiempo no son puntos sino *lazos cerrados*. Aunque se parece un poco a lo que vimos en la teoría de cuerdas, ésta es una aproximación completamente diferente; de acuerdo con Smolin y Rovelli, lo esencial es que esos lazos están atados en *nudos* y que fuera de esos nudos no hay espacio-tiempo en absoluto.

Estoy siguiendo con interés el desarrollo de esta nueva teoría, por fin algo que se parece un poco a lo que a mí me gusta. En esta teoría, la única cosa relevante es el número y el tipo de «nudos» que unen los lazos y éstos, en principio, se pueden expresar simplemente por una serie de números enteros. ¡Igual que puntos sueltos en el espacio-tiempo excepto que ahora está conectados naturalmente! Accidentalmente, o quizá no tan accidentalmente, la teoría de nudos es uno de los temas más dificiles de las matemáticas modernas. Durante sus excursiones por las matemáticas de cuerdas, los partidarios de las cuerdas se han encontrado también con el problema del nudo. Edward Witten ha descubierto varios

teoremas matemáticos sobre nudos que le han hecho merecedor de la prestigiosa medalla Fields⁵⁸.

Si usted cree que estas nuevas ideas no son más elucubraciones y una pérdida de tiempo, debo decirle que lo mencionado hasta ahora no son ni de lejos los intentos y aproximaciones más extravagantes que se han publicado. En congresos y reuniones científicas, que a veces se parecen más a grupos de discusión, se han tratado componendas mucho más extrañas. La gente filosofa acerca de saltos cuánticos de un universo a otro (generalmente a través de agujeros de gusano), mundos paralelos en «cosmología cuántica», mundos en los cuales las constantes de la naturaleza difieren de las nuestras, pero que están conectados con nosotros por agujeros de gusano e, incluso, acerca de si es posible crear un universo en el interior de un tubo de ensayo. Pero tales nociones me sobrepasan.

0

⁵⁸ Las *Fields Medals* son cuatro premios, a los que frecuentemente se alude como los premios Nobel de las matemáticas, que se otorgan cada cuatro años en el Congreso Internacional de Matemáticos a jóvenes matemáticos menores de cuarenta años (N. del t.).

Capítulo 28

El dominio de la ley de lo más pequeño

Las estructuras más pequeñas en el espacio-tiempo se podrían representar por «supercuerdas», o quizá por hebras de algodón atadas unas a otras, como defienden Ashtekar y sus seguidores. Quizá usted tienda a creer, como yo, que las estructuras dominantes en las escalas más pequeñas posibles son agujeros negros microscópicos. En cualquier caso, una conclusión parece inevitable: la cantidad de información que uno puede almacenar en un pequeño trozo de espacio parece ser limitada. Cualquiera que haya trabajado con computadoras sabe que la información se representa por una serie de ceros y unos. Si una «interacción» tiene lugar, los ceros y los unos son reemplazados por otros ceros y unos. ¿Significa esto que el mundo en que vivimos no es nada más que una súper computadora gigante? Cualquier libro sobre los fundamentos de la mecánica cuántica le dirá que esto es una simplificación exagerada. Las leyes de la mecánica cuántica, leemos, son incompatibles con cualquier explicación «mecánica» de lo que vemos que ocurre en la naturaleza. Nuestro futuro no está determinado a partir del pasado por leyes «deterministas» sin ambigüedad.

Esta afirmación está basada en un experimento imaginario inventado por Einstein, Podolsky y Rosen. Es un esquema ingenioso diseñado de forma que la predicción de la mecánica cuántica no es compatible con ninguna teoría determinista. Más tarde, John Bell

en el CERN, convirtió este argumento en un teorema matemático rigurosamente formulado. Así podemos imaginar experimentos para los cuales las leyes de la mecánica cuántica conocidas predicen exactamente lo que se observará, y será imposible, de acuerdo con Bell, reproducir esta predicción con ninguna otra teoría determinista. Él hizo, sin embargo, una suposición: que la información no se puede propagar con una velocidad superior a la de la luz⁵⁹.

Aquí tenemos otro ejemplo de un «teorema de imposibilidad», un teorema que establece con certidumbre cómo *no* intentar construir una teoría porque no tendrá éxito.

Como habrá notado, soy demasiado escéptico para fiarme de los teoremas de imposibilidad. Un teorema similar nos dijo una vez que no deberíamos combinar las simetrías internas entre partículas con sus simetrías espacio-temporales y que, por lo tanto, sería imposible construir supermultipletes de partículas con espines diferentes. ¿Qué pasa entonces con la súper-simetría? ¿No tuvo suficiente éxito la construcción de supermultipletes conteniendo diferentes espines? Bien, esa era la letra pequeña del teorema: se había supuesto que no se podían juntar bosones con fermiones. A menudo se olvida mencionar la letra pequeña de manera que, injustificadamente, tales teoremas nos impiden investigar posibilidades importantes.

Los teoremas de John Bell también contienen letra pequeña a la cual generalmente nadie presta ninguna atención. Una de las posibles salidas, como yo lo veo, es una teoría en la cual lo que

_

 $^{^{59}}$ Más tarde, este tipo de experimentos fue realmente llevado a cabo y, como todo el mundo esperaba, las predicciones de la mecánica cuántica eran correctas.

llamamos «espacio vacío» no está vacío en absoluto sino que muestra una actividad intensa. Mis colegas me atacarían por esto. No es nada fácil establecer una «teoría mecánica que describa el comportamiento mecánico-cuántico» que funcione bien aunque se tengan en cuenta las «fluctuaciones del vacío». Admito que tampoco sé cómo debería hacerse, pero sospecho que habría alguna salida por ahí.

Una vez expuse prudentemente estas ideas en un artículo que me puso en contacto con un grupo de gente que, muy alejado de las corrientes establecidas en la física, estaban convencidos de que la naturaleza es una máquina de procesar información. Su portavoz es Edward Fredkin. Él no es un físico, sino un experto en computadoras (y también un inventor ingenioso). En tecnología de computadoras es una práctica habitual trabajar con modelos que describen movimientos de aire en la atmósfera, o distribuciones de peces en los océanos, o cualquier otra cosa que se pueda imaginar, como si fueran simplemente ceros y unos. En ese tipo de modelo numérico, que generalmente se llama «autómata celular», varios números formados por ceros y unos se almacenan en un gran número de «celdas». A cada golpe de reloj, los números en cada celda se reemplazan por otros siguiendo una ley precisamente definida que depende solamente de los números que había en la propia celda y de los que hay en las celdas más próximas.

Fredkin está convencido de que nuestro mundo real no es nada más que un autómata celular, aunque de tamaño gigantesco. Uno puede seguir los sucesos del autómata celular en la pantalla de una computadora y observar cómo esas maravillosas pautas coloreadas evolucionan ante nuestros ojos. Estudiando estas pautas y su generación, Fredkin tuvo la idea de que incluso los fenómenos mecánico cuánticos y las interacciones que recuerdan a la interacción gravitatoria podrían reproducirse con estas pautas.

Pero afirmaciones de esta clase tienen que estar soportadas por evidencias claras y esto es lo que Fredkin fue incapaz de conseguir. Él hizo una observación curiosa e importante: ¡no importa mucho lo que haga exactamente el programa para el autómata! ya que, dice, si el programa es suficientemente «versátil» se puede utilizar cualquier autómata para «imitar» a cualquier otro. Usted podría construir pequeñas computadoras con un autómata con el cual simular los demás. Así hablaba de «el autómata celular universal». Yo soy uno de los pocos físicos teóricos que no desecha tal representación de la naturaleza como un gigantesco autómata celular argumentando simplemente que es extraña a la mecánica cuántica. Si se intenta seguir las pautas originadas por la computadora, se ve que rápidamente se transforman en un tremendo caos. Si algún comportamiento aparentemente sistemático tuviese que surgir a escalas mucho mayores (mayor comparado con el tamaño de las celdas), entonces probablemente sólo se podrían aplicar aquí las leyes de la estadística. Y quizá éstas son precisamente lo que actualmente llamamos «mecánica cuántica».

Defender que el «autómata celular universal» es la «teoría de todo» me temo que sería como tirar al bebé con el agua del baño. ¿Cómo se podrían deducir cuáles son las propiedades de las partículas

elementales? Medio a oscuras, hemos estado siguiendo lo que pensábamos sería un camino hacia lo más pequeño, y a mitad del camino sentimos que no continúa. Hemos perdido el camino de regreso y el coche estaba aparcado en algún lugar a lo largo de la autopista del gran desierto.

La naturaleza como una máquina de procesar información: ¿Es esto una ilusión? ¿Quizá la mera idea no es más que un producto natural de nuestra cultura actual? ¿No es la «información», después de todo, uno de los pilares centrales de la sociedad moderna? Quizá simplemente hemos sido miopes. El futuro nos lo dirá. Si la última ley de la física es una que solamente procesa ceros y unos, más pronto o más tarde la humanidad la encontrará. Yo tengo toda esa confianza en el ingenio humano.

Imagine que éste sea el caso, que un día haya una sólida «teoría de todo», una ley fundamental, una formulación última que sea tan simple y universal que no sean posibles ni cambios ni mejoras, una ley «holística», como vimos antes. Todas las propiedades de la materia, todos los fenómenos en el espacio-tiempo, todas las demás leyes de la física se deberían derivar de esta ley universal. ¿Qué efectos tendría esto sobre la física y finalmente sobre la sociedad? El efecto sería verdaderamente muy pequeño. Todas las ramas de la física excepto una no se verían modificadas por el descubrimiento de la TOE. Para describir los átomos, moléculas, materiales, gases, líquidos y todos los demás estados de la materia se requieren técnicas matemáticas diferentes en cada caso. Los físicos que investigan estos temas están muy al tanto del hecho de que los

elementos constitutivos de estas sustancias obedecen a leyes que son, en principio, conocidas. En lo que están interesados es en la cuestión de cómo estas leyes conspiran para producir el fenómeno observado. Esta es la clase de pregunta que la TOE no es capaz de contestar en absoluto⁶⁰. Por tanto, todas estas ramas de la física permanecerán exactamente como están. Incluso para las partículas elementales, a todos los niveles, uno continuará preguntándose lo mismo que antes. Dicho con otras palabras, quizá lleguemos a conocer el final de nuestro camino hacia lo más pequeño, pero continuaremos haciéndonos preguntas tales como: ¿cómo nos lleva esta ruta exactamente desde A hasta B? Contestarlas seguirá siendo tan difícil como siempre y los grandes laboratorios con ingeniosos experimentos seguirán siendo necesarios y útiles. Por tanto, los efectos de una TOE en la física serán bastantes remotos.

En lo que se refiere a los efectos sobre la sociedad, en primera instancia, serán bastante remotos también. Yo mantengo algunas esperanzas o, mejor, algunas ilusiones ingenuas, de que la humanidad llegue a entender un poco mejor su lugar en este universo y, en particular, que no haya lugar para misterios metafísicos.

Encontrar la llamada TOE sería un suceso sin parangón en la física y uno esperaría que tal hazaña extendiera el uso de nuestros eficaces procedimientos en otras ciencias. Digo esto con algún reparo porque se ven muchos malos ejemplos de esta extensión. Si

_

⁶⁰ De aquí que el epíteto «teoría de todo» sea bastante engañoso. De hecho, yo no quiero que se me haga responsable de él; el nombre fue propuesto por primera vez por seguidores de la supergravedad y de las supercuerdas movidos por su propio entusiasmo, y fue posteriormente elegido, desde luego, por la prensa popular para utilizarlo contra ellos cada vez que tienen ocasión.

los psicólogos y los sociólogos empiezan a hablar de *energías* o *entropías*, pueden pretender injustificadamente que en sus campos tales nociones obedezcan a leyes comparables con las de la física o, incluso peor, que éstas pudieran definirse con una precisión parecida a la que estamos acostumbrados en física.

Probablemente más realista fue Richard Feynman en su respuesta cuando se le preguntó lo que esperaba de una «teoría de todo». Feynman dijo que él no creía que esto llegase a ocurrir. «Pero dijo— si sucediera, creo que no sería muy distinto de lo que ocurre de esforzados cuando un grupo montañeros profesionales conquistan la cima de una montaña». Estos montañeros podrían muy bien ser los últimos en disfrutar de la inmensa belleza de la naturaleza virgen de ese lugar. Ellos serían los primeros en hacer accesible la cima, luego se abrirán caminos más fáciles, después un teleférico y finalmente llegarán los turistas. Cómodamente, desde un restaurante de lujo recién construido en la cima, estos nuevos «exploradores» podrán despedirse de su visión de la montaña. El montañero a duras penas reconocerá su descubrimiento debido a toda la basura que la cubrirá.

Quizá nadie pueda nunca tener una visión completa de todo el camino desde aquí hasta las estructuras más pequeñas del universo. Quizá pasarán muchos más siglos antes de que la humanidad haya completado el gráfico. Quizá exista el camino pero nunca lo descubramos, porque nuestra inteligencia es limitada. Como dije antes, creo que esto es poco probable.

¿Podría ser el camino hacia las estructuras más pequeñas infinitamente largo? ¿Podría ser que no existan las «estructuras más pequeñas»? Muchas veces en la historia se ha pensado en que el final de la física estaba a la vista, y ya que siempre ha resultado ser erróneo, se ha terminado aceptando que una teoría universal, fundamental, nunca será posible. Simplemente pensar que se pudiera alcanzar esa «piedra filosofal» a menudo se considera una tontería.

Permítame ante todo eliminar ese aura de la «piedra filosofal». Una teoría universal no implicaría en absoluto que todos los fenómenos naturales pudieran ser explicados. Todo lo que sabríamos es una serie bastante formal —aunque exacta— de ecuaciones a las que deberían obedecer todos los fenómenos. Las preguntas relativas a las explicaciones de estos fenómenos se transformarían en cuestiones técnicas de cálculo, en matemáticas. Esto es lo que la mayoría de esas preguntas ya son y lo que ocurriría es que serían de alguna manera más sencillas.

Además, espero eliminar la impresión de que las sencillas y exactas leyes de la naturaleza podrían hacer nuestro mundo tan «pequeño» que no habría lugar para «emociones», «libre albedrío», «vida» o cosas tales como respeto y admiración por la inmensa variedad de las estructuras en nuestro universo. El tamaño de nuestro universo entero debe ser expresado en términos de unas 10^{54} longitudes Planck. Su volumen es ese número elevado al cubo (10^{162}). Su edad es alrededor de 10^{54} pasos de tiempo Planck. Tales números contienen «simplemente» cincuenta y cuatro dígitos y, por lo tanto, a

primera vista podrían parecer pequeños, pero en realidad esos números son tan tremendamente grandes que hay espacio más que suficiente para todos los hechos milagrosos conocidos y desconocidos por el hombre.

La única resistencia verdadera contra una «teoría de todo» sería de naturaleza religiosa. Leamos por una vez la historia⁶¹ de la siguiente forma: la humanidad ha estado haciendo descubrimientos uno después de otro que habían sido considerados imposibles antes. Las enfermedades, por ejemplo, una vez se creyeron instrumentos de los dioses hasta que se descubrió que se podía hacer algo con ellas. Durante la época de los grandes viajes de los descubrimientos, la gente continuaba soñando con océanos, continentes y nuevas civilizaciones aún por descubrir, y parecía inconcebible que llegara el momento en el que cada metro cuadrado de nuestro globo pudiera estar contenido en un mapa. Los movimientos de los cuerpos celestes fueron considerados dominio de los dioses (o de un solo Dios) hasta que se descubrió que se podían entender y que, de hecho, estos cuerpos estaban hechos de los mismos materiales que la Tierra. De igual manera, la ley universal de todos los fenómenos naturales está actualmente en las manos de Dios. ¿Durante cuánto tiempo? ¿Quién puede decirlo?

 61 Recuérdese que, aunque no hay duda de que la historia se repetirá, nunca lo hará de una manera predecible.

-

Glosario

acoplamiento, constante de constante de la Naturaleza que describe la intensidad de una fuerza o interacción.

Ångstrom unidad de distancia igual a 10⁻¹⁰ metros.

angular, momento cantidad de movimiento rotacional de una partícula o grupo de partículas. Se mide en múltiplos enteros o un múltiplo entero más un medio, de la unidad $h/2\pi$, donde h es la constante de Planck.

antipartícula tipo de partícula complementaria de algunas partículas. Una antipartícula tiene la misma masa y espín que la correspondiente partícula, pero la carga eléctrica y otros números cuánticos tales como S, L y B son opuestos.

átomo bloque constitutivo de los elementos químicos, consiste en un *núcleo*, que está formado de protones y neutrones, alrededor del cual giran los *electrones* describiendo órbitas.

B ver número bariónico.

barión nombre común de las partículas sensibles a la interacción fuerte. Los bariones tienen espín igual a un entero más un medio y están formados por tres quarks.

bariónico, **número** (*B*) número de bariones menos el número de antibariones o, también, el número de quarks menos el número de antiquarks dividido entre tres.

Bose, condensación de ocurre cuando una gran cantidad de bosones se atraen entre sí alcanzando un estado de energía menor de la que tenían cuando estaban aislados.

bosón nombre común de las partículas de espín entero.

C ver conjugación de carga.

campo magnitud cuyo valor depende del punto del espacio y el tiempo en que se mida, como por ejemplo la presión del aire, distribución de temperaturas, etc. La profundidad del agua también puede considerarse un campo. Las oscilaciones en un campo se llaman «ondas».

campo, ecuaciones de leyes que determinan la evolución temporal de un campo.

campo eléctrico campo de fuerzas causado por la presencia de cargas eléctricas. Afecta al movimiento de las partículas con carga eléctrica.

campo potencial vector campo auxiliar, introducido por primera vez en la teoría de la electrodinámica para describir campos eléctricos y magnéticos. Sus componentes, uno de los cuales es el voltaje eléctrico, son observables únicamente de forma indirecta.

CERN Centro europeo de investigación subnuclear situado cerca de Ginebra, Suiza.

cima también llamado «verdadero», es el sexto y el más pesado de los quarks conocidos. Es la contrapartida del quark fondo, recientemente descubierto experimentalmente en el Fermilab, cerca de Chicago.

color, fuerza de la fuerza por la cual los quarks se atraen unos a otros.

conjugación de carga sustitución (por comparación) de una partícula por su antipartícula (que tiene carga eléctrica opuesta).

conservación, ley de ley de la física que establece que la suma total de una cierta magnitud, tal como la energía o la carga, permanecerá constante durante cualquier proceso interactivo.

coordenadas números que permiten localizar la posición de un punto del espacio, o el tamaño y la dirección de un vector.

Copenhague, interpretación de de acuerdo con la cual la mecánica cuántica proporciona toda la información posible sobre las distribuciones de probabilidad. Las descripciones en términos de partículas y ondas son «complementarias».

Coulomb, fuerza de fuerza electrostática entre dos cargas eléctricas. Es proporcional al producto de las cargas e inversamente proporcional al cuadrado de la distancia que las separa.

cromodinámica cuántica teoría que describe las interacciones fuertes de «color» entre los quarks en un hadrón, basada en el «grupo» matemático llamado SU(3).

cuerdas, teoría de considera las partículas como pequeños trozos de cuerda que pueden ser abiertos o lazos cerrados. Diferentes tipos de partículas corresponden a diferentes modos de vibración o rotación de la cuerda.

débil, interacción fuerza que actúa entre todas las partículas conocidas. Muy débil y de muy corto alcance.

decuplete gruplete de diez miembros.

desnuda, partícula Partícula sin la nube de partículas que generalmente la rodea. Idealización de partícula puntual.

Dirac, mar de reserva infinita de partículas de energía negativa que, de acuerdo con la teoría original de Dirac, pueblan el espacio vacío.

Estas partículas son invisibles, pero la *ausencia* de una de ellas es observada como una antipartícula.

eléctrica, carga propiedad de una partícula por la que ésta es sensible a la fuerza electromagnética.

electrodinámica cuántica teoría que describe las interacciones electromagnéticas entre electrones y fotones.

electromagnéticas, ondas patrón de las líneas de campo eléctrico y magnético que describen muchas clases de radiación, según las leyes de Maxwell.

electrón partícula ligera, con carga eléctrica negativa, que abunda en todos los átomos. El electrón es el leptón cargado más ligero.

encanto número cuántico que indica el número de quarks con encanto que contiene un objeto.

energía (para una partícula de masa en reposo M y velocidad v) consiste en una parte «cinética» (energía de movimiento) aproximadamente igual a 1/2 Mv^2 , una parte debida a su masa en reposo igual a Mc^2 y una energía potencial debida a la presencia de campos.

espín cantidad de movimiento rotacional de una partícula. Más precisamente, momento angular. Cuando se expresa en múltiplos de $h/2\pi$ (h es la constante de Planck) es o un entero (0,1,2...) o un semientero ($\frac{1}{2}$, $\frac{3}{2}$, $\frac{5}{2}$...).

eta (η) mesón compuesto de un quark y un antiquark, con espín 0. Es bastante estable pero puede desintegrarse por interacción fuerte. **extrañeza (S)** número cuántico para hadrones definido de tal forma que la suma de la extrañeza de todas las partículas antes y después

de un choque permanece constante. Es también la diferencia entre el número de antiquarks «extraños» s y el de quarks extraños s.

fermi unidad de longitud igual a 10⁻¹⁵ metros.

fermión nombre común de las partículas de espín semientero, es decir, 1/2, 11/2, 21/2... en unidades naturales.

Feynman, reglas de esquemas de cálculo en los que se utilizan diagramas para indicar las trayectorias de las partículas.

fondo a veces llamado «belleza», es el número cuántico que indica el número de «quarks fondo» presentes.

fonón energía del cuanto de sonido. Relevante en materiales a baja temperatura.

fotón cuanto de energía de la radiación electromagnética (luz) con espín 1.

fuerte, interacción interacción entre hadrones, a la que deben su fuerza.

gauge, campo campo de un «bosón gauge», una partícula de espín 1 que transmite una fuerza parecida a la electromagnética, en la que la invariancia gauge juega un papel importante.

gauge, invariancia ausencia de cambios cuando se realiza cualquier transformación gauge.

gauge, transformación cambio en nuestra descripción de alguna situación que no afecta a los fenómenos físicamente observados que estamos describiendo.

generación de partículas elementales en el modelo estándar cada fermión elemental pertenece a una de tres generaciones. Estas

generaciones son copias exactas excepto en las masas, que son diferentes en cada generación.

GIM, mecanismo idea propuesta por Glashow, Iliopuolos y Maiani sugiriendo la existencia del cuarto quark, «encanto», para explicar la ausencia de procesos de interacción débil en la producción de un \mathbb{Z}^0 en hadrones de baja energía.

gluón cuanto de energía de la interacción fuerte; partícula de con espín 1 que transmite la interacción fuerte entre los quarks. Tiene ocho posibles estados coloreados.

gravitino partícula gauge de la teoría de la supergravedad. Tiene espín 3/2.

gravitón cuanto de energía de las ondas gravitatorias, transmite la fuerza gravitatoria y tiene espín 2.

gravedad fuerza con la cual los objetos pesados se atraen unos a otros. Es proporcional al producto de las masas de los objetos e inversamente proporcional al cuadrado de la distancia que los separa.

hadrón nombre colectivo de las partículas sensibles a la interacción fuerte, incluye los bariones y los mesones.

Higgs, mecanismo (mecanismo de Higgs-Kibble) estructura asimétrica del vacío en virtud de la cual todas o casi todas las partículas adquieren su masa. Véase capítulo 11.

Higgs, partícula de bosón con espín 0 que, aunque puebla el vacío en grandes cantidades, no es fácilmente detectable. Es la causa del mecanismo de Higgs.

interferencia fenómeno que ocurre en vibraciones y ondas y, en particular, en mecánica cuántica. Si algunos procesos pueden tener lugar de varios modos, las posibilidades de cada modo pueden reforzarse (interferencia positiva) o atenuarse entre ellos (interferencia negativa).

isoespín (I_3) número cuántico que se conserva en los choques.

 J/Ψ primera partícula hadrónica de la que se descubrió (en 1974) que contenía el quark encantado c y su antipartícula c.

jet pequeña nube formada por varios piones y nucleones que se mueven en la misma dirección, que se liberan frecuentemente en los choques de energías muy altas. Un quark de alta energía siempre se transforma en un jet.

Kaluza-Klein, teoría de teoría que describe nuevas dimensiones del espacio y del tiempo que están enrolladas.

kaón el mesón más ligero que contiene el quark extraño s o su antiquark s. Puede ser neutro o estar eléctricamente cargado.

L ver número leptónico.

leptón partícula que es insensible a la interacción fuerte y tiene espín 1/2.

leptónico, número (*L*) diferencia entre el número de leptones y el de antileptones.

masa mide la tendencia de una partícula a continuar en su movimiento (inercia). Se expresa en gramos (g), kilogramos (kg) o MeV/c^2 (1 MeV/ c^2 = 1,78268 × 10⁻²⁷ gramos).

masa en reposo la masa de la partícula cuando está en reposo. Si una partícula se mueve con una velocidad cercana a la de la luz, su masa parece aumentar.

matriz-S lista de números o fórmulas que describe las distribuciones de probabilidad de las partículas después de una colisión («scattering»).

Maxwell, teoría descripción de las ecuaciones que gobiernan los campos eléctricos y magnéticos.

mecánica cuántica teoría que describe la forma en que se mueven las partículas pequeñas y ligeras, en la que las probabilidades juegan un papel esencial. La energía, el espín y otras propiedades diversas de las partículas están «cuantizadas».

mesón partícula con espín entero, sensible a la interacción fuerte. Está formada por un quark y un antiquark.

micra unidad de distancia igual a 10⁻⁶ metros.

molécula la unidad más pequeña de una sustancia química; está formada por varios átomos.

momento Producto de la masa por la velocidad.

momento dipolar magnético mide la capacidad de que una partícula cargada actúe como un imán. Las partículas ligeras como el electrón son imanes más potentes que las partículas pesadas como el protón.

multiplete grupo de tipos de partículas con propiedades comparables. Por ejemplo, el protón y el neutrón forman un doblete y los tres piones forman un triplete.

muón partícula cargada positiva o negativamente con espín 1/2, unas 200 veces más pesada que un electrón. Junto con el electrón pertenece a la familia de los leptones.

neutrino partícula extremadamente ligera, posiblemente sin masa, eléctricamente neutra y con espín 1/2. No es sensible a la interacción fuerte, por lo que es muy inerte. Pertenece a la familia de los leptones.

núcleo parte central de un átomo formado por protones y neutrones.

nucleón nombre con que se denomina al protón, neutrón y algunos de los estados excitados de estas partículas (resonancias).

nudos, teoría de teoría matemática de nudos y enlaces. Un trozo cerrado de cuerda puede llevar *nudos* de diferentes tipos, y varios trozos cerrados de cuerda se pueden unir en *enlaces*. Se dice que dos nudos o enlaces son diferentes si uno no se puede transformar en el otro simplemente moviendo y estirando las cuerdas.

octete gruplete de ocho miembros.

óctuplo camino uso de un método matemático en la teoría de quarks que muestra cómo se pueden colocar los mesones y los bariones en octetes y decupletes.

paridad (P) ver simetría especular.

Pauli, principio de exclusión de dice que no pueden existir dos fermiones en el mismo punto o, más generalmente, ocupar el mismo estado cuántico, a menos que sean de una forma o de otra diferentes entre sí (que tengan diferente dirección de espín o

diferente color, por ejemplo). Los fermiones tienen que permanecer alejados uno de otro.

PC, **simetría** igualdad entre una partícula y la imagen especular (*P*) de su antipartícula (*C*).

pión partícula con masa comprendida entre la del electrón y la del protón. Transmite la interacción fuerte entre hadrones. Tiene espín 0 y puede estar eléctricamente cargada o ser neutra.

Planck, constante de constante de la naturaleza que relaciona la energía cuántica, E, con la frecuencia, v, de un sistema físico: $e = h \times v$. Su valor es $h = 6,626075 \times 10^{-34}$ julio segundo.

Planck, escala de unidades de longitud (1,6 × 10⁻³³ centímetros), masa (22 microgramos) y tiempo (5,4 × 10⁻⁴⁴ segundos) tal que cuando se expresan en estas unidades la velocidad de la luz, c, y la constante gravitatoria de Newton, G, son iguales a la unidad, y la constante de Planck, h, es igual a 2π .

positrón antipartícula del electrón.

probabilidad número entre cero y uno que indica la posibilidad de que algo ocurra.

protón elemento constituyente del núcleo atómico con carga eléctrica positiva. Es el barión más ligero y, por lo tanto, el único estable.

quark elemento constitutivo de los hadrones. Un quark es un fermión con espín 1/2 que aparece solamente en múltiplos de tres o ligado a un antiquark. Se conocen seis especies: *u*, *d*, *s*, *c*, *b* y *t*.

relatividad especial teoría geométrica del espacio y el tiempo elaborada de tal forma que la velocidad de la luz parece ser la

misma para todos los observadores; fue descubierta por Einstein en 1905.

relatividad general tratamiento geométrico detallado del espacio curvo y del tiempo, que nos permite entender la fuerza gravitatoria; fue descubierta por Einstein en 1915.

renormalización procedimiento que representa una redefinición de las constantes de la naturaleza de tal manera que los números que se miden se reproducen correctamente. A menudo esto implica que los números originales que hay que introducir en la teoría se hacen infinitos.

resonancia partícula muy inestable. Si esta partícula se produce temporalmente en alguna interacción, da un pico en el número de colisiones a una cierta energía que se parece a una curva de resonancia.

rho, partícula (ρ) mesón inestable con espín 1 y masa 770 MeV. Puede estar eléctricamente cargada o ser neutra.

S ver extrañeza.

sigma (σ), **modelo** propuesto originalmente como un modelo que describe las interacciones entre piones y nucleones, donde se introdujo una partícula extra llamada σ . Más tarde también se utilizó para describir otros sistemas.

simetría especular (*P*) cualidad por la cual un fenómeno físico o una partícula se parece a su imagen especular.

Tau (7) nuevo leptón, comparable al electrón y al muón pero mucho más pesado.

TOE «Teoría de todo». Conjunto de ecuaciones, incluyendo el manual de uso, que describe el espacio-tiempo, la materia y las fuerzas que controlan todos los movimientos, en principio, con precisión infinita. Aunque algunos físicos, incluyendo el autor, creen que tal ecuación se podrá llegar a encontrar, no creemos seriamente que esto ocurra en un tiempo razonable, así que el nombre «teoría de todo» para estas ecuaciones es hoy en día un eufemismo.

vacío, polarización del cambio de las propiedades del vacío causado por las interacciones fuertes en la proximidad de una partícula, debido a que afectan a las partículas y las antipartículas en el mar de Dirac.

Van der Waals, fuerza de fuerza atractiva universal entre átomos y moléculas debido a las fluctuaciones mecánico cuánticas de los campos eléctricos entre ellas.

vector magnitud física que tiene longitud y dirección en el espacio. Se representa por una serie de números (coordenadas).

W, partícula mediadora de la interacción débil, eléctricamente cargada, también llamada «bosón vector intermediario».

WIMP partículas pesadas que interaccionan débilmente, de un tipo de partícula aún desconocido y que podrían estar presentes en cantidades enormes entre las galaxias en donde producen los campos gravitatorios.

Yang-Mills, campo de ver campo gauge.

Yang-Mills, teoría de generalización de la teoría de Maxwell del electromagnetismo. Al menos están presentes tres tipos de campos eléctricos y magnéticos y hay un principio gauge.

Z⁰, partícula mediadora de la interacción débil, eléctricamente neutra, causante de todas las interacciones débiles por «corrientes neutras».

El autor

GERARD 'T HOOFT (Den Helder, Países Bajos, 5 de julio de 1946) es un físico neerlandés cuyo trabajo en física teórica en la Universidad

de Utrecht fue reconocido con el Premio Nobel de Física del año 1999. Sus principales méritos consistieron en elucidar la estructura cuántica de la interacción electrodébil en la física de partículas.

También ha realizado importantes contribuciones en la teoría de las variables



ocultas, estableciendo que es posible una mecánica cuántica determinista mediante aplicaciones de autómatas celulares en una teoría cuántica de campos discreta.

El asteroide (9491) Thooft, para cuyos futuros habitantes escribió una constitución, es llamado así en su honor.

ⁱ El concepto de *espín* se explica en el siguiente capítulo.